# **International Conference**

# SHOCK WAVES IN CONDENSED MATTER

Kiev, Ukraine, 16-21 September, 2012

Международная конференция

# УДАРНЫЕ ВОЛНЫ В КОНДЕНСИРОВАННЫХ СРЕДАХ

Киев, Украина, 16-21 сентября, 2012 г.

Київ «Інтерпрес ЛТД» 2012

### УДК 623.454:620.178

## **Organizing Committee**

Klimenko V Y
Nikitenko E G
Rajendran A M
Stepanov G V

Alekseev V V	Dzerzhinsk	Krivchenko A L	Samara
Andreev S G	Moscow	Llorca F	Valduc, France
Chepkov I B	Kiev	Maistrenko A I	Kiev
Chernov A I	Moscow	Matokhnyuk L E	Kiev
Davydov V Y	Moscow	Root S	Sandia, USA
Dolgoborodov A	Moscow	Selezenev A A	Sarov
Gryaznov E F	Moscow	Selivanov V V	Moscow
Kartuzov V V	Kiev	Shorokhov E V	Snezhinsk
Kharchenko V V	Kiev	Smirnov A S	Dzerzhinsk
Klimenko I Y	Moscow	Urtiew P A	Livermore, USA
Kolesnikov S A	Chernogolovka	Utkin A V	Chernogolovka
Kozlov E A	Snezhinsk	Yanilkin Y V	Sarov

#### Organizers:

High Pressure Center, Institute of Chemical Physics, Moscow

Institute for Problem of Strength, Kiev

#### **CHAPTER I: Detonation Processes**

#### ОБЗОР ЭКСПЕРИМЕНТАЛНЫХ И РАСЧЕТНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ В ПОДДЕРЖКУ НЕТЕПЛОВОГО МЕХАНИЗМА РАЗЛОЖЕНИЯ МОЛЕКУЛ ВВ ПРИ ДЕТОНАЦИИ<sup>†</sup>

#### А.А. Селезенев, В.Н. Лашков, А.Ю. Алейников, Н.С. Ганчук

Российский федеральный ядерный центр - ВНИИЭФ, Саров, Россия

В докладе рассматриваются опубликованные в литературе и полученные авторами доклада некоторые расчетные и экспериментальные результаты, указывающие на возможность частичной фрагментации молекул ВВ во фронте сильных ударных волн (УВ).

Эффект воздействия ударного фронта на вещество не сводится к сумме воздействий высокого давления и температуры. Специфическое воздействие ударного фронта, например, на многоатомные молекулы приводит к неравновесным эффектам, за счет которых может происходить частичная фрагментация многоатомных молекул непосредственно внутри зоны ударного сжатия. Впервые, вероятно, это положение достаточно определённо было высказано и обосновано в работах [1,2]. В работах [3,4] также достаточно определённо была обоснована гипотеза о возможности разрушения молекул внутри фронта сжатия детонационной волны.

Один из возможных механизмов разрушения химической связи во фронте ударной волны может заключаться в прямой передаче на межатомную связь кинетической энергии, по величине больше чем энергия диссоциации связи [5,6]. В этом случае, если время внутримолекулярной колебательной релаксации  $\tau_w$  будет больше, чем характерное время ( $\tau_x$ ) передачи кинетической энергии на рассматриваемую химическую связь, то энергия, переданная на связь, может оказаться больше энергии диссоциации, т.е. реализуется, так называемый, «аккумуляционный» механизм разрушения связи [7,8,9]. Возможность реализации такого механизма подтверждается прямым МД моделированием разрушения молекул BB во фронте УВ. Так, например, в работах [10,11] методом МД моделирования было показано, что в сильных УВ время разрушения химических связей молекул BB может составлять величину порядка нескольких пикосекунд. В работе [12] были сформулированы условия, при выполнении которых может происходить разрушение межатомных связей в многоатомных молекулах непосредственно при их столкновении. Эти условия можно записать в виде:

$$E_k \ge 2U_0, \tag{1}$$

$$\tau_X < \tau_{VV} \,, \tag{2}$$

<sup>&</sup>lt;sup>†</sup> Review of Experimental and Computed Results in Support of non - Thermal Mechanism of Molecule Decomposition at HE Detonation, A.A.Selezenev, V.N.Lashkov, A.Yu.Alejnikov, N.S.Ganchuk, Russian Federal Nuclear Center – VNIIEF, Sarov, Russia

$$\tau_X < T_V, \tag{3}$$

где  $E_k$  - кинетическая энергия столкновения молекул,  $U_0$  - энергия диссоциации связи,  $au_{VV}$  - время внутримолекулярной V-V релаксации,  $au_X$  - характерное время передачи кинетической энергии на рассматриваемую химическую связь,  $T_V$  - период собственных колебаний связи ( $T_V = 2\pi/\omega_0$ ).

Условие (3) является условием неадиабатичности взаимодействия налетающей молекулы и рассматриваемой колебательной моды молекулы. Эффективная передача поступательной энергии на колебательную моду возможна, когда параметр Месси (Ме) составляет величину порядка единицы или меньше [13]. В рассматриваемом случае роль параметра Месси выполняет отношение

$$Me = \frac{\tau_X}{T_V} \equiv \frac{\tau_X \cdot \omega_0}{2\pi}.$$

В работе [12,14] были проведены расчеты времени внутримолекулярной релаксации для молекул TNT, RDX, HMX, PETN, TATB и методом МД моделирования определялись пороговые скорости столкновения молекул, при которых происходила их частичная фрагментация. Аналогичные расчеты, по определению пороговых скоростей столкновения, проводились также в работах [15,16]. В таблице 1 приведены полученные методом МД моделирования [12, 15,16] значений пороговых скоростей столкновения молекул ВВ.

BB	Пороговые скорости столкновений молекул (км/с) (для различных ориентаций столкновения)
TNT	4.5-6.0 [12]
PETN	3.2-6.6 [15]
RDX	5.5-6.6 [12] 3.6-6.9 [16]
HMX	4.5 [12]
ТАТВ	6.0-7.0 [16]

Таблица 1. Значения пороговых скоростей столкновения

Необходимым условием реализации «аккумуляционного» механизма разрушения внутримолекулярных связей является условие «перегрева» поступательных степеней свободы молекул ВВ в ударном фронте детонационной волны. Максимально возможное превышение температуры межмолекулярных колебаний над равновесной температурой за фронтом УВ можно оценить по соотношению [20]

$$(T_{mol} - T_0) / (T_{eq} - T_0) = N.$$
(4)

Соотношение (4) получается, если предположить, что кинетическая энергия направленного движения вещества первоначально в ударном фронте распределяется пополам между кинетической энергией межмолекулярных колебаний и потенциальной энергией межмолекулярного взаимодействия. Если предположить, что первоначально вся кинетическая энергия ударной волны переходит в кинетическую энергию межмолекулярных колебаний, то для оценки температуры межмолекулярных колебаний получается соотношение [9]

$$(T_{mol} - T_0)/(T_{eq} - T_0) = 2N.$$
<sup>(5)</sup>

Проведённые к настоящему времени методом молекулярной динамики исследования релаксационных процессов в ударных волнах в молекулярных кристаллах ВВ подтверждают существование эффекта превышения температуры межмолекулярных колебаний над равновесной температурой за фронтом УВ [17-21]. В частности, для монокристалла RDX в работе [20] получено, что при массовой скорости ударной волны ~3 км/с максимальная температура межмолекулярных колебаний в ~4 раза превышает среднюю температуру за фронтом УВ. На основе результатов МД моделирования в [20] получена зависимость времени фонон-вибронной релаксации во фронте ударной волны в кристалле RDX. В интервале массовой скорости 1-3 км/с (давление 8-40 ГПа) время фонон - вибронной релаксации изменяется в интервале 9-3 пс. Полученные результаты удовлетворительно согласуются с результатами МД моделирования работ [22,23], а также с результатами аналитического расчета времени фонон-вибронной релаксации в кристалле RDX [24].



**Рис. 1.** Зависимость времени фонон-вибронной релаксации в монокристалле RDX от величины ударно-волнового давления (треугольники – результаты MD моделирования [20], квадраты – результаты аналитического расчета [24]).

На рис.1 приведено сравнение полученных методом МД моделирования и аналитическим расчетом значений времени фонон-вибронной релаксации. Различие в результатах при давлениях УВ <10 GPa, вероятно, можно объяснить тем, что при аналитических расчетах

используется предположение о мгновенном переходе в ударном фронте всей энергии ударной волны в энергию межмолекулярных колебаний, что, очевидно, не реализуется в МД расчетах.

Косвенным подтверждением гипотезы о частичной фрагментации молекул ВВ в области ударного сжатия могут служить эксперименты по инициированию детонации в монокристаллах PETN [25-27], а также эксперименты по определению стационарной скорости детонации зарядов ВВ при криогенных температурах [28,29]. Полученные в работах [25-27] зависимости времени задержки детонации от давления входящей в кристалл PETN УВ и зависимость времени задержки детонации ОТ кристаллографического направления распространения УВ не объясняются в рамках «классических» представлений об инициировании детонации. В представляемом докладе рассматриваются результаты расчетов времени задержки детонации в монокристалле PETN, полученные с учетом эффекта частичной фрагментации молекул РЕТМ в инициирующей УВ.

В работе [28] получено увеличение (на 2.6%) стационарной скорости детонации смесевого ВВ ТГ 50/50 при снижении начальной температуры заряда от 300К до 20К. В работе [29] экспериментально зафиксировано (рис.2) увеличение (на 3.8%) стационарной скорости детонации пластины из пластифицированного РЕТN при снижении начальной температуры заряда от 340К до 20К.



**Рис. 2.** Зависимость стационарной скорости детонации пластифицированного PETN от начальной температуры заряда.

Экспериментальные результаты, показывающие увеличение скорости детонации при значительном снижении начальной температуры заряда также не находят объяснения в рамках классических представлений о химических реакциях. Если рассматривать детонационный процесс как ударное сжатие и последующую химическую реакцию разогретого в ударной волне

вещества, то можно было ожидать, что существенное понижение начальной температуры заряда приведёт к заметному снижению скорости химических реакций и, как следствие, к уменьшению скорости детонации. Отсутствие такой зависимости для скорости детонации, вероятно, может быть по двум причинам: 1. Понижение начальной температуры заряда ВВ на ~300К никак не влияет на температуру за фронтом ударной волны и, соответственно, не оказывает никакого влияния на химию протекающих за ударной волной процессов. 2. Выделение энергии за ударным фронтом стационарной детонации лимитируется химическим (или физическим) процессом, который имеет практически нулевую энергию активации.

#### Литература

- 1. Дрёмин А.Н., Тр. Ин-та механики МГУ, 1973, Т.21, С.150. (цитируется по [9])
- 2. Бабаре Л.В., Дрёмин А.Н., Клименко В.Ю. Материалы V Всесоюзного симпозиума по механоэмиссии и механохимии твёрдых тел. Таллин, 1975, С.76. (цитируется по [9])
- 3. Walker F.E., Wasley R.J. Propellants and Explosives, 1976, P.73.
- 4. Walker F.E., Propellants, Explosives, Pyrotechnics, 1982, Vol.7, P.2.
- 5. Klimenko V.Yu, Dremin A.N. Detonation, chemical Physics of combustion and explosion processes. Ed. A.G. Merzhanov, Russia, Chernogolovka, 1980, Nauka.
- 6. Walker F.E., Journal of Applied Physics, Vol.63 (11), 1988, P.5548.
- 7. Клименко В.Ю., Дрёмин А.Н., VI Всесоюзный Симпозиум по горению и взрыву Алма-Ата, СССР, 1980, сб. Детонация, химическая физика процессов горения и взрыва, С.69-73.
- 8. Dremin A.N., Klimenko V.Yu., Progress in Astronautics and Aeronautics, V.95, 1981, P.253.
- 9. Клименко В.Ю., Яковенцев М.А., Дрёмин А.Н., Химическая физика, Т.12, 1993, С.671.
- 10. Manaa M.R., Fried L.E., Melius C.F., Elstner M. and Frauenheim Th., J. Phys. Chem. A 106, 2002, P.9024.
- 11. Alejandro Strachan, Adri C.T. van Duin, Debashis Chakraborty, Siddhard Dasgupta, and William A. Goddard III, Physical Review Letters, Vol. 91, №9, 2003, P. 09801-1.
- 12. Selezenev A.A., Aleinikov A.Yu., Briginas I.V., Russian Journal of Physical Chemistry B, 2008, Vol.2, P.147.
- 13. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. 2-е изд. М.: Наука, 1976.
- 14. Selezenev A.A., Aleinikov A.Yu., Briginas I.V., in Proceedings of the Int. Conference SWCM-2006, Saint-Petersburg, Russia, 2006, P.186.
- 15. Landervile A.C., Oleynik I.I., and White C.T., In Proceedings of the Conference SCCM-2009, 2009, P.813.
- 16. Oleynik I.I, Landervile A.C., and White C.T., In Proceedings of the Conference SCCM-2009, 2009, P.817.
- 17. Tarver C.M., Fried L.E., Ruggerio A.J., and Calef D.F., in Proceedings of the Tenth Symposium (International) on Detonation, 1993, P.3.
- Belak J., in Proceedings of Energetic Materials Symposium, Pleasanton, California, May 18-25, 1994, Vol.2.
- 19. Cawkwell M.J., Sewell T.D., Physical Review. B 78, 2008, P.014107.
- Selezenev A.A., Aleynikov A. Yu., Ganchuk N.S., Ganchuk S.N., Ermakov P.V., Journal of Energetic Materials, 2010, Vol.28, P.78. (Proceedings from the Seventh International Conference on New Models and Hydrocodes for Shock Wave Processes in Condensed Matters, Estoril, Portugal, 2008)
- 21. Selezenev A.A., Aleynikov A.Yu., Ganchuk N.S., Ermakov P.V., in Proceedings of Int. Conference SWCM-2010, Novgorod Saint-Petersburg, 2010, P.2.
- 22. Jaramilo E., Sewell T.D., Strachan A., Physical Review B, 76, 2007, P.064112.
- Nomura K., Kalia R.K., Nakano A., Vashishta P., van Duin A., Goddard W.A., Physical Review Letters 99, 2007, P.148303.
- 24. Hooper J., Journal of Chemical Physics 132, 2010, P.014507.
- 25. Dick J.J., Mulford R.N., Spencer W.J., Pettit D.R., Garcia E., Shaw D.C., Journal of Applied Physics 1991, Vol.70, P.3572.
- 26. Dick J.J, Ritchie J.P., Journal of Applied Physics. 1994, Vol.76, P.2726.
- 27. Yoo C.S., Holmes N.S., Souers P.S., Wu C.J., Ree F.H Journal of Applied Physics 2000, Vol.88, P.70.
- 28. Нестеренко В.Ф., Физика горения и взрыва, 1975, №2, С.324.
- 29. Selezenev A.A., Lashkov V.N., Ignatov O.L., Trusov V.N., Kazakovski N.T., Abramov I.A., in Proceedings of Int. Conference SWCM-2004, Saint-Petersburg, 2004, P.70.

## ПРИМЕНЕНИЕ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ПРОТОННОЙ МИКРОСКОПИИ В ИССЛЕДОВАНИЯХ УДАРНЫХ ВОЛН И ДЕТОНАЦИИ<sup>1</sup>

#### С.А. Колесников<sup>1</sup>, Д.В. Варенцов<sup>2</sup>, А.А. Голубев<sup>3</sup>, В.С. Демидов<sup>3</sup>, С.В. Дудин<sup>1</sup>, А.В. Канцырев<sup>3</sup>, В.Б. Минцев<sup>1</sup>, Д.Н. Николаев<sup>1</sup>, В.С. Скачков<sup>3</sup>, Г.Н. Смирнов<sup>3</sup>, А.В. Уткин<sup>1</sup>, В.Е. Фортов<sup>1</sup>

1 Институт проблем химической физики РАН, Черноголовка, Россия 2 GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung, Дармштадт, Германия 3 Институт теоретической и экспериментальной физики, Москва, Россия

Метод радиографического исследования вещества с использованием пучков высокоэнергетических протонов, создаваемых ускорителями заряженных частиц [1,2] дает уникальные возможности для проведения абсолютных измерений важных материальных характеристик, в том числе распределения плотности, плотных оптически непрозрачных объектов в экстремальных условиях непосредственно в ходе сверхбыстрых динамических экспериментов. Одной из ключевых особенностей данной методики является возможность многокадровой съемки, что позволяет регистрировать динамические параметры и временную эволюцию пространственных конфигураций ударных и детонационных волн в веществе.

Впервые установка для высокоэнергетической протонной радиографии была создана в конце 90-х годов в Лос-Аламосской национальной лаборатории, США, на пучке с энергией 800 МэВ [1]. Первая в российской практике протонно-радиографическая установка была запущена на протонном пучке с энергией 800 МэВ от ускорителя ИТЭФ-ТВН в Институте теоретической и экспериментальной физике в Москве, Россия, в 2008 году [2,3]. Существует также установка на пучке с существенно более высокой энергией, до 50 ГэВ, в Институте физики высоких энергий в Протвино, Россия [4]. Данные установки обладали пространственным разрешением порядка нескольких сот микрон, что позволило провести на них ряд исследований ударноволновых и детонационных явлений в экстремальных динамических условиях [1,3,5,6] и показать перспективность применения высокоэнергетической протонной радиографии в экспериментальной физике высоких плотностей энергической протонной радиографии в

Дальнейшее развитие принципы протонной радиографии получили на ускорителе ИТЭФ-ТВН с введением в систему магнитной оптики радиографической установки так называемого «протонного микроскопа» - увеличителя протонных изображений, состоящего из 4 магнитных линз на постоянных квадрупольных магнитах. Данное усовершенствование позволило существенно повысить пространственное разрешение радиографических измерений (до 50 мкм

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup> Application of High Energy Proton Microscopy to Shock Wave and Detonation Studies. S.A. Kolesnikov,

D.V. Varentsov, A.A. Golubev, V.S. Demidov, S.V. Dudin, A.V. Kantsyrev, V.B. Mintsev, D.N. Nikolaev, V.S. Skachkov, G.N. Smirnov, A.V. Utkin, V.E. Fortov

Institute of Problems of Chemical Physics RAS, Chernogolovka, Russia

GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung, Darmstadt, Germany

Institute of Theoretical and Experimental Physics, Moscow, Russia

в статических экспериментах) на поле зрения диаметром около 19 мм. Структура протонного пучка, создаваемого ускорителем, позволила при этом получать в единственном взрывном эксперименте до 3-4 радиографических изображений динамических процессов, разделенных интервалами в 250 нс, с временным разрешением, определяемым временем экспозиции каждого кадра и составляющим около 70 нс.

Приведенные характеристики установки на основе протонного микроскопа на ускорителе ИТЭФ-ТВН позволили провести на новом экспериментальном уровне радиографические исследования ряда ударно-волновых и детонационных процессов в конденсированных и газовых средах. Так, были проведены эксперименты по протонно-радиографической регистрации взрывных и детонационных волн в зарядах прессованного ТНТ и относящегося к числу неидеальных эмульсионного взрывчатого вещества (ВВ). Эксперименты с ТНТ (см. рисунок 1) показали, что пространственного и временного разрешения установки недостаточно для регистрации зоны химической реакции в ТНТ, но в то же время параметры детонационной волны и распределение плотности вслед за точкой Чепмена-Жуге могут быть измерены данной методикой с приемлемой точностью. Эксперименты с зарядами эмульсионного ВВ с различным диаметром (рисунок 2) показали, что они имеют существенно более продолжительную зону химической реакции, чем ТНТ, и что их критический диаметр сильно зависит от микроструктуры заряда.



Рисунок 1 - Радиографические изображения (для наглядности инвертированные), снятые с интервалом 250 нс для детонирующего заряда ТНТ. Светлая горизонтальная дуга по центру кадра – двигающийся снизу вверх фронт детонационной волны. Широкая вертикальная темная полоса слева – опорная пластина из плексигласа, используемая для калибровки трансмиссии протонного пучка.



Рисунок 2 - Радиографические изображения, полученные для разных зарядов ЭВВ диаметром 15 мм: *а* —детонационная волна; б —нестационарный детонационно-подобный режим; в—затухающая волна

Было проведено исследование струеобразования на ударно-нагружаемых неоднородных металлических поверхностях. В ходе экспериментов на протонном микроскопе ИТЭФ-ТВН были получены радиографические изображения процесса ударно-волнового нагружения стальной и медной пластины толщиной 2 мм с неоднородной свободной поверхностью, осуществляемого при помощи детонирующих зарядов ТНТ (рисунок 3).



Рисунок 3 - Протонно-радиографические изображения медной пластины толщиной 2 мм и диаметром 15 мм с треугольными насечками глубиной 1 мм: слева—статическое изображение; справа—та же мишень спустя 1.5 мкс после прихода ударной волны на свободную поверхность. Детонирующий заряд ТНТ расположен сверху обоих изображений.

На свободную поверхность образцов были нанесены насечки треугольного профиля, и радиографические изображения отчетливо показали формирование над ними струй выброшенного с поверхности материала после выхода ударной волны на свободную поверхность образца. Струи в медном образце формировались быстрее и содержали больше вещества, чем в аналогичном стальном образце. Было также зафиксировано, что разрушение медных и стальных образцов в данном процессе происходило по различным механизмам.

На установке было также проведено экспериментальное исследование ударно-сжатой плотной неидеальной плазмы аргона и ксенона при различном начальном давлении. Для создания плазмы в исследуемом газе использовались линейные взрывные генераторы. В опытах с ксеноном при повышенном начальном давлении удалось отчетливо зарегистрировать формирование и развитие ударной волны и плазменной пробки за ее фронтом. Это показало, что высокоэнергетическая протонная микроскопия дает уникальные возможности для регистрации широкого диапазона градиентов плотности не только в объеме конденсированной среды, но также и в газах и плазме в экстремальных динамических условиях.

Следующим важным шагом в развитии метода протонной радиографии может стать применение принципов протонной микроскопии на ускорителях с более высокой энергией протонного пучка, что, согласно проведенным расчетам [7], должно значительно улучшить пространственное, временное и плотностное разрешение радиографических измерений. В связи с этим настоящее время сформирована международная коллаборация, нацеленная на реализацию проекта ПРИОР – создание новой высокоэнергетической протонномикроскопической установки на пучке с энергией 4.5 ГэВ для изучения свойств материалов в динамических условиях в Центре по исследованию тяжелых ионов Общества Гельмгольца (GSI) и строящемся ускорительном центре FAIR в Дармштадте, Германия. К настоящему моменту проведен большой объем проектных, расчетных и инженерно-технических работ по созданию установки, в том числе изготовлена система магнитной оптики, включающая протонный микроскоп. В ближайшее время планируется физический пуск установки, после которого станет возможно проводить регистрацию протонно-радиографических изображений динамических систем с беспрецедентным пространственным разрешением менее 10 мкм, временным разрешением менее 20 нс и погрешностью измерения плотности менее 1%. Эксперименты на этой установке позволят расширить диапазон доступных в протонно-радиографическом эксперименте физических параметров, таким образом открывая новые горизонты в исследованиях в области физики ударных волн, детонации и физики высоких плотностей энергии.

Данная работа выполняется в рамках контрактов с Госкорпорацией «Росатом», программы Президиума РАН №02 и грантов ИЦФР и ВМВF.

#### Литература

- 1. N.P.S. King, E. Ables, K. Adams, et al. Nucl. Instr. Meth., A424, 84-91, 1999
- 2. А.А. Голубев, В.С. Демидов, Е.В. Демидова и др.. Применение пучков ускорительнонакопительного комплекса ТВН для диагностики быстропротекающих процессов. Атомная энергия, 2008, т.104, вып. 2, с. 99-106.
- 3. А.А. Голубев и др. Диагностика быстропротекающих процессов пучком заряженных частиц от ускорителя ТВН-ИТЭФ. Письма в ЖТФ, 2010, том 36, вып. 4, с.61-67.
- 4. Ю.М. Антипов, А.Г. Афонин, А.В. Василевский и др. Протонная радиографическая установка на 70 ГэВ на ускорителе ГНЦ ИФВЭ. ПТЭ, 2010, №6, с.5-12.
- 5. В.В. Бурцев, А.Л. Михайлов, К.Н. Панов, А.В. Руднев, М.А. Сырунин. Исследование инициирования детонации во взрывчатом веществе на протонном ускорителе У-70. Физика горения и взрыва, 2011, т. 47, №3, с. 115-121.
- 6. S.A. Kolesnikov, S.V. Dudin, V.V. Lavrov et al. Shock-Wave and Detonation Studies at ITEP-TWAC Proton Radiography Facility. In: AIP Conf. Proc. 1426, pp. 390-393.
- 7. F.E. Merrill et al. Proton Microscopy at FAIR. AIP Conf. Proc. 1195, 2009, p.667.

#### ПЕРЕХОД УДАРНОЙ ВОЛНЫ В ДЕТОНАЦИЮ В ВВ РАЗЛИЧНОЙ НАЧАЛЬНОЙ ПОРИСТОСТИ: ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ ВВ МЕТОДАМИ, ИСПОЛЬЗУЮЩИМИ СИНХРОТРОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

#### Е.Б. Смирнов, А.Н. Аверин, Б.Г. Лобойко, О.В. Костицын, Ю.А. Беленовский, А.В. Лебедев, В.Н. Щербаков, К.В. Еганов, В.М. Волков, К.М. Просвирнин, А.Н. Киселев, В.В. Козель

#### Российский федеральный ядерный центр – ВНИИТФ, Снежинск, Россия

Информацию о переходе ударной волны в детонационную (SDT) при инициировании взрывчатых веществ (BB) традиционно получают при помощи экспериментов с клиновидными образцами BB [1, 2, 3], либо регистрацией эволюции волновых профилей давления или массовой скорости [<sup>i</sup>, 3, 4, 5]. В наших предшествующих работах [6-8] регистрация процесса перехода ударной волны в детонационную осуществлялась одновременно при помощи пьезорезистивной [9] и радиоинтерферометрической [10, 11] методик. При помощи пьезорезистивных датчиков регистрировались параметры ударной волны, входящей в заряд из исследуемого BB, а также параметры ударной/детонационной волны, выходящей из него. При помощи радиоинтерферометра регистрировалась *x-t* диаграмма процесса распространения ударной волны (УВ) и переход ее в детонационную волну (ДВ). Радиоинтерферометр, как инструмент исследования ударно-волновых и детонационных процессов, обладает рядом достоинств. Во-первых, это отсутствие внедряемых в BB датчиков, оказывающих влияние на исследуемый процесс. Во-вторых, это возможность вести практически непрерывную регистрацию распространения фронта ударных и детонационных волн, что позволяет определять, например, глубину зарождения детонации.

Обработка и анализ x-t данных перехода ударной волны в детонационную, как правило, сводится к построению двух линий и нахождению точки пересечения этих линий. Угол наклона первой линии определяет среднюю скорость ударной волны до перехода в детонацию. Вторая линия аппроксимирует x-t данные процесса после возникновения детонации. Такой подход оказывается оправданным в случае не высокой точности определения траектории перехода ударной волны в детонационную, например оптическим методом. Несмотря на грубое описание экспериментальных данных на начальном участке эволюции ударной волны, определение точки перехода выполняется с высокой точностью. Погрешность определения глубины возникновения детонации, как правило, не превышает нескольких процентов, что вполне устраивает исследователей и позволяет построить достоверную Pop-plot диаграмму. В отдельных случаях постоянство скорости ударной волны до точки перехода в детонацию соответствует физике исследуемого явления. Так в работах [6-8] при исследовании низкочувствительного низкопористого BB обнаружено постоянство скорости преддетонационного режима взрывчатого превращения ВВ, распространяющегося со скоростью приблизительно 0,7 от стационарной скорости детонации.

12

Прогресс в вычислительной технике и, как следствие, возросшие потребности в точных экспериментальных данных для численного моделирования требуют детального отслеживания траектории перехода ударной волны в детонационную. С этой целью мы используем подход, который предложили L.G. Hill и R.L.Gustavsen в работе [12]. Данный подход базируется на теоретических выкладках расширенной теории динамики детонационного фронта (DSD) обобщенной В.J. Yao и D.S. Stewart в работе [13]. Аппроксимации, выполненные на основании данного подхода, соответствуют экспериментальным данным в мельчайших деталях и позволяют расширить область их применения для калибровки численных моделей, а также способствуют изучению физических механизмов инициирования.

Очевидно, что прецизионное исследование процесса инициирования без подробной информации об исследуемом ВВ имеет ограниченное применение. Слабоизученным остается вопрос о физической структуре ВВ различной начальной пористости, а также связь изменения структуры с изменением температуры.

Необходимую информацию о структуре взрывчатых веществ РФЯЦ-ВНИИТФ получает методами рентгеновской дифракции (XRD) и электронной микроскопии (EMS), а также (в сотрудничестве с учреждениями СО РАН) методами, использующими синхротронное излучение. Спектр методов, используемых для исследования структуры обощен на рис. 1.



Рис.1 – Методы исследования структуры ВВ.

В сотрудничестве с Институтом гидродинамики им. М.А. Лавреньтьева СО РАН, Институтом химии твердого тела и механохимии СО РАН и Институтом ядерной физики СО РАН на ускорительном комплексе ВЭПП-3 с использованием синхротронного излучения проводятся неразрушающие дистанционные измерения структуры исходного взрывчатого вещества. Результаты исследований позволяют получить распределение пор по размерам и его изменение при вариации начальных условий. Исследования молекулярной структуры индивидуальных ВВ осуществляются дифракционными методами (XRD) [14], в том числе при вариации температуры и приложенного статического давления (алмазные наковальни). Структура (пористость) в диапазоне размеров 1-100 нм изучается методами малоуглового рентгеновского рассеяния (SAXS) [14]. Структура с характерными размерами 0,001-1 мм изучается методом рентгеновской микротомографии (XRTC) [15]. Изучение структуры в диапазоне характерных размеров 0,01-1 мкм может быть реализовано методом сверхмалоуглового рентгеновского рассеяния (USAXS).

В работах [14,15] экспериментально показано существенное изменение структуры ВВ при изменении ее начальной пористости и температуры. Изменение претерпевают как исходный размер пор, так и их количество. Полученная таким образом информация о структуре исследуемого ВВ с сочетании с экспериментальной информацией о переходе ударной волны в детонационную позволяет приступить к калибровке расчетных моделей детонационных процессов на качественно новом уровне.

В данной работе представлены результаты экспериментального исследования перехода ударной волны в детонационную в низкочувствительном взрывчатом веществе различной начальной пористости с регистрацией при помощи пьезорезистивной [9] И радиоинтерферометрической [10, 11] методик. Нагружение исследуемого ВВ ударными волнами различной интенсивности и длительности осуществлялось при помощи взрывного генератора, состоящего из плосковолнолновой линзы, заряда из ВВ на основе октогена толщиной 30 мм и преграды – ослабителя из фторопласта или меди. Диаметр нагружающего устройства составлял 120 мм. Используемый генератор ударных волн был откалиброван в предварительных экспериментах [6-7]. Нагружающее устройство позволяло получать в исследуемом ВВ ударные волны с амплитудой от 6 до 30 ГПа за счет изменения толщины преграды из фторопласта или меди.

Прецизионная обработка траекторий перехода ударной волны в детонационную позволяет проверить справедливость приближения единой кривой (SCI) [16], в соответствии с которым переход инициирующей ударной волны в детонационную осуществляется по единственной для данного BB кривой в плоскости  $P_{\rm BB}$ - $x_0$  (плоскость Pop-plot) независимо от величины начального давления и профиля инициирующей УВ. Данное приближение является фундаментом для построения полуэмпирической кинетики Forest Fire, которая является одной из наиболее используемых моделей скорости реакции в детонационной волне. Справедливость последней обычно доказывается совпадением x-t диаграмм, приведенных в одну систему координат с центром в точке ( $x_0$ ,  $t_0$ ) перехода ударной волны в детонационную.

Существенное различие в ходе кривых (функций ускорения фронта инициирующей ударной волны для различных параметров ударно-волнового нагружения) показывает несправедливость приближения единой кривой инициирования (SCI) для исследуемого BB.

14

Данное приближение не выполняется ни для одной из исследованных в работе начальных пористостей ВВ. Об этом, в частности, свидетельствует несовпадение ускорений, приведенных на рисунке 2.



Рис. 2 – Функции ускорения фронта инициирующей ударной волны для ВВ различной пористости.



Рис. 3 – Рор-plot диаграммы перехода ударной волны в детонационную.

Для построения Pop-plot диаграмм, приведенных на рисунке 3, не потребовалось привлечения данных, полученных при помощи пьезорезистивного метода. Приведенные диаграммы имеют физически верные асимптоты. Сверху диаграммы ограничиваются скоростью детонации. Снизу ограничиваются скоростью распространения ударной волны на пределе упругости Гюгонио. Ниже этой величины не может происходить инициирование, поскольку механизм горячих точек при более низких скоростях не может реализовываться. Детальное отслеживание траектории ударной волны позволяет с точностью на уровне 1% определять начальную скорость ударной воны, входящей в исследуемое BB, и в совокупности с данными по давлению определять точки на ударной адиабате нереагирующего BB различной начальной пористостью.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Физика взрыва. Под. ред. Л.П. Орленко. – Изд. 3-е, переработанное. – В 2 т. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2002.

2. A.W. Campbell, W.C. Davis, and J.R. Travis. Shock Initiation of Liquid Explosives. Phys. Fluids, V. 4, No. 4 (1961)

3. J.J. Dick, C.A. Forest, J.R. Rumsay and W.L. Seitz, «The Hugoniot and Shock Sensitivity of a plastic-Bonded TATB explosuve PBX9502», J.Appl.Phys., vol.63, No.10, 1988, pp.4881-4888.

4. S.A. Sheffield, R.L. Gustavsen and R.R. Alcon, in Shock Compression of Condensed Matter - 1999, American Institute of Physics (AIP) Conference Proceedings 505 (1999), p. 1043.

5. Б.Г. Лобойко, В.П. Филин, О.В. Костицын, В.В. Шапошников, С.Н. Любятинский, Е.Б. Смирнов, А.Б. Сырцов, А.В. Вершинин, А.А. Никулин. Регистрация профилей массовой скорости в ударных и детонационных волнах электромагнитным методом. Китайско - Российский семинар «Новый прогресс по энергетическим материалам-2004», КНР, 2004.

6. Е.Б. Смирнов, Б.Г. Лобойко, В.П. Филин, О.В. Костицын, Ю.А. Беленовский, А.В. Лебедев, В.Н. Щербаков, А.Г. Можжин, О.С. Бродягин. Исследование ударноволнового инициирования ВВ на основе ТАТБ. IX Забабахинские Тематические Научные Чтения, РФЯЦ-ВНИИТФ, Снежинск, 2007.

7. Е.Б. Смирнов, Б.Г. Лобойко, В.П. Филин, О.В. Костицын, Ю.А. Беленовский, А.В. Лебедев, В.Н. Щербаков, К.М. Просвирнин. Переход ударной волны в детонационную во взрывчатом веществе на основе ТАТБ. Х Забабахинские Научные Чтения, Снежинск, 15-19 марта 2010г.

8. Е.Б. Смирнов, А.Н. Аверин, Б.Г. Лобойко, О.В. Костицын, Ю.А. Беленовский, В.Н. Щербаков, К.В. Еганов, В.М. Волков, К.М. Просвирнин, А.Н. Киселёв. Влияние градиента давления за фронтом инициирующей ударной волны на глубину возникновения детонации в ВВ на основе ТАТБ. XII Харитоновские чтения. Экстремальные состояния вещества. Детонация. Ударные волны. Саров, 14-18 марта 2011г.

9. Б.Г. Лобойко, Т.И. Карманова, А.Т. Сапожников, А.Б. Сырцов, В.В. Шапошников, Уан Зинь Гцы, Уан Шиан, Цан Шиан Ган, Цзынь Шиао Ган, Ши Шан Чвин. Градуировка манганиновых датчиков для ударно-волновых исследований. Химическая физика, т. 17, №5,1998.

10. С.В. Баталов, В.П. Филин, В.В. Шапошников. Радиоволновой метод исследования физических явлений и химических превращений в гетерогенных ВВ под действием УВ. Физика горения и взрыва, т.27, №6, 1991.

11. А.В. Лебедев, Ю.А. Беленовский, Ю.А. Вершинин, В.А. Пестречихин, В.В. Шапошников. Использование радиоволнового метода для исследования газодинамических характеристик и показателей безопасности взрывчатых составов. VIII Забабахинские Тематические Научные Чтения, РФЯЦ-ВНИИТФ, Снежинск, 2005.

12. L. G. Hill and R. L. Gustavsen. On the characterization and mechanisms of shock initiation in heterogeneous explosives. Proceedings of the 12th Symposium (International) on Detonation, Vol. ONR 333-05-2, edited by J. M. Short and J. L. Maienschein (Office of Naval Research, Arlington, VA, 2002), p. 975.

13. Yao, J., and Stewart, D.S.; On the Dynamics of Multi-Dimensional Detonation. JFM, V. 309 (1996) See eqn. 6.86.

14. К.А. Тен, Э.Р. Прууэл, Л.А. Лукьянчиков, Б.П. Толочко, М.Р. Шарафутдинов, А.Н. Шмаков, Ю.А. Аминов, А.К. Музыря, О.В. Костицын, Е.Б. Смирнов. Исследование ТАТБ дифракционными методиками. IX Забабахинские научные чтения. Снежинск 2012.

15. К.Э. Купер, К.А. Тен, Э.Р. Прууэл, Ю.А. Аминов, Б.Г. Лобойко, Е.Б. Смирнов, А.К. Музыря. Рентгеновская микротомография зарядов ТАТБ на пучка синхротронного излучения. Х Забабахинские научные чтения. Снежинск 2010.

16. C.L. Mader, C.A. Forest. 2D Homogeneous end Heterogeneous Detonation Wave Propagation. LASL Rpt. No. LA-6259 (1976).

#### Детонационные характеристики БТФ

#### К.А. ТЕН<sup>1</sup>, В.М. ТИТОВ<sup>1</sup>, Э.Р. ПРУУЭЛ<sup>1</sup>, Л.А. ЛУКЬЯНЧИКОВ<sup>1</sup>, Б.П. ТОЛОЧКО<sup>2</sup>, В.В. ЖУЛАНОВ<sup>3</sup>, Л.И. ШЕХТМАН<sup>3</sup>., Ю.А. АМИНОВ<sup>4</sup>, А.К. МУЗЫРЯ<sup>4</sup>, О.В. КОСТИЦЫН<sup>4</sup>, Е.Б. СМИРНОВ<sup>4</sup>

<sup>1</sup> Институт Гидродинамики им. М.А.Лаврентьева СО РАН, Новосибирск
 <sup>2</sup> Институт Химии Твердого тела и Механохимии СО РАН, Новосибирск
 <sup>3</sup> Институт ядерной физики им. Г.И.Будкера СО РАН, Новосибирск
 <sup>4</sup> Российский федеральный ядерный центр – ВНИИТФ, Снежинск

#### 1. ВВЕДЕНИЕ

Развитие техники ускорителей элементарных частиц и создание на их базе новых методов исследований позволило создать ряд новых бесконтактных методик для исследования взрывных процессов [1-5]. В их основе лежит динамическое просвечивание исследуемого объекта высокоэнергетическими пучками различной природы. Особенно сильно развивается использование синхротронного излучения (СИ). Большая проникающая способность используемого СИ, высокое временное и пространственное разрешение позволяют получать не только теневые изображения исследуемого течения высокого качества, но и восстанавливать распределение методами томографии внутреннее параметров объекта. Особенно привлекательна возможность измерять дифракционные сигналы (малоугловое рентгеновское рассеяние - МУРР), по распределению которых возможно измерять размеры наночастиц, которые возникают при конденсации углерода в зоне химического превращения. В настоящее время это единственный экспериментальный способ изучать динамику конденсации углерода при детонации взрывчатых материалов (ВМ) с отрицательным кислородным балансом.

Изучение процессов конденсации углерода при детонации таких ВМ, крайне важно для оценки количества энергии, которая выделяется при экзотермической коагуляции углеродных кластеров. Опубликованные в литературе результаты [6, 7] показали, что предположение о наличии конденсации углерода за зоной химической реакции позволяет лучше описать экспериментальные данные. Эксперименты с безводородным ВМ  $C_6N_6O_6$  (бензотрифуроксан, БТФ) интересны тем, что ранее в продуктах взрыва БТФ были обнаружены крупные частицы алмаза [8]. Поэтому исследования детонационных процессов в БТФ важны и для практического использования. Метод измерения мало-углового рентгеновского рассеяния (МУРР) широко применяется при статическом анализе структуры дисперсных систем. Сочетание метода МУРР с использованием СИ от мощных ускорителей заряженных частиц (ВЭПП-3, энергия 2 ГэВ, Институт ядерной физики СО РАН) позволяет проводить динамические измерения распределения МУРР с экспозицией 1 нс с периодичностью 250 нс. Анализ эволюции распределений МУРР позволяет оценить динамику размеров конденсированных наночастиц при детонации ВВ. [9]

#### 2. АЛГОРИТМ ВОССТАНОВЛЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ТЕЧЕНИЯ И ПОЛУЧЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Для измерения проходящего излучения детонирующий заряд зондировался в двух направлениях: ось цилиндрического находилась в плоскости пучка и перпендикулярно (рис. 1). После калибровки детектора по измеренному прошедшему излучению возможно получить данные о динамике распределения массы на луче вдоль заряда и в фиксированном сечении (рис. 2) [9,10]. В первой постановке с высокой точностью определяются координаты фронта и скорость детонации. Результаты другой постановки, являются исходными данными для задач томографии по восстановлению внутренних параметров течения.

Несмотря на высокую интенсивность прямого пуча СИ, прямое использование данных по поглощению не позволяет сразу получить искомую плотность продуктов взрыва. Причиной является высокое требование задач томографии к точности получаемых в эксперименте данных. Одно из решений этой проблемы – это разработка специализированных методов восстановления плотности, основанных на регуляризации искомого решения распределения плотности с интенсивным использованием априорной информации о структуре исследуемого течения. В нашем случае был разработан оригинальный метод восстановления газодинамических параметров детонационного течения по данным рентгенографического эксперимента. Метод адаптирован к конкретной задаче, но позволяют не только значительно улучшить точность восстановления плотности [10-12], но и определить остальные газодинамические характеристики - распределения массовой скорости и давления [9, 13-14].



**Рис. 1**:. Схема постановок экспериментов по определению внутреннего распределения плотности в детонационном течении.



Рис. 2: Динамика рентгеновской тени при детонации заряда БТФ (  $\rho_0$  =1.8 г/см<sup>3</sup>, D = 8.5 км/с): а − при измерениях вдоль заряда, б − в фиксированном сечении.

В основе метода восстановления полей газодинамических характеристик детонационного течения лежит численное решение газодинамической задачи в постановке, соответствующей эксперименту [9]. Рассмотрим задачу о цилиндрически симметричном течении газа, в этом случае в эйлеровых координатах уравнения неразрывности и движения имеют вид:

$$\frac{\partial r\rho u}{\partial r} + \frac{\partial r\rho v}{\partial z} = \frac{\partial r\rho}{\partial t},$$
$$\frac{\partial r\rho u^{2}}{\partial r} + \frac{\partial r\rho uv}{\partial z} + r\frac{\partial p}{\partial r} = \frac{\partial r\rho u}{\partial t},$$
$$\frac{\partial r\rho v^{2}}{\partial z} + \frac{\partial r\rho uv}{\partial r} + r\frac{\partial p}{\partial z} = \frac{\partial r\rho v}{\partial t},$$

где  $\rho$  – плотность, p – давление, u, v – осевая и радиальная компоненты вектора скорости v, r, z –радиальная и осевая пространственные координаты, t - время. Перейдя к лагранжевой системе координат, будем решать задачу о течении газа, подчиняющегося уравнению состояния

$$p(\rho) = p_0 (\rho / \rho_{00})^{G(\rho)},$$

 $(p_0, \rho_{00}, G(\rho)$  – еще подлежащие определению параметры). При заданных значениях параметров рассчитывается поле течения, распределение плотности в котором можно сравнить с полученным экспериментально. Расчет проводился в области, правая граница которой считалась плоской, что соответствует предположению о плоской детонационной волне, распространяющейся по заряду с постоянной скоростью *D*. Постановка задачи иллюстрируется на рис. 3. В качестве граничного ставилось условие втекание потока массы и импульса ( $\rho_0 D$  и  $\rho_0 D^2$  соответственно). На остальной границе ставились граничные условия, определявшиеся из решения задачи о распаде разрыва между продуктами детонации и воздуха. Использование лагранжевых координаты позволило естественным образом выделить детонационный разрыв и вести расчет только в области занятой детонационным течением. Для численного решения при варьировавшихся значениях искомых параметров использовался метод Годунова.

Выбор подлежащих определению параметров осуществлялся на основе минимизации функционала среднеквадратичных отклонений рассчитанных и экспериментально полученных

рентгеновских «теней» исследуемого течения в выделенных узлах расчетной области. При этом зависимость  $G(\rho)$  аппроксимировалась кубическим сплайном. Для решения возникающей задачи многомерной минимизации использовался симплекс метод, описанный и реализованный в [15].

Результатом восстановления является параметрическое уравнение состояния продуктов детонации. Это позволяет восстанавливать ряд механических параметров течения не только в области наблюдения рентгеновской тени, но и во всем пространстве заполняемом продуктами взрыва. Полученные результаты для заряда бетзотрифуроксана (БТФ) диаметром 20 мм показаны на рис. 4.

Полученное уравнение состояния (рис. 4, к) не только хорошо согласуется с широко используемым для плотных продуктов взрыва приближением политропного газа с показателем адиабаты близким к 3, но и позволяет фиксировать переход к уравнению состояния идеального газа с показателем адиабаты 1.4 (рис. 5).

Использованная в методе восстановления характеристик течения система уравнений не включает уравнения баланса энергии. Это позволяет формально распространять метод и на зону химического превращения, хотя в этом случае сделанные предположения не являются вполне корректными. Реально в этой зоне процесс не изоэнтропичен, а состояние не может считаться термодинамически равновесным. Продолжая рассмотрение, и интерпретируя производную  $\partial p/\partial \rho$  как квадрат скорости звука *c*, определим положение звуковой поверхности на основе равенства |v| = c, являющегося условием Чепмена-Жуге в системе координат, движущейся со скорость фронта детонации. Рассчитанная таким образом звуковая поверхность показана на рис. 7.

Для зарядов БТФ, протяженность зоны химической реакции меньше временного разрешения метода и звуковая граница практически совпадает с плоской поверхностью фронта.



**Рис. 3**: Схема постановки газодинамической задачи по расчету детонационного течения. Пунктирной линией обозначены начальные границы заряда. Стрелкой указано положение исследуемого сечения.





**Рис. 4:** Пространственные распределения параметров и значения их на оси, при детонации цилиндрического заряда БТФ через 2 мкс от момента инициирования: а и г – давление, б и д – плотность, б – массовая скорость в системе детонационного фронта, е – массовая скорость в покоящейся системе отсчета, к - адиабата разгрузки продуктов детонации построенная вдоль линии тока проходящей через ось



Рис. 5: Адиабата разгрузки продуктов детонации построенная вдоль линии тока проходящей через ось заряда..



**Рис.** 7: Звуковая граница при детонации цилиндрического заряда БТФ через 2 мкс от момента инициирования.

Пространственная точность восстановления характеристик течения достаточно высока, это 1-2 канала детектора, что составляет ~ 0.2 мм. Итоговое временное разрешение, с

учетом статистики по нескольким экспериментам с промежутком между кадрами 0.5 мкс, составляет ~ 0.2 мкс. Точность определения значений самих газодинамических корректируется использованными законами сохранения и оценивается не хуже 10% на масштабе времени 0.5 мкс.

#### 3. ИЗМЕРЕНИЕ МАЛО-УГЛОВОГО РАССЕЯНИЯ СИ ПРИ ДЕТОНАЦИИ БТФ

#### 3.1. ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Для динамических экспериментов с регистрацией МУРР использовалась схема измерения, описанная в [9, 16-17] и показанная на рис. 8. Из пучка СИ с помощью нижнего (К<sub>1</sub>) и верхнего (К<sub>2</sub>) ножей (коллиматор Кратки) на центральной части заряда ВВ формировалась полоса размером 0,4-1 мм высотой и 3-16 мм шириной. Перед детектором прямой пучок зарезался еще одним нижним ножом (К<sub>3</sub>). Отклоненные лучи МУРР регистрировались детектором DIMEX [18].

Угловой диапазон измерений МУРР составлял ~ 4•10<sup>-4</sup> – 10<sup>-2</sup> рад (2 - 100 каналов детектора). Такой диапазон измерений позволяет регистрировать МУРР от частиц размером [19]

$$D_{\min} = \pi / q_{\max} = \lambda / (4\theta_{\max}) \approx 2,0 \text{ nm}$$
$$D_{\max} = \pi / q_{\min} = \lambda / (4\theta_{\min}) = -75 \text{ nm}$$

За одну вспышку СИ детектор записывает все каналы (делает один кадр), фиксируя распределение МУРР от угла. Поскольку фронт детонации движется вдоль заряда с постоянной скоростью 7,5 км/с (для ТАТБ), то через период следования импульсов СИ (250-500 нс) детектор записывает еще одно распределение МУРР (еще один кадр), формируя временную последовательность распределений МУРР. Фактически это рентгеновское дифракционное кино с временным сдвигом 0,5 мкс и длительностью каждого кадра в 1 нс.



**Рис. 8**. Схема постановки экспериментов по измерению МУРР (слева). Общий вид экспериментальной сборки (справа).

Исследовались прессованные заряды из БТФ. Диаметр зарядов составлял 20 мм и длина 30 - 32 мм. Заряд помещался в сборку (рис. 8, справа), где зажимался винтами. Инициирование проводилось через промежуточный заряд на основе пластифицированного ТЭНа.

#### 3.2. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Угловое распределение SAXS (кадры) в зависимости от времени при детонации БТФ показано на Рисунке 10, где разными цветами обозначены кадры, снятые через 0.5 мкс. Угол рассеяния приведен в каналах детектора DIMEX (1 канал = 0,1 мрад).



**Рис. 9.** Динамика распределения МУРР при детонации БТФ. Кадр С11 соответствует прохождению детонационной волны. Время между кадрами 0,5 мкс (слева). Сравнительная динамика размеров наночастиц конденсированного углерода при детонации БТФ, ТГ50/50 и ТАТБ (справа).

Если распределения на рис.9. обработать по формуле Гинье (в предположении моноразмерности частиц) [19], то временная зависимость размеров частиц при детонации БТФ (а также ТАТБ и ТГ50/50) приведена на рис. 9 (справа). Распределение МУРР, показанное на рис. 9 имеет достаточную интенсивность, чтобы его можно было обрабатывать программным кодом GNOM [20].

Ниже приведены результаты обработки экспериментов (рис. 10-13) в момент прохождения детонационной волны и далее через 1 мкс.. Слева приведены объемные распределения  $D(R) = \frac{4\pi R^3}{3} \cdot N(R)$ , где N(R) - число частиц с радиусом R. Справа приведен график относительного числа частиц  $\frac{N(R)}{N}$  с радиусом R. Величина N определялась для каждого графика индивидуально, то есть на рис. 10 полное число частиц размером от 1 нм до 4 нм равно N.

Анализ полученных зависимостей показывает, что объемное распределение частиц D(R) примерно соответствует размерам частиц, полученным по формуле Гинье (при условии одинакового размера частиц, рис. 9). Полученные распределения по размерам имеют максимум (по размерам частиц) меньший, чем на рис. 9. Максимум распределения рассеивающих частиц через 3 мкс приходится на R = 15 нм. Начальный размер R = 1,5 нм (при t =0) у БТФ также больше, чем у ТГ50/50. Общее число частиц от времени сильно падает (на графиках D(R) величина объема при увеличении времени уменьшается на порядки). Поэтому увеличение

размеров рассеивающих частиц может идти путем слияния мелких наночастиц в более крупные. Дальнейший переход из жидкой фазы в кристаллическую приводит к увеличению сигналов МУРР за счет увеличения «контрастности» (увеличивается величина ( $\rho - \rho_0$ )<sup>2</sup>). В случае монодисперсности это можно трактовать как увеличение размеров частиц.



**Рис. 10**. Объемное распределение (слева) и относительное распределение рассеивающих частиц при прохождении детонационной волны (t = 0 - 0.5 мкc). По оси X показан радиус частицы в нм.



**Рис. 11.** Объемное распределение (слева, зеленый цвет). Черные и красные точки показывают ошибку обработки экспериментальных данных. Справа. Относительное распределение рассеивающих частиц через t = 1.0 мкс после прохождения детонационной волны.



**Рис. 12.** Объемное распределение (слева) и относительное распределение рассеивающих частиц через t = 2.0 мкс после прохождения детонационной волны..



**Рис. 13.** Объемное распределение (слева) и относительное распределение рассеивающих частиц через t = 3.0 мкс после прохождения детонационной волны.

Таким образом, динамические эксперименты подтверждают данные в [8], где исследовались сохраненные продукты детонации БТФ во взрывной камере. В данных экспериментах отсутствие водорода в начальном химическом составе БТФ может приводить к двум факторам влияния на процесс конденсации углерода: во-первых, отсутствие в продуктах взрыва паров воды приводит к повышению температуры продуктов, и , следовательно, к повышению скорости конденсации (образования) наночастиц углерода. Во-вторых, отсутствие радикалов С-Н может принципиально изменить ход конденсации. Математическое моделирование образование наноалмазов путем столкновения атомов углерода [21] показывает, что наночастицы углерода размером 5 нм образуются за пикосекунды. В динамических экспериментах рост наночастиц фиксируется в течение микросекунд [9, 16-17, 22]. Одним из механизмов, объясняющих длительный рост размеров наночастиц углерода является наличие промежуточных радикалов С-Н. Задачу по регистрации радикалов можно решить путем измерения дифракционных рефлексов на больших углах, что во взрывных экспериментах пока еще никто не сделал.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для зарядов БТФ по рентгенографическим данным восстановлены параметры детонационного течения:  $\rho(r, z, t), p(r, z, t), \vec{v}(r, z, t)$ .

Получено параметрическое уравнение состояния продуктов взрыва в диапазоне плотностей 500—2500 кг/м<sup>3</sup>.

Измерение динамики МУРР СИ и обработка программным кодом GNOM позволило получить распределения рассеивающих частиц по размерам. При детонации БТФ за первые 3 мкс максимум распределения размеров частиц увеличивается от 3 нм до 30 нм.

Работа выполнена при использовании оборудования ЦКП СЦСТИ и финансовой поддержке Минобрнауки России, грантов РФФИ № 10-08-00859, 11-03-00874, а также ВНИИТФ.

#### ЛИТЕРАТУРА

[1] Ferm Eric N., Dennison Steve, Lopez Robert. et al. Proton radiography experiments on shocked high explosive products. Shock Compression of Condensed Matter, 2003. pp 839-842.

[2] Morris C. L., Ables E., Alrick K. R. et al. Flash radiography with 24 GeV/c protons. Jornal of Applied Physics, 2011, V. 109, N 104905,

[3] Голубев А.А., Демидов В.С., Демидова Е.В. и др. Диагностика быстропротекающих процессов пучком заряженных частиц от ускорителя ТВН-ИТЭФ. Письма в ЖТФ, 2010, т. 36, вып. 4, с. 61-67.

[4] Антипов Ю.М., Афонин А.Г., Василевский А.В. и др. ПРОТОННАЯ РАДИОГРАФИЧЕСКАЯ УСТАНОВКА НА 70 ГэВ УСКОРИТЕЛЕ ГНЦ ИФВЭ. Препринт. Институт физики высоких энергий. 2009 г.

[5] Antipova Yu. M., Afonina A. G., Vasilevskii A. V., et al. A Radiographic Facility for the 70 GeV Proton Accelerator of the Institute for High Energy Physics. ISSN 0020 4412, Instruments and Experimental Techniques, 2010, Vol. 53, No. 3, pp. 319–326.

[6] Tarver C.M., Kury J.W., Breithaupt R.D. Detonation waves in Triaminotrinitrobenzene. J. Appl. Phys., V. 82, N8, 1997, p.3771-3782.

[7] Grebenkin K.F., Taranik M.V., Zherebtsov A.L. Computer modeling of scale effects at geterogeneous HE detonation. Pros. 13th Symposium (International) on Detonation, Norfolk, USA, 2006, pp.496-505

[8] Мальков И.Ю., Филатов Л.И., Титов В.М. и др. Образование алмаза из жидкой фазы углерода. ФГВ, 1993, т. 29, № 4, с. 131-134

[9] Титов В.М., Прууэл Э.Р., Тен К.А. и др. Опыт применения синхротронного излучения для исследования детонационных процессов. Физика горения и взрыва, 2011, N 6. С. 3-16.

[10] Прууэл Э.Р., Мержиевский Л.А., Тен К.А. и др. Распределение плотности разлетающихся продуктов стационарной детонации тротила. ФГВ, 2007, № 3, с. 121-131.

[11] Evdokov O. V., Kozyrev A. N., Litvinenko V.V. et al. High-speed X-ray transmission tomography for detonation investigation. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 575 (2007) 116--120.

[12] Pruuel E.R., Ten K.A., Titov V.M. at al X-ray transmission tomography for detonation investigation. PROCEEDINGS Fourteenth International Detonation Symposium, 2010, Idaho, USA., P. 345-351.

[13] Ten K.A., Pruuel E.R., Merzhievsky L.A. at al. Tomography of the flow of detonation products using SR. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, 2009, A 603, p. 160--163.

[14] Тен К.А., Титов В.М., Прууэл Э.Р. и др. Исследование взрывных процессов в детонирующих зарядах диаметром 20 мм с помощью синхротронного излучения. Препринт ИЯФ 2009-021, Новосибирск, 2009.

[15] Gnu Science Library documentation. www.gnu.org/software/gsl.

[16] Ten K.A., Aulchenko V.M., Lukianchikov L.A. et al. Application of introduced nano-diamonds for the study of carbon condensation during detonation of condensed explosives. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, 2009, Section A, Vol. 603, Issue 1-2, pp. 102-104.

[17] Ten K.A., Titov V.M., Pruuel E.R. et al. Measurements of SAXS signal during TATB detonation using synchrotron radiation. // PROCEEDINGS Fourteenth International Detonation Symposium, 2010, Idaho, USA. PP. 387 - 391.

[18] Aulchenko V.M., Evdokov O.V., Shekhtman L.I. et al. Current status and further improvements of the detector for imaging of explosions.// Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, ISSN 0168-9002, Section A, Vol. 603, Issue 1-2, 2009, pp. 73-75.

#### Влияние пористости и температуры на величину критического сечения детонации ВВ. Контроль структуры ВВ методами, использующими синхротронное излучение

#### Б.Г. Лобойко, О.В. Костицын, Ю.А. Беленовский, Е.Б. Смирнов, К.М. Просвирнин

Российский федеральный ядерный центр – Всероссийский научно - исследовательский институт технической физики, Снежинск, Росссия

Критическое сечение детонации – одна из важных характеристик взрывчатых веществ (ВВ), характеризующая его детонационную способность. Величину критического сечения необходимо учитывать при конструировании изделий, содержащих относительно тонкие слои ВВ, а также зарядов ВВ сложной конфигурации, в которых детонационному фронту приходится поворачиваться, огибая выпуклые поверхности. Критическое сечение детонации - величина не постоянная и зависит от различных факторов, связанных как с технологией изготовления, так и с условиями применения ВВ.

Исследование критических условий распространения детонации, в том числе критического сечения детонации, кроме прагматического интереса имеет важное фундаментальное значение. В области околокритических условий распространения детонации, реализующихся при приближении к критическому сечению детонации, в значительной степени проявляются факторы, определяющие кинетику протекания химической реакции в детонационной волне [1, 2]. Влияние этих факторов и их роль легче всего обнаруживается для взрывчатых веществ, обладающих большим критическим сечением детонации. Яркими представителями таких взрывчатых веществ являются ВВ на основе ТАТБ. В данной работе исследовалось влияние относительной плотности и температуры на величину критического сечения детонации ВВ на основе ТАТБ.

Определение критического сечения детонации BB, осуществлялось по методу продольного клина. Схема экспериментального узла приведена на рисунке 1:



1 – Электродетонатор; 2 – Узел инициирования; 3 – Клин из исследуемого BB; 4 – Скоба для крепежа (алюминий); 5 – Плита-отметчик (алюминий).

Рисунок 1 – Схема экспериментального узла.

По данной схеме инициирование клиновидного образца (3) из исследуемого ВВ шириной 30 мм осуществлялось от узла инициирования (2), содержащего заряд из мощного ВВ на основе октогена. Применяемый узел обеспечивал надежное инициирование ВВ на основе ТАТБ. Детонация в исследуемом ВВ распространялась по клиновидной детали с непрерывно меняющимся сечением и прекращалась при достижении сечением критического значения. Наиболее простой и целесообразной регистрацией места прекращения детонации является использование отметчика. С использованием отметчика по оставленному отпечатку легко может быть определена граница прекращения детонации. По найденной границе определяется длина продетонировавшей части и соответствующее ей сечение, являющееся собственно критическим сечением детонации. В качестве материала плиты-отметчика использовался алюминий.

Предварительно проведенные обмеры и определенная после эксперимента длина продетонировавшей части клиновидного образца по схеме, представленной на рисунке 2, позволяют рассчитать толщину клина, соответствующую границе прекращения детонации.



*H* и *h* – максимальная и минимальная толщины клина;

L – длина грани клина между точками измерения максимальной и минимальной толщины клина и при сборке контактирующей с плитой-отметчиком;

Х-длина продетонировавшей части клина определенная по отпечатку на плите-отметчике;

*h<sub>кр</sub>* – критическая толщина, рассчитываемая для исследуемого BB.

#### Рисунок 2 – Схема определения критической толщины

Исходя из измеренных величин H, h, L и X критическая толщина  $h_{\kappa p}$  определялась по формуле:

$$h_{\kappa p} = H - \frac{X \cdot (H - h)}{L}$$

Исследование влияния относительной плотности на величину критической толщины детонации ВВ на основе ТАТБ проводилось при постоянной температуре, составляющей 20±2°С. Относительная плотность рассчитывалась по формуле:

$$\rho_{omh} = \frac{\rho_{np} - \rho}{\rho},$$

где:  $\rho_{np}$  - расчетная предельная плотность исследуемого BB,

 $\rho$  - фактическая плотность исследуемого BB.

Требуемая плотность деталей достигалась с помощью прессования.

Влияние температуры на величину критической толщины детонации проводилось в диапазоне от -90°C до +70°C. Клиновидные образцы для исследований изготавливались из ВВ на основе ТАТБ. Исходная относительная плотность деталей составляла 0,0078...0,0084.

Полученные результаты зависимости критической толщины от относительной плотности приведены на рисунке 3, а от температуры  $h_{\kappa\nu}(T)$  на рисунке 4.



Рисунок 3 – Зависимость критической толщины от относительной плотности.



Рисунок 4 - Зависимость критической толщины детонации от температуры.

Анализируя полученную зависимость критической толщины от относительной плотности, приведенную на рисунке 3, можно обнаружить, что в исследованном диапазоне

критическая толщина практически линейно уменьшается с увеличением относительной плотности. При этом увеличение относительной плотности на 0,01 приводит к уменьшению  $h_{\kappa p}$  на 10%.

Анализ зависимости критической толщины от температуры, приведенной на рисунке 4, показывает, что в исследованном диапазоне изменения температур критическая толщина возрастает с уменьшением температуры. В диапазоне температур от  $+70^{\circ}$ C до  $-50^{\circ}$ C уменьшение температуры на 10°C приводит к увеличению  $h_{\kappa p}$  приблизительно на 10%. Дальнейшее уменьшение температуры от  $-50^{\circ}$ C до  $-90^{\circ}$ C слабее сказывается на изменении величины критического сечения детонации.

Отметим, что при изменении температуры приращение критической толщины происходит как за счет изменения плотности (объема), так и температуры:  $dh_{_{\kappa p}} = \left(\frac{\partial h_{_{\kappa p}}}{\partial T}\right)_{\rho} dT + \left(\frac{\partial h_{_{\kappa p}}}{\partial \rho}\right)_{T} d\rho.$ Значительный интерес представляет собой оценка изменения

критической толщины вызванного собственно изменением температуры при неизменной плотности. Для проведения такой оценки были рассчитаны величины относительной плотности исследуемого ВВ на момент проведения испытания. Расчет проводился исходя из анализа имеющихся данных по величине линейного коэффициента теплового расширения ВВ на основе ТАТБ в предположении его изотропности. Учитывая, что по определению объемный

коэффициент теплового расширения есть  $\alpha_V = \frac{1}{V} \left( \frac{\partial V}{\partial T} \right)_{\rho}$ , для объема можем получить:

$$V = V_0 \cdot \exp \int_{T_0}^T \alpha_V \, dT$$

где

 $V = 1/\rho$  - объем BB на основе ТАТБ;

 $V_0 = 1/\rho_0$  - объем ВВ на основе ТАТБ при температуре  $T_0 = 293,15^{\circ}$ К;

Т – фактическая температура.

Все данные по влиянию относительной плотности и температуры на величину критической толщины детонации обобщены на трехмерной диаграмме  $h_{\kappa p}(\rho_{omn}, T)$  приведенной на рисунке 5.

Приведенные на диаграмме данные были аппроксимированы аналитическим выражением:

 $h_{\kappa p} = C_0 + C_1 T + C_2 \rho_{omh}$ 

Данная зависимость является линейной относительно температуры и относительной плотности. В результате были получены значения коэффициентов  $C_0$ = 8,0495;  $C_1$ = - 0,0128;  $C_2$ = - 65,7758.



Рисунок 5 - Диаграмма изменения критической толщины в зависимости от относительной плотности и температуры.

На основе полученной зависимости можно сделать вывод, что общее изменение критической толщины  $h_{\kappa p}(T)$  в тепловых опытах приблизительно наполовину определяется изменением температуры и наполовину изменением относительной плотности при изменении температуры.

В работах [3-6] было получено, что при изменении начальной плотности и температуры, происходит существенно изменение в структуре. В связи с этим, актуальность приобретают исследования структуры ВВ и ее изменения при вариации начальных условий (плотность температура). В настоящие время усилиями института ядерной физики (ИЯФ), института химии твердого тела и механохимии (ИХТТМ), института гидродинамики СО РАН, а также всероссийского научно - исследовательского института технической физики (РФЯЦ-ВНИИТФ), начаты исследования структуры ВВ не возмущающими методами с использованием синхротронного излучения. Исследования молекулярной структуры индивидуальных ВВ, а также влияние начальной температуры и приложенного давления традиционно исследуется дифракционными методами [3]. Распределение пор в гетерогенном ВВ исследуется методами малоуглового рентгеновского рассеяния [3] и рентгеновской микротомографии [4]. На сегодняшний день получена информация о распределении пор ВВ в диапазонах 1-10нм и 0,001-1 мм. Определенно распределение пор в зависимости от начальной плотности ВВ, при вариации температуры. Изучение структуры в диапазоне характерных размеров 0,11-1мкм можно осуществлять методом сверхмалоуглового рентгеновского рассеяния. Полученная таким образом информация о структуре в совокупностью с данными о детонационной способности,

32

показателем которой является критическая толщина детонации, позволит приступить к калибровке расчетных моделей детонационных процессов, учитывающих реальную структуры ВВ. Последнее позволяет производить численное моделирование детонации на качественном уровне.

#### ЛИТЕРАТУРА

- 1. И.Ф. Кобылкин, В.С. Соловьев, М.М. Бойко «Природа критического диаметра стационарной детонации в конденсированных ВВ» Труды МВТУ № 387. Механика импульсных процессов. М.: Изд-во. МВТУ, 1982г.
- 2. И.Ф. Кобылкин, В.С. Соловьев «Критические условия распространения детонационных процессов» М.: Изд-во. МГТУ, 1991г.
- К.А. Тен, Э.Р. Прууэл, Л.А. Лукьянчиков, Б.П. Толочко, М.Р. Шарафутдинов, А.Н. Шмаков, Ю.А. Аминов, А.К. Музыря, О.В. Костицын, Е.Б. Смирнов. Исследование ТАТБ дифракционными методиками. IX Забабахинские научные чтения. Снежинск 2012.
- 4. К.Э. Купер, К.А. Тен, Э.Р. Прууэл, Ю.А. Аминов, Б.Г. Лобойко, Е.Б. Смирнов, А.К. Музыря. Рентгеновская микротомография зарядов ТАТБ на пучка синхротронного излучения. Х Забабахинские научные чтения. Снежинск 2010.
- Trevor M. Willey, Tony van Buuren, Jonathan R. I. Lee, George E. Overturf, John H. Kinney, Jeff Handly, Brandon L. Weeks, Jan Ilavsky. Changes in Pore Size Distribution upon Thermal Cycling of TATB-based Explosives Measured by Ultra-Small Angle X-Ray Scattering. Propellants, Explosives, Pyrotechnics, V.31, No. 6, 2006. P. 466-471.
- 6. T. M. Willey, G. Overturf . Towards Next Generation TATB-based Explosives by Understanding Voids and Microstructure from 10 nm to 1 cm. 40th International Annual Conference of ICT Karlsruhe, Germany. June 26, 2009.

#### МЕХАНИЗМ ПРОЦЕССА ОБРАЗОВАНИЯ ГОРЯЧИХ ТОЧЕК В ГЕТЕРОГЕННЫХ ВЫСОКОПЛОТНЫХ ВВ<sup>2</sup>

#### С.Г. Андреев<sup>1</sup>, М.М. Бойко<sup>1</sup>, В.Ю. Клименко<sup>2</sup>

# <sup>1</sup>Московский государственный технический университет им. Баумана, Москва <sup>2</sup>Институт химической физики РАН, Москва

Для адекватного описания детонации, процессов инициирования и многих других процессов требуется, во-первых, знание механизмов взрывчатого превращения взрывчатых веществ (ВВ), а во-вторых, реализовать эти механизмы в модели рассматриваемых процессов на высоком физическом уровне. Очаговый механизм является ключевым механизмом детонационного процесса. Он ответственен за инициирование ВВ при давлениях  $20 \ \kappa 6 ap < P < 200 \ \kappa 6 ap$  и используется во всех нынешних гидрокодах.

Модели механизмов образования и развития очагов обсуждаются в литературе многие десятилетия (см., например, [1-6]), и с годами становятся более реалистичными. Общепринято, что зародышами очагов в зарядах гетерогенных высокоплотных ВВ при ударном нагружении являются поры [1-4]. Вопросы о распределении зерен по размерам, а также о распределении пор по размерам и их количестве в зарядах ВВ, также дискутируется в литературе, и приводятся с большим разбросом. Частично это связано с тем, что размеры зерен и пор зависят

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup> Mechanism of Hot Spots Process in Heterogeneous HE, S.G. Andreev<sup>1</sup>, M.M. Boiko<sup>1</sup>, V.Yu. Klimenko<sup>2</sup>,

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup>Bauman Moscow State Technical University, Moscow, Russia

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup> Institute of Chemical Physics, Moscow, Russia

от изменения технологии изготовления зарядов ВВ. Поскольку существует очень много данных для PBX-9501, мы будем изучать именно это ВВ. В литературе приводятся данные о размере пор от 10-1 *мкм*, до 0.16-0.02 *мкм*. В наших численных расчетах мы будем изучать физику очагового процесса в PBX-9501 для пор размером – 0.8 и 0.2 *мкм*, характерным для современных высокоплотных низкопористых BB [6].

Следующая очень важная проблема образования очага из поры при ударном сжатии – это значение вязкости ВВ при ударном сжатии. Эта проблема имеет два аспекта – вязкость во фронте ударной волны и вязкость после фронта. Оба являются критическими для численного моделирования. Еще в 60-х годах XX века учеными РФЯЦ «ВНИИЭФ» экспериментально было показано, что ширина ударного фронта в жидкостях и монокристаллах меньше 100 ангстрем [7]. В частности, столь узкий ударный фронт указывает на то, что вязкость внутри фронта на один или два порядка меньше, чем перед и за фронтом. Неучет экстремально низкой вязкости внутри ударного фронта при численном моделировании приводит к большому значению ширины ударного фронта, превышающему размер поры, и большому значению скачка температуры во фронте, что не соответствует действительности. Таким образом, для адекватного 2D моделирования процесса коллапса поры, мы должны использовать различные значения вязкости в ударном фронте и после него. В последнее время появилось новое научное направление позволяющее проводить квантово-химические + молекулярно-динамические расчеты для реальных многоатомных молекул и получать теплофизические и другие свойства веществ, состоящих из этих молекул. Значения вязкости от температуры для НМХ, рассчитанные Bedrov и сотр. [8], в наших расчетах апроксимировались зависимостью вида [2]. При этом учитывалось изменение температуры плавления ВВ от давления.

Наиболее важным моментом в нашем моделировании является расчет подъема температуры, который активирует распад НМХ и контролирует весь процесс образования и развития очага. Вязкостный нагрев является основным источником роста температуры в гетерогенных ВВ и рассчитывается по известным зависимостям из работы вязких сил. Ранее было показано, что только вязкостный нагрев может объяснить эксперименты по инициированию любых гетерогенных ВВ (даже без пористости).

Кинетика распада HMX – это следующая важная проблема. Обычно при численном моделировании, когда гидродинамика смешана с химической кинетикой, используется стандартный вариант, а именно, аррениусовская кинетика первого порядка. Непson, Asay и сотр. проанализировали все существующие данные по распаду HMX и представили следующие константы:  $E = 35.6 \ \kappa \kappa an/mon$ ,  $Z = 5.6 \cdot 10^{12} \ ce \kappa^{-1}$  [5]. Мы так же использовали эти величины в нашем моделировании.

Классическое уравнение состояния в форме JWL было использовано для описания непрореагировавшего HMX и продуктов взрыва. Мы использовали параметры уравнений состояния для PBX-9501, предложенные Tarver и сотр. [9]. Все расчеты были проведены в 2D осесимметричной геометрии. Мы использовали несколько эйлеровых гидрокодов. Один из них, RUSS-2DE с TVD схемой, был описан ранее [10].

Механизм образования и развития горячих точек в гетерогенных высокоплотных ВВ изучался на 2D задаче о соударении двух цилиндров из PBX-9501, не содержащем пор, в одном из которых на оси цилиндра располагалась единичная сферическая полость заполненная воздухом. На боковых поверхностях цилиндров принималось граничное условие – «жесткая стенка». Расчеты проводились для двух диаметров сферической полости – 0.8 и 0.2 *мкм* и для широкого диапазона давлений нагружения (*P*=30, 60, 90, 120 и 150 *кбар*). Расчеты показали:

- процесс сжатия поры не имеет сферическую или квазисферическую симметрию и не может быть описан одномерной моделью;
- 2) при сжатии поры создается кумулятивная струя, состоящая не из твердого или флюидного HMX, а из продуктов взрыва (т.е. газов), которая ударяет в противоположную стенку поры, и при давлениях менее 200 кбар не может генерировать температуру достаточную для старта быстрой реакции;
- процесс сжатия поры и образования очага (горячей точки) имеет две явные стадии: первая стадия – это деформация, вязкостный разогрев вещества в окрестности поры с последующим тепловым взрывом ВВ в области повышенной температуры, а вторая стадия

– это стадия перехода к стационарному горению со сферической геометрией.

Первая стадия процесса образования очага имеет одну и ту же природу (т.е. тепловой взрыв) для всех рассматриваемых размеров пор и давлений. Можно видеть образование горячей области, размер которой равен примерно половине размера поры. В этой области идет медленная реакция и это постепенно увеличивает температуру. Температура накапливается и при некотором уровне дает быстрый рост реакции. Этот само ускоряющийся процесс является явным признаком теплового взрыва.

Теперь рассмотрим вторую стадию процесса, т.е. «переходную» стадию. Из расчетов видно, что это есть достаточно сложный гидродинамический процесс, который заканчивается образованием сферической волны горения, и для поры d=0.8 *мкм* реализуется при всех рассмотренных давлениях нагружения. Процесс развития очага при сжатии малой поры d=0.2 *мкм* несколько отличается. При давлении нагружения P=30 *кбар* распад останавливается и вторая стадия процесса не реализуется. При 60 *кбар* процесс распада медленно приближается к остановке. Вторая стадия реализуется только при P=90 *кбар* и выше. Таким образом, давление P=60-70 *кбар* является пороговым давлением для зажигания малой поры d=0.2 *мкм*.

После нашего численного моделирования образования и развития горячих точек мы понимаем физику этого процесса в деталях. В результате мы можем дать следующую физическую картину очагового процесса.

Существует две моды очагового процесса. Мода низкого давления работает при давлении  $P < P_{mode}$  (в этой моде работают только большие поры). Мода высокого давления работает при давлении  $P > P_{mode}$  (работают как большие, так и малые поры, но, поскольку количество малых пор примерно в 1000 раз больше, то эти поры играют решающую роль). Переход от одной моды к другой является плавным в интервале давлений ( $P_{mode}$ - $\Delta P/2$ )  $< P < (P_{mode} + \Delta P/2)$ .  $\Delta P$  – это ширина перехода. Для PBX-9501  $P_{mode} \approx 70$  кбар и  $\Delta P$  определяются порами размером 0.2 и 0.8 *мкм*. Мы найдем эти параметры во время процедуры калибровки модели.

Мода высокого давления и мода низкого давления имеют две классические стадии: (1) стадию зажигания и (2) стадию роста.

Наши численные расчеты показали, что тепловой взрыв является контролирующим механизмом процесса зажигания. Тепловой взрыв хорошо изучен и имеет необходимое математическое описание. Ранее Tang и сотр. разработали численную процедуру для теплового взрыва в очаговом процессе [11]. Поэтому мы можем использовать эту процедуру с некоторой коррекцией параметров и повторной калибровкой. Согласно физике, которую мы изучили при численном моделировании, и численной процедуре, которую мы решили использовать, очаговый процесс для малых пор начинается только при высоких давлениях (*P*=60-80 *кбар*). При этих давлениях время формирования очагов очень мало. Во временном масштабе гидрокодного шага по времени можно рассматривать этот процесс как мгновенный.

Стадия роста для моды низкого давления хорошо известна. Это - поверхностное горение зажженных очагов, образованных большими порами. Они горят в режиме горения наружу и, когда приходят в контакт (при  $\lambda$ ~0.76; где  $\lambda$  - доля разложения), то топология горения переключается на горение внутрь. Малые поры тоже зажигаются, но не сливаются. Для этой стадии мы используем физически обоснованное выражение, которое учитывает смену топологии горения с горения наружу на горение внутрь при слиянии горящих очагов:

$$\left(\frac{d\lambda}{dt}\right)_{large} = G(1-\lambda)^{2/3}\lambda^{2/3}$$

Здесь *G* – это линейная скорость горения, которая вычисляется по формуле:

$$G = \frac{dr}{dt} = G_0 \exp\left(-\frac{P^*}{P_0 + P}\right),$$

где  $G_0$ ,  $P^*$  и  $P_0$  - параметры.

Рассмотрим стадию роста для моды высокого давления. Мапg и сотр. предполагали, что малые поры расположены между поверхностями двух близко расположенных зерен [6]. Однако, такая конфигурация не может дать надлежащего развития процессов инициирования, которое мы видим в эксперименте. Мы предполагаем, что малые поры равномерно расположены на поверхности всех зерен. Когда давление  $P > P_{mode}$  зажигаются все малые поры. Поскольку расстояние между ними мало, то они быстро сливаются и создают горящий слой
(или точнее слой горячих продуктов взрыва) вокруг всех зерен. Это означает, что почти сразу же за стадией зажигания все зерна (большие и малые) покрываются слоем горячего газа и начинают гореть. Мы имеем поверхностное горение всех зерен и можно написать:

$$\left(\frac{d\lambda}{dt}\right)_{small} = S\frac{dr}{dt} \; .$$

Здесь dr/dt - линейная скорость горения, которая рассчитывается таким же образом, как и для очагового процесса больших пор с теми же величинами параметров, и  $S = \sum_{i} S_d = f(\lambda) - \sum_{i} S_d = f(\lambda)$ 

поверхность горения, равная сумме поверхностей всех зерен с диаметром *d*, и рассчитываемая на стадии подготовки модели еще до процедуры калибровки. Это легко сделать численно, поскольку мы имеем точный гранулометрический состав PBX-9501. Таким образом мода высокого давления очень чувствительна к структуре заряда BB, в частности, к размерам больших и малых зерен и к их относительному количеству. Объемная скорость горения пропорциональна поверхности зерен. Поэтому малые зерна дают более высокую объемную скорость горения, чем большие. Мода низкого давления почти не чувствительна к числу больших и малых зерен.

Дадим общий алгоритм для численной реализации очаговой модели, который может быть включен в любой гидрокод. Реальный детонационный процесс – это сложная смесь различных элементарных физических процессов, которые напрямую не могут быть включены в численный расчет хотя бы из-за различных временных масштабов этих процессов и их сложности. Однако можно тщательно изучить наиболее важные элементарные процессы, аппроксимировать эти процессы более простыми формулами (как было показано выше) и включить их в расчет. Другие «несущественные» процессы, а также не знание с хорошей точностью некоторых свойств ВВ и изменения этих свойств при высоких давлении и температуре можно учесть косвенно через калибровочные параметры.

Для PBX-9501 мы имеем бимодальное распределение пор по размерам. В этом случае мы можем написать для каждой ячейки следующее выражение для скорости распада:

$$\frac{d\lambda}{dt} = \gamma \left(\frac{d\lambda}{dt}\right)_{l \arg e} + \left(1 - \gamma\right) \left(\frac{d\lambda}{dt}\right)_{small}$$

Здесь  $\gamma$  – это долевой вклад процесса обусловленного порами размером d=0.8 мкм. Вследствие статистической природы концентрации пор в данной счетной ячейке BB переход является плавным и может быть представлен функцией следующего вида  $\gamma \approx \arctan \{a \ (P-b)\}$ . Параметры a и b определяются в ходе процедуры калибровки.

Таким образом, мы разработали численную очаговую модель, которая учитывает детальную физику очагового процесса и данные по микроструктуре состава BB.

#### Литература

 Khasainov, B.A., Borisov, A.A., Ermolaev, B.S., Korotkov, A.I., "Two-Phase Visco-Plastic Model of Shock Initiation of Detonation in High Density Pressed Explosives", VII Symposium (Inter.) on Detonation, Annapolis, USA, 1981, pp. 435-447

- 2. Frey, R.B., "Cavity Collapse in Energetic Materials", *VIII Symposium (Inter.) on Detonation*, Albuquerque, USA, 1985, pp. 68-80
- 3. Taylor, P.A., "The Effect of Material Microstructure on the Shock Sensitivity of Porous Granular Explosives", *VIII Symposium (Int.) on Detonation*, Albuquerque, USA, 1985, pp. 26-31
- 4. Chou, P.C., Liang, D., Ritman, Z., "The Viscoplastic Hot Spots in Pore Collapse", X Inter. Detonation Symposium, Boston, USA, 1993, pp. 979-986
- 5. Henson, B.F., Asay, B.W., Smilowitz, L.B., Dickson, P.M., "Ignition Chemistry in HMX from Thermal Explosion to Detonation", *Shock Compression of Condensed Matter 2001*, Atlanta, USA, pp. 1069-1072
- Mang, J.T., Skidmore, C.B., Son, S.F., Hjelm, R.P., Rieker, T.P., "An Optical Spectroscopy and Small-Angle Scattering Study of Porosity in in Thermally Treated PBX 9501", *Shock Compression of Condensed Matter - 2001*, Atlanta, USA, pp. 833-836
- Юшко, К.Б., Кришкевич, Г.В., Кормер, С.Б., Журнал экспериментальной и теоретической физики, т. 7, стр. 12 (1968)
- 8. Bedrov, D., Smith, G., Sewell, T.D., "Temperature-Dependent Shear Viscosity Coefficient of HMX: A Molecular Dynamics Simulation Study", *J. Chem. Phys.*, vol. 112, No. 16, pp. 7203-7208 (2000)
- 9. Tarver, C.M., Forbes, J.W., Garcia, F., Urtiew, P.A., "Manganin Gauge and Reactive Flow Modeling Study of the Shock Initiation of PBX 9501", *Shock Compression of Condensed Matter 2001*, Atlanta, USA, pp. 1043-1046
- Romanov, G.S., Suvorov, A.E., Kozlov, I.M., Klimenko, V.Yu., "RUSS-2DE Hydrocode with the TVD Procedure", New Models and Hydrocodes for Shock Wave Processes in Condensed Media, Oxford, UK, 1997, Ed. I.G. Cameron, AWE, Aldermaston, UK, p. 410
- 11. Tang, P.K., Johnson, J.N., Forest, C.A., "Modeling Heterogeneous High Explosive Burn with an Explicit Hot-Spot Process", *VIII Symp. (Int.) on Detonation*, Albuquerque, USA, 1985, pp. 52-61

# ВЛИЯНИЕ ДЭТА НА ДЕТОНАЦИОННУЮ СПОСОБНОСТЬ НИТРОМЕТАНА, РАЗБАВЛЕННОГО НЕВЗРЫВЧАТЫМИ ЖИДКОСТЯМИ

## С.А. Колдунов, А.В. Ананьин, А.В. Уткин

## Институт проблем химической физики РАН

Разбавление нитрометана, как и других жидких взрывчатых веществ (ВВ), невзрывчатой (инертной) жидкостью приводит к увеличению критического диаметра детонации (d<sub>cr</sub>). При некоторой концентрации разбавителя (С),зависящей от природы разбавляющей жидкости, наблюдается катастрофический рост d<sub>cr</sub>: зависимость d<sub>cr</sub>(C) устремляется в бесконечность [1,2]. Это означает потерю способности детонировать, по крайней мере, в реальных условиях и указывает на существование (по аналоги с газовыми смесями) для смесей жидкое ВВ/ невзрывчатая жидкость пределов распространения детонации по концентрации (ПДК)

В отношении нитрометана известно, однако, что незначительная добавка (от сотых долей процента) диэтилентриамина (ДЭТА) существенно уменьшает его критический диаметр. Наблюдаемое повышение детонационной способности связывается с возможностью сокращения ширины зоны химической реакции за счёт каталитического влиянием ДЭТА на разложение нитрометана и ускорения в целом процесса энерговыделения в пределах детонационного фронта (см., например, [3,4]).

В работе исследуется возможность и характер подобного влияния на детонационную способность нитрометана в разбавленном состоянии. В качестве разбавителей используется ацетон (Ац) и метанол (М). Обе жидкости, важно иметь в виду, отличаясь на молекулярном уровне, имеют практически одинаковые начальные плотности (около 0,790 г/см<sup>3</sup>) и другие макроскопические параметры. В частности, скорости звука в ацетоне и метаноле равны 1102 м/с и 1123 м/с, соответственно [5]. Смеси подрывались в стальных оболочках с внутренним диаметром от 13 мм до 50 мм и толщиной стенок 3 мм. Факт прохождения детонации устанавливался по характеру разрушения оболочки в пределах длины, непосредственно заполненной подрываемой жидкостью (от 15 d до 6 d ), и по деформации конечного не заполняемого участка оболочки длиною около 5 см. Проводились также эксперименты с применением щелевой фоторегистрации процесса с открытого торца жидкости с целью получения информации о структуре детонационного фронта.

Приведенные на рис. 1 экспериментальные зависимости  $d_{cr}(C)$  демонстрируют явное повышение детонационной способности исходных бинарных смесей при добавлении к ним двух процентов (по весу) диэтилентриамина. Однако наибольший и принципиальный интерес представляют результаты, указывающие на возможность с помощью ДЭТА заставить детонировать смеси (растворы) на основе нитрометана с таким соотношением взрывчатого и невзрывчатого компонентов, которое соответствует так называемому истинному и абсолютному по характеру пределу распространения детонации по концентрации (ПДК<sub>tr</sub>) [6]. Такой предел при разбавлении жидкого BB обусловлен сближением давлений продуктов детонации в состоянии Чепмена –Жуге (P<sub>CJ</sub>) с критическими давлениями ударно-волнового инициирования (P<sub>cr</sub>). Концентрация для истинного предела (true limit) (C<sub>tr</sub>) находится из условия P<sub>CJ</sub> = P<sub>cr</sub> [6,7]. Величина C<sub>tr</sub> должна превышать значение «предельной» концентрации C<sub>d<sub>cr</sub></sub> составляют около 25% для ацетона и 42% для метанола, а значения C<sub>tr</sub> - 27% и 43%, соответственно.

Найдено, что смеси НМ/Ац 73/27 и НМ/М 57/43, которые отвечают ПДК<sub>и</sub>, то есть не способные детонировать в принципе, [6], приобретают, однако, такую способность с помощью диэтилентриамина. Из представленных в таблице 1 данных видно, что для этого требуется некоторые минимальные количество ДЭТА. Составляя от десятых долей до нескольких процентов, эти минимально необходимые количества дихлорэтиленамина (МНКД) оказываются тем меньше, чем больше в исходной предельной смеси собственно нитрометана (смеси с ацетоном). Можно сказать ,что величина МНКД зависит, прежде всего, от природы разбавителя, то есть определяется структурой и свойствами исходной смеси как раствора. Потребность в ДЭТА у обеих смесей возрастает с уменьшением диаметра оболочки заряда, что, очевидно, отражает возрастающую необходимость преодолеть неблагоприятное влияние бокового разрежения на протекание реакции тепловыделения и на устойчивость детонации.

39



**Рис.1.** Влияние на критический диаметр смесей нитрометана с ацетоном (а) и метанолом (б) двухпроцентной добавки ДЭТА (стальная оболочка толщиной 3 мм).

Но существуют, как и следовало ожидать, ограничения по максимуму содержания ДЭТА для реализации детонационного процесса в предельных смесях. Максимально допустимые количества диэтилентриамина (МДКД) достигают уже нескольких десятков процентов и всегда меньше в более разбавленной предельной смеси, то есть, в которой исходный процент нитрометана меньше (смеси с метанолом).

**Таблица 1** Минимально необходимые (min) и максимально допустимые (max) количества ДЭТА для прохождения детонации (+) в смесях с предельной концентрацией C<sub>tr</sub>.

Смесь	d, мм	min % ДЭТА (% HM)		max % ДЭТА (% HM)		
		+	-	+	-	
НМ/Ац	13	0,8 (72,4)	0,6 (72,6)	54,7 (47,2)	66,1 (43,6)	
73/27						
	28	0,4 (73,7)	0,2 (72,9)	65,8 (44,0)	78,0 (41,0))	
HM/M	13	3,8 (54,9)	3,4 (55,1)	29,2 (44,2)	40,4 (40,6)	
57/43						
	28	1,8 (56,0)	1,4 (56,2)	32,0 (43,2)	39 (41,0)	

Естественно полагать, что минимальные количества ДЭТА, как химически активной добавки, снимают затруднения кинетического характера, в том числе связанные с присутствием посторонних «инертных» молекул. Ограничения же по максимуму содержания ДЭТА имеют, главным образом, отношение к энергетическим возможностям обеспечения устойчивого распространения процесса энерговыделения в детонационной форме. В этой связи следует обратить внимание на то, что при достижении МДКД процент нитрометана (указан в скобках) в обеих, теперь трёхкомпонентных, смесях фактически сравнялся, а также отметить, что для

распространения детонации с уменьшением диаметра оболочки требуется увеличение энергосодержащей компоненты.

Что касается результатов фотографических наблюдений, то оказалось, что уже относительно небольшое содержание ДЕТА приводит к потере прозрачности в том смысле, что на торцевых фоторазвёртках перестаёт регистрироваться самосвечение фронта детонационной волны при распространении процесса непосредственно в смесях. По этой причине извлекать информацию и делать соответствующие выводы о характере и степени неоднородности протекания реакции тепловыделения в детонационном фронте можно было только на основании фоторегистрации процесса выхода фронта на свободную поверхность жидкости.

В этом случае на торцевых фоторазвёртках регистрируется появление многочисленных светящихся локальных участков (струй), свидетельствующих о неоднородном развитии реакции тепловыделения по глубине и площади фронта. Можно видеть также, что интенсивность свечения и пространственно-временные масштабы появления струй на свободной поверхности и их последующее поведение зависит от соотношения и природы компонентов. То есть в предельных смесях сама возможность полноценной реакции тепловыделения для поддержания детонационного процесса определяется и регулируется теперь распределением и взаимодействием в объёме жидкости молекул всех трёх компонентов. Особенно важно понять, каким образом осуществляется химическое влияние молекул диэтилентриамина на разложение нитрометана.

В этой связи не исключено, что затруднения с регистрацией самосвечения детонационного фронта могут быть обусловлены именно химической активность ДЭТА, в том числе, направленной на образование *аци*-иона, что, как считается, ускоряет дальнейшее превращение молекулы нитрометана [8]. То есть, возможно, в частности, что сопоставимость пространственно –временных масштабов этих химических актов с переходом в ударно-сжатое состояние создает такую микроструктуру передней поверхности детонационного фронта, которая «экранирует» свечение высокотемпературных продуктов детонационного превращения.

Таким образом, направление и результаты настоящих исследований могут представлять интерес как для обсуждения и понимания механизма влияния собственно ДЭТА на превращение нитрометана, так и в целом специфики поведения и взаимодействия молекул различной природы в жидких средах (растворах) в условиях детонационного процесса и ударного сжатия.

Работа поддержана РФФИ, проект № 11-03-01251-а.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Kusakabe M.,and Fujiwara Sh. Effects of liquid diluent on detonation propagation in nitromethane //Proc. of 6th Symp. (Int) on Detonation, **1976**, pp. 133-142.

<sup>2.</sup> Колдунов С.А., Ананьин А.В., Гаранин В.А., Сосиков В.А., Торунов С.И. Детонационные характеристики разбавленных зрывчатых веществ: смеси нитрометана с метанолом // Физика горения и взрыва, **2010**, т. 46, № 1. с. 73-79.

3. Кондриков Б.Н., Козак Г.Д., Райкова В.М., Старшинов А.В. О детонации нитрометана // ДАН. **1977** Т. 233. № 3. С. 402-405.

4.Engelke R., Sheffield S.A., Stacy H.L., Quintana J.P., Reduction of detonating liquid nitrometane's chemical reaction zone length by chemical cencitsation. Phys. Fluids, **2005**, 17,096102/1-096102/6

5. Воскобойников И.М., Афанасенков А.Н., Богомолов В.М. Обобщенная ударная адиабата органических жидкостей // Физика горения и взрыва, **1967**, № 4. с. 585-593.

6. Dremin A.N. On the limit of detonation on concentration of liquid explosives mixtures with nonexplosive diluents // Proc. 13th Det.(Int.) Symp. 2006. P. 720-724

7.Koldunov S.A., Ananin.A.V. The true detonation limits on concentration of nitromethane mixtures with methanol and nitrobenzene ,Proc14th Det.(Int.) Symp. **2010**. P.338-344.

8.Engelke R.,Earl W.L.,McMichael R.C.,Microscopc evudance that the nitromethane aci-ion is a rate controlling species in the detonation of liquid nitromethane, J/Chem.Phys.,**1986**,84-, 142-146.

# ПИРОМЕТРИЧЕСКИЕ ИЗМЕРЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ДЕТОНАЦИИ БЕНЗОТРИФУРОКСАНА<sup>3</sup>

## А.Ю. Долгобородов, М.А. Бражников, В.Г. Кириленко, Н.Е. Сафронов

## ИХФ РАН, Москва, Россия

 $bT\Phi$  - бензотрифураксан (гексанитрозобензол),  $C_6N_6O_6$  – мощное безводородное BB с плотностью монокристалла 1.901 г/см<sup>3</sup>, высокой скоростью детонации (8610 м/с) [1] и малым критическим диаметром детонации. Некоторые данные по параметрам детонации БТФ, имеющиеся в литературе, представлены в таблице 1, где  $\rho$  – плотность заряда, D – скорость детонации, p и T – давление и температура в точке Чепмена-Жуге (Ч-Ж),  $d_{\rm c}$  – критический диаметр детонации. Детонационные свойства БТФ определяют специфические направления его использования. Одно из них - составы для устройств пироавтоматики космических аппаратов [2], когда требуется малый критический диаметр. Другое применение БТФ связано с получением детонационных алмазов [3-5], при этом алмазы, получаемые при детонации БТФ, имеют особую каплеобразную форму, что обычно связывается в высокой температурой продуктов детонации (ПД), которая показана в ряде расчетов, но до сих пор не определена экспериментально. Для расчета детонационных свойств БТФ использовались различные расчетные модели и уравнения состояния [5-9], при этом наибольший разброс данных получен по температуре ПД, так в [4,7] приведены значения от 3700 К до 5000 К, в [5] - 4500 К, а в [8] -5100 К. Несколько меньшая неопределенность имеется в значениях давления детонации: согласно [8] P = 33 ГПа; в [9] P = 34 ГПа (1,85 г/см<sup>3</sup>), в [7] P = 36 ГПа (1,859 г/см<sup>3</sup>), при этом указывается ошибка 10%, охватывающая весь диапазон давлений от 33 до 36 ГПа.

Неопределённость по давлениям детонации и температуре приводит к тому, что на фазовой диаграмме углерода состояния, приписываемые ПД БТФ, оказываются в разных её областях, соответствующих жидкой и алмазной фазам углерода [11]. В целом анализ литературных данных показывает, что, несмотря на достаточно широкое использование БТФ

<sup>&</sup>lt;sup>3</sup> Pyrometry Measurements of Benzotrifuroxan Detonation Parameters

A.Yu. Dolgoborodov, M.A. Brazhnikov, V.G. Kirilenko, N.E. Safronov. ICP RAS, Moscow, Russia

для практических целей, прямые экспериментальные данные по параметрам на фронте детонационной волны отсутствуют. Данная работа предпринята для восполнения этого пробела.

ρ, г/см <sup>3</sup>	<i>D</i> , км/с	<i>р</i> , ГПа	Т, К	<i>d</i> <sub>с</sub> , мм
1.86	8.49	36 [1]	3700-5000 [7]	
1.85	8.49	34 [9]	4500 [5]	
-		33 [8]	5000 [4]	$0.5 - 1.0^{\circ}$ [10]
			5100 [8]	

Таблица. 1 Детонационные свойства БТФ

Неопределённость по давлениям детонации и температуре приводит к тому, что на фазовой диаграмме углерода состояния, приписываемые ПД БТФ, оказываются в разных её областях, соответствующих жидкой и алмазной фазам углерода [11]. В целом анализ литературных данных показывает, что, несмотря на достаточно широкое использование БТФ для практических целей, прямые экспериментальные данные по параметрам на фронте детонационной волны отсутствуют. Данная работа предпринята для восполнения этого пробела.

Для определения характеристик детонационного фронта в БТФ использовалась электронно-оптическая регистрация излучения ПД на контактной границе зарядов с оптическими окнами из LiF и глицерина (многооконная методика для определения температуры ПД [12]) и регистрация излучения в жидкостях-индикаторах находящихся в контакте с детонирующим зарядом (индикаторный метод для определения профиля давления ПД [13]).

Заряды БТФ диаметром и высотой 30 мм изготавливались из двух таблеток, получаемых односторонним холодным прессованием до давлений ~ 1 кбар. При прессовании БТФ были получены две плотности зарядов: 1.82 г/см<sup>3</sup> (прессование без выдержки); 1.84 г/см<sup>3</sup>при добавлении 0.5 мл ацетона и выдержке под давлением (10 мин). Заряды БТФ инициировались плосковолновым генератором диаметром 40 мм через промежуточную таблетку флегматизированного гексогена. При измерении температуры в рамках оконной методики на контактную границу со свободной поверхностью заряда помещалось LiF (жёсткое окно) или глицерин (мягкое окно). При измерении давления индикатор (CHBr<sub>3</sub> или CCl<sub>4</sub>) помещался на заряд БТФ, поверхность которого закрашивалась черным лаком для экранировки излучения ПД. Также использовалась постановка с тонким (0.77 мм) экраном из алюминия (дюралюминий Д16) между БТФ и CHBr<sub>3</sub>.

Для регистрации применялся двухканальный пирометр с интерференционными светофильтрами 627 и 420 нм. Приемники излучения - фотоэлектронные умножители ФЭУ-92 и ФЭУ-119, запись сигналов - цифровой осциллограф В-423 с частотой дискретизации 200 МГц. Излучение регистрировалось из центральной части зарядов через диафрагму диаметром 5

43

мм. Сигналы пересчитывались на температуру и давление с помощью стандартных процедур [12, 13]. Ошибка определения температуры составляла ±150 К, давления ±1 ГПа.



Рис. 1. Профили яркостной температуры продуктов детонации, а) окно LiF:  $1 - БТФ \rho_0 = 1.82 \text{ г/см}^3$ ;  $1a - БТНЕН \rho_0 = 1.88 \text{ г/см}^3$ , окно глицерин:  $2 \text{ БТФ } \rho_0 = 1.82 \text{ г/см}^3 \text{ б}$ ) окно – LiF: 1 - THT,  $\rho_0 = 1.62 \text{ г/см}^3$ ; окно – LiF: 2 - THT + 1% сажи,  $\rho_0 = 1.62 \text{ г/см}^3$ 

На рис. 1 показаны профили температуры ПД на границе с окнами из LiF и глицерина. В случае LiF в ПД отражается ударная волна, и спад температуры существенно ниже, чем в случае волны разрежения от глицерина. Записи яркости излучения ПД БТФ по сравнению с другими высокоплотными BB (октоген [14] и БТНЕН [15]) имеют существенные отличия. Для БТФ нет пика излучения на контактной границе с LiF, а последующий спад температуры – существенно медленнее. Так, если для октогена и БТНЕН в пределах 1 мкс яркостная температура падает на 500 – 600 К, то для БТФ на 100 - 200 К. Для сравнения на рис. 1а приведен профиль температуры для БТНЕН, а на рис. 26 – для ТНТ и смеси ТНТ + 1% сажи. Профили температур ПД ТНТ получены в середине 1990-х и ранее не публиковались. Из сравнения следует, что уровень температур для ТНТ существенно ниже, чем для БТФ, однако и в случае ТНТ регистрируется «плато».

Регистрация температуры на контактной границе с двумя окнами позволяет определить температуру в точке Ч-Ж (методика описана в [12]). Используя уравнение состояния ПД в форме Ми-Грюнайзена, и полагая,  $\Gamma/V = const$ , можно получить соотношение, связывающее температуру ПД на изоэнтропе (или адиабате двукратного сжатия) с температурой в плоскости Ч-Ж:

$$\Gamma_i = T_{C-J} \exp \{\Gamma/V (V_{C-J} - V_i)\},\$$

где  $T_i$  - измеряемые температуры (на изоэнтропе и адиабате двукратного сжатия);  $T_{C-J}$  - температура ПД в плоскости Ч-Ж;  $V_{C-J}$  и  $V_i$  - удельные объемы, соответствующие состояниям Ч-Ж и в отраженной волне. Таким образом по измерениям температуры, соответствующей двум состояниям с давлениями p<sub>1</sub>, и p<sub>2</sub> можно решить обратную задачу, т.е. оценить  $T_{C-J}$ :

$$\ln T_{C-J} = \{ [(p_1p_2)^{1/n} - (p_1p_{C-J})^{1/n}] \ln T_1 - [(p_1p_2)^{1/n} - (p_2p_{C-J})^{1/n}] \ln T_2 \} \times [(p_2p_{C-J})^{1/n} - (p_1p_{C-J})^{1/n}]^{-1}$$

Для определения температуры в плоскости Ч-Ж необходимо знать значения давлений состояний, которым отвечают измеренные температуры.

Профили давления в индикаторах CHBr<sub>3</sub> и CCl<sub>4</sub> показаны на рис. 2, при этом на профилях наблюдается характерное изменение скорости спада давления (отмечено стрелками), если предположить, что этот излом связан с «химпиком», то можно оценить время химической реакции  $\tau$  в БТФ. Пересчет на время в продуктах взрыва дает  $\tau = 60-75$  нс.



**Рисунок 2.** Экспериментальные профили и профили давления в индикаторах для зарядов БТФ (1.82 г/см<sup>3</sup>);



Рисунок 3. Ударные адиабаты и экспериментальные данные по изоэнтропе продуктов детонации БТФ

Эксперименты по индикаторной методике позволили определить состояния при разгрузке ПД в CHBr<sub>3</sub>, CCl<sub>4</sub> и сжатии в отраженной ударной волне от алюминия (см. рис. 3). Крестиками на графике показаны экспериментальные значения давления в индикаторах, звездочкой – состояние, рассчитанное в предположении «зеркальности» ударной адиабаты и изоэнтропы разгрузки дюралюминия. При обработке экспериментальных данных проводились

расчеты состояния в исследуемых материалах, использовались стандартные соотношения, данные по ударным адиабатам (база данных <u>http://teos.ficp.ac.ru/rusbank/</u>), а также зависимость скорости детонации БТФ от плотности заряда  $D = 4.265+2.27\rho$  [1].

Экспериментальные данные во всем диапазоне исследуемых давлений наилучшим образом описываются при показателе политропы ПД n = 2.8. Это значение согласуется с оценками по данным расширения цилиндрической оболочки («цилиндр-тест»), для БТФ в [16] приведены значения n = 3 (вблизи точки Ч-Ж) и n = 2.6 (во всём диапазоне расширения ПД).

BB	ρ <sub>0</sub> , г/см <sup>3</sup>	Оконный материал	<i>р</i> і, ГПа	<i>T</i> <sub>i</sub> , K	р <sub>С-Ј</sub> , ГПа	<i>Т</i> <sub>С-Ј</sub> , К
БТΦ	1.82	LiF	38.6	4060	33.8	3990
		Глицерин	25.2	3840	55.0	
БТΦ	1.84	LiF	39.2	4250	24.5	4170
		Глицерин	25.6	4000	54.5	
Гексоген	1.71	LiF	37.5	3850	21.4	3740
		H <sub>2</sub> O	20.3	3450	51.4	
Октоген	1.80	LiF	42.0	3800	26.1	2700
		H <sub>2</sub> O	22.6	3380 50.1		5700

**Таблица. 2.** Давление  $p_i$  и температура  $T_i$  на границе с оконными материалами

Экспериментальные данные по температуре и значения состояния ПД в точке Ч-Ж, рассчитанные по экспериментальным данным, приведены в таблице 2. Там же для сравнения приведены данные Гогули [10] по температуре ПД прессованных зарядов гексогена и октогена. Значения давлений согласуются с расчетными данными и значениями давлений, полученными в рамках экспериментальной методики "цилиндр-тест" (с учётом поправки на начальную плотность зарядов). Экспериментально полученные значения температуры ПД БТФ выше температуры октогена и гексогена, однако при этом они оказались существенно ниже (на 500 – 1000 К) расчетных данных большинства известных работ. А это означает, что существующие теоретические модели, описывающие поведение ПД БТФ, требуют значительной корректировки.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 12-03-00651).

## Литература

1. Dobratz, B.M. LLNL Explosives Handbook Properties of Chemical Explosives and Explosive Simulants. / Lawrence Livermore Laboratory UCRL-52997; March 1981.

2. Котомин А.А., Душенок С.А. Ефанов В.В. и др. Критические диаметры детонации взрывчатых материалов, используемых в системах разделения космических аппаратов // Вестник ФГУП НПО им. С.А. Лавочкина. №1 2010 С. 24-31.

3. Титов В.М., Анисичкин В.Ф., Мальков И.Ю. Исследование процесса синтеза ультрадисперсного алмаза в детонационных волнах // ФГВ, 1989, т.35, №3, с.117 – 126.

4. Толочко Б.П., Титов В.М., Чернышев А.П. и др. Физико-химическая модель детонационного синтеза наноалмазов. Новосибирск: ИЯФ им. Г.И. Будкера. 2005.

5. Викторов С.Б., Губин С.А., Маклашова И.В.Прогнозирование детонационных свойств *CNO*- состава с учётом свойств ультрадисперсного углерода // Физика экстремальных состояний вещества-2002. / Ред. В.Е. Фортов, В.П.Ефремов, Хищенко К.В. и др. Черноголовка: ИПХФ РАН 2002. С. 88-90.

6. Ju Xue-Hai, Xiao He-Ming, Chen Li-Tao Periodic DFT approach to the benzotrifuroxan crystal// Intern. J. of Quantum Chemistry. V.102 N.2 pp. 224-229. 2005.

7. Finger M., Lee E., Helm F.H., Hayes B., et.al. The effect of elemental composition on detonation behavior of explosives // Proc. Sixth Symposium on Detonation, ed. by D. J. Edwards, ONR, 1976, pp. 710-722.

8. Ершов А.П. Взрыв // Соросовский образовательный журнал. Т.6 №1 2000. С. 85-90

9. Fried L.E. and Souers P.C. BKWC: An Empirical BKW Parametrization Based on Cylinder Test data // PEP, V.21, N. 4, pp.215-223 (1996)

10. Целинский И.С. Применение высокоэнергетических материалов в технике и народном хозяйстве. // Соросовский образовательный журнал. Т.3№11 1997. С. 46 – 52.

11. Анисичкин В.Ф. и др. , Влияние температуры на процесс роста ультрадисперсных алмазов во фронте ДВ //  $\Phi\Gamma$ В.- 1995]

12. Гогуля М.Ф., Бражников М.А. Температуры продуктов детонации конденсированных взрывчатых веществ. І. Твердые ВВ // Хим. физика. 1994. Т. 13. №1. С. 52-63

13. Гогуля М.Ф., Долгобородов А.Ю. Индикаторный метод исследования ударных и детонационных волн// Хим. физика. 1994. Т. 13. №12. С. 118-127.

14. Gogulya M.F. Dolgoborodov A.Yu. Brazhnikov M.A., et. al. Detonation waves in HMX/Al mixtures (pressure and temperature measurements) // Proc. Eleventh Symposium on Detonation, ONR, 1998, pp. 979-988.

15. Gogulya M.F. Dolgoborodov A.Yu. Makhov M.N., et. al. Detonation performance of aluminized compositions based on BTNEN // Proc. Twelfth Symposium on Detonation, ONR, 2002, pp. 249-255.

16. Danel J.-F., Kazandjian L. A few remarks about the Gurney energy of Condensed Explosives // PEP, 2004, V. 29, N 5. pp. 314-316.

# ПРИБЛИЖЕННОЕ СООТНОШЕНИЕ МЕЖДУ ДАВЛЕНИЕМ И МАССОВОЙ СКОРОСТЬЮ ВБЛИЗИ УДАРНОГО ФРОНТА ПРИ УСТАНОВИВШЕЙСЯ ДЕТОНАЦИИ

# С.Г. Андреев

### МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва

При анализе результатов экспериментальных исследований течений во фронте детонационных волн и при разработке моделей детонационных процессов, протекающих в зарядах BB, особенно неидеальных BB, возникает необходимость знания связи давления и массовой скорости в потоках реагирующих сред за фронтом ударно-волнового сжатия. В частности, важно знать связь скоростей изменения давления и массовой скорости.

В настоящей работе эта связь устанавливается для частиц ,движущихся на оси или плоскости симметрии заряда ВВ и потока продуктов реакции, образующихся при распространении детонационной волны, ударный фронт которой имеет форму сферы или цилиндра радиусом  $R_f$  (Puc.1).

Имеются ввиду поверхности, аппроксимирующие центральные участки ударных фронтов, форма меридиональных сечений которых в действительности является более сложной.(Например, эти сечения могут иметь форму дуги эллипса, малая ось которого совпадает с осью симметрии детонационной волны). Рассматривается зона течения между ударным фронтом и точкой 1, в которой скорость химической реакции образования конечных продуктов существенна, но их массовое содержание еще пренебрежимо мало, и скорость звука на фронте может быть найдена с приемлемой точностью с использованием только ударной адиабаты (экспериментально полученной).



Рисунок 1. Схема течения при детонации неидеального ВВ: ВВ- исходное взрывчатое вещество, ЗДХР-зона детонационной химическойреакции между ударным фронтом в ВВ и звуковой поверхностью в ПД, ПД- продукты детонации.

При решении этой задачи используются известные особенности плоско-симметричных ударно-волновых течений в конденсированных химически не реагирующих средах, которые приведены ниже.

При решении этой задачи используются известные особенности плоско-симметричных ударно-волновых течений в конденсированных химически не реагирующих средах, которые приведены ниже.

Если течение химически инертной среды является плоско-симметричным ( $R_f = \infty$ ), то соотношение между давлением *p* и массовой скоростью *u* можно принять в той же форме, что и на фронте ударной волны:

$$p = \rho_0 u(a + bu), \tag{1}$$

где:  $\rho_0$  начальная плотность BB, a и b коэффициенты ударной адиабаты в форме связи

волновой D и массовой (на ударном фронте  $u_f$ ) скоростей –  $D = a + bu_f$ .

Соотношение (1) с достаточно хорошей точностью выполняется для параметров состояния движения в изоэнтропическом потоке за фронтом ударной волны (обращенной вправо) со скачком давления до  $1.5\rho_0a^2$ . Эта особенность часто формулируется как «совпадение ударной адиабаты и изоэнтропы в p-u координатах». С использованием этого допущения , как известно [1], можно получить выражения для изоэнтропы в координатах «давление-плотность», и далее, выражение для скорости звука *c*:

$$c = (a+2bu) \left\{ 1 + \frac{3}{2b} \ln \frac{a+2bu}{a} \right\}^{-1/3}$$

Если пренебречь небольшими различиями в рассматриваемом диапазоне давлений зависимостей между текущими значениями давления p и плотности  $\rho$  ( $p = p(\rho)$ ) при ударно-волновом и изоэнтропическом сжатиях, то скорость звука c в веществе, сжатом до давления p, можно вычислить как

$$c = (a + 2bu)[a + (b - 1)u]/(a + bu),$$
(2)

где:  $u = (a/2b)(\sqrt{1+4bp/\rho_0 a^2} - 1)$ .

При этом в случае волн, обращенных вправо,

$$dp/du = \rho c = \rho_0 (a + 2bu). \tag{3}$$

Знание динамического импеданса  $\rho c$  позволяет в случае плоско-симметричного потока среды неизменного химического состава установить связь между скоростями изменений давления  $\partial p / \partial t$  и массовой скорости  $\partial u / \partial t$  вдоль траекторий движения частиц:

$$\partial p / \partial t = (dp / du) \partial u / \partial t = \rho c \partial u / \partial t .$$
<sup>(4)</sup>

В отличие от [1], в настоящей работе необходимо получить соотношения, аналогичные (3) и (4), но для реагирующего потока непосредственно за ударным фронтом с конечным значением радиуса  $R_f$ . Для этого применительно детонационной волне, распространяющейся с постоянной скоростью D слева направо (рис. 2), используется соотношение для реагирующей среды за ударным фронтом, которое выполняется вдоль (u - c) характеристики – траектории

dr/dt = (u - c) в эйлеровых координатах (r, t):

$$dp = \rho c du - \frac{N}{r} (\rho c) u c dt + Q_{PV} \rho \Gamma \eta dt = 0, \qquad (5)$$

где:  $Q_{\scriptscriptstyle PV}-$  изобарно-изохорический удельный тепловой эффект реакции превращения ВВ в

продукты детонации (ПД),  $\Gamma$  – коэффициент Грюнайзена,  $\eta$  – скорость химической реакции, N = 0 для плоско-симметричного ( $R_f = \infty$ ) течения, N = 1 для течения за ударным фронтом цилиндрической формы, N = 2 для течения за ударным фронтом сферической формы.

Уравнение (5) взято в форме, которая соответствует подходу авторов [2] и использована М.М. Бойко в [3].



**Рисунок 2**. Рассматриваемое изменение параметров состояния движения вблизи искривленного ударного фронта при установившейся детонации.

Если скорость D распространения детонационной волны постоянна, то вдоль траектории ее ударного фронта остаются неизменными параметры состояния движения  $(p_f, u_f)$ . На некотором очень малом расстоянии за ударным фронтом стационарной детонационной волны с такой же скоростью D распространяется состояние движения с новыми промежуточными постоянными значениями параметров  $(p + \delta p, u + \delta u)$ . Время, за которое происходит изменение давления  $\delta p$  и массовой скорости  $\delta u$  вдоль (u - c) характеристики, обозначим  $\delta t_{u-c}$ . Применяя уравнение (5) к течению в узкой зоне, непосредственно примыкающей к ударному фронту, с учетом введенных обозначений и постоянства значения радиуса  $R_f$  ударного фронта  $(r = R_f)$  запишем:

$$\delta p = \rho c \,\delta u \left[1 - \frac{N}{R_f} \frac{uc}{u_{u-c}^{\bullet}} + \frac{Q_{PV} \eta \Gamma}{c u_{u-c}^{\bullet}}\right]; \ u_{u-c}^{\bullet} = \delta u \,/ \,\delta t_{u-c} \,. \tag{6}$$

При приближенных вычислениях в непосредственной близости к ударному фронту мы будем использовать в (6) не средние значения переменных величин:  $\rho, c, u, \eta$  на интервале между точками 1<sup>\*\*</sup> и 1 на (u - c) характеристике (рис. 2), а значения этих величин на ударном фронте:  $u = u_f, c = c(u_f), \rho c = \rho c(u_f), \eta = \eta_f$ .

Время  $\delta t_u$ , за которое происходит изменение скорости перемещения частицы потока на величину  $\delta u$  от значения на ударном фронте до значения в точке 1 за фронтом, связано с величиной времени  $\delta t_{u-c}$  изменения массовой скорости вдоль (u-c) характеристики соотношением:

$$\delta t_{u-c} = \delta t_u / K . \tag{7}$$

Из рассмотрения треугольника 1\*1 1\*\* получаем:

$$K = \left(2 + \frac{bu}{a + bu}\right).$$

Соотношение (7) позволяет выразить предельное значение  $u_{u-c}^{\bullet}$  (при  $\delta t_{u-c} \rightarrow 0$ ) через скорость изменения массовой скорости непосредственно за ударным фронтом  $\partial u / \partial t_f$ :

$$\lim u_{u-c}^{\bullet} = \lim \frac{\delta u}{\delta t_{u-c}} = \lim \frac{\delta u}{\delta t_u} K = K \partial u / \partial t_f.$$

Последнее соотношение и использование обозначения  $Q_{PV}\eta_f = Q_{PVf}^{\bullet}$  позволяют из выражения (7) вывести формулу:

$$\frac{dp}{du} = \rho c \{ 1 + [(Q_{PVf}^{\bullet} \Gamma) / c - (N / R_f) uc] / [K(\partial u / \partial t_f)] \}$$
(8)

Заметим, что в случае стационарных детонационных волн со спадом массовой скорости за ударным фронтом в химпике,  $\partial u/\partial t_f < 0$  и поэтому увеличение искривленности поверхности ударного фронта (уменьшение  $R_f$ ) вызывает возрастание значения положительной производной dp/du (угла наклона к оси u касательной к (p-u) диаграмме), а увеличение удельной скорости тепловыделения от реакции за ударным фронтом -  $Q_{PVf}$ , наоборот – уменьшает значение производной dp/du. В случае ударной волны с плоским фронтом, распространяющейся по химически инертному веществу производная dp/du была бы равна  $\rho c$  (как в(4)).



**Рисунок 3.** Оценка поправок (в долях частных производных массовой скорости на ударном фронте) при вычислении эффективных значений динамических импедансов.

Рис. З позволяет оценить степень влияния искривленности ударного фронта, удельной скорости тепловыделения от химической реакции на нем и скорости падения массовой скорости вещества на ударном фронте на поправку к значению производной dp/du, которая реализовалась как динамический импеданс  $\rho c$  при плоско-симметричном ударно- волновом

течении в отсутствии химической реакции в веществе. Графики зависимостей на этом рисунке проведены приближенно, для  $K \cong 2$ , т.е. в пренебрежении сравнительно слабой зависимостью K от массовой скорости u. Числа 1, 5,10, 20 у кривых равны значениям величины  $Q_{PVf}^{\bullet}\Gamma = Q_{PV}\eta_{f}\Gamma$  в Терраваттах, деленных на килограмм.

Для скоростей изменений давления  $\partial p / \partial t_f$  и массовой скорости  $\partial u / \partial t_f$  вдоль траекторий движения частиц непосредственно за ударным фронтом детонационной волны аналогично (4) имеем:

$$\partial p / \partial t_f = (\rho c)_{\Im \phi \phi} \partial u / \partial t_f$$

где  $(\rho c)_{\partial \phi \phi}$  – «эффективное значение динамического импеданса», численно равное dp/du и

вычисляемое как правая часть выражения (8).

Поэтому:

$$\partial p / \partial t_f = \rho c (\partial u / \partial t_f) + \rho c [(Q_{PVf}^{\bullet} \Gamma) / c - (N / R_f) u c] / K$$

Изобарно-изохорный удельный тепловой эффект реакции  $Q_{PV}$ , необходимый для вычисления «эффективных значений динамического импеданса» удобно находить с использованием уравнения состояния продуктов детонации JWL, так как параметры этого УРС известны для достаточно широкого круга ВВ. Применительно нашей задаче УРС примем в форме:

$$p(v) = p_x(v) + \frac{\Gamma}{v} [e\rho_0 - e_x(v)],$$
  

$$e = e_x(v) + C_v T,$$
  

$$e_x(v) = -\int_{\infty}^{v} p_x(v),$$
  

$$p_x(v) = A e^{-R_1 v/v_0} + B e^{-R_2 v/v_0},$$

где:  $p_x(v)$ -холодная составляющая давления (при температуре T=0 K), e- удельная внутренняя энергия, имеющая холодную и тепловую составляющие,  $e_x(v)$ -холодная составляющая удельной внутренней энергии,  $C_v$ - удельная теплоемкость продуктов детонации,

T-абсолютная температура ПД,  $p_x(v)-$ холодная составляющая давления (при T=0),  $v_0 = 1/\rho_0$ .

Значения параметров УРС JWL таковы, что удельная внутренняя энергия ПД на поверхности Чепмена-Жуге (на которой удельная внутренняя энергия, давление и удельный

объем ПД равны соответственно:  $e_{CJ}, p_{CJ}, v_{CJ}$ ), определяющая детонационную адиабату, равна  $e = e_{CJ} = e_0 + p_{CJ}(v_0 - v_{CJ})/2$ . Это означает то, что начальное значение удельной внутренней энергии BB. имеющего стандартных начальных при условиях(  $T = T_0 = 298K, p = p_0 \approx 1 \cdot 10^5 \Pi a$ ) начальную плотность  $\rho_0$ , равно  $e_0$ . Значение константы  $\operatorname{BB} e_0$  с большой точностью равно калориметрической удельной теплоте взрыва  $Q_{K\!F}$ , определяемой в экспериментах со взрыванием (детонированием) зарядов ВВ внутри калориметрических бомб, если конечный удельный объем расширившихся продуктов детонации является достаточно большим ( десятки литров на один килограмм ВВ). Только в этом случае холодные составляющие давления и удельной внутренней энергии продуктов взрыва в конечном состоянии пренебрежимо малы, и можно принять, что  $e_0 \approx Q_{KE}$ .

Связь параметров УРС JWL (включая параметр  $e_0$ ) с удельными тепловыми эффектами взрывных превращений находится из условия сохранения энергии системы (рассматриваемой как замкнутая) при переходе ее из начального в конечное состояние. Система в начальном состоянии характеризуется навеской ВВ массой  $m_{BB}$ , плотностью  $\rho_0$ , находящейся под давлением  $p_0$  при температуре  $T_0$  и начальной внутренней энергией некоторого устройства («калориметра»). Это «калориметрическое устройство» с недеформируемой полостью, вмещающей навеску ВВ (а затем продукты взрыва) способно отбирать энергию от образующихся продуктов взрыва. В конечном состоянии система характеризуется тем, что удельная внутренняя энергия продуктов детонации определяется конечными значениями их давления  $p_{\kappa}$  и удельного объема  $v_{\kappa}$  (и соответственно  $T_{\kappa}$ ), а «калориметрическое устройство» в дополнение к начальной внутренней энергии поглощает количество энергии (тепла), соответствующее охлаждению продуктов взрыва до температуры  $T_{\kappa}$ .

Из этого условия следует:

$$Q_{PV} = e_0 - (e_x(v_\kappa) + (p_0 - p_x(v_\kappa))v_\kappa / \Gamma), v_\kappa = v_0 = 1/\rho_0.$$
(9)

Заметим, что «калориметрическое устройство» с недеформируемой полостью для отбора от образующихся продуктов взрыва энергии, которая соответствует  $Q_{PV}$ , является физически не реализуемым, в отличие от калориметра, предназначенного для измерения  $Q_{KE}$ ( $Q_{KE} = e_0 - (e_x(v_\kappa) + C_vT_0), v_\kappa = v_{KE}, T_\kappa \approx T_0$ ).

Значения  $Q_{PV}$ , вычисляемые по (9) с использованием параметров УРС *JWL*, отличаются от тех, что рассчитаны по степенным зависимостям для холодных составляющих давлений  $p_x(v)$ . Так для ТНТ авторы [4] в соответствии с формулой для  $Q_{PV}$ , использованной ими, и уравнением состояния продуктов разложения ТНТ  $p = A\rho^n + B\rho T$ ;  $\rho = 1/v$  ( $A = 1,84(k/m^3)^{-3,6}$ ;  $B = 4,55 \cdot 10^5 (J/(kq \cdot K); n = 3,6)$  получают оценку

 $Q_{PV} = 11,3 \cdot 10^6$  Дж/кг. С использованием (9) и параметров УРС JWL для ТНТ ( $A = 371,2GPa; B = 3,231GPa; R_1 = 4,15; R_2 = 0,95; v_0 = 1/\rho_0 = 6,135 \cdot 10^{-4} m^3 / kg; e_0 = 4,29 \cdot 10^6 J / kg$ ) получим  $Q_{PV} = 17,1 \cdot 10^6 J / kg$ .

## Литература

- 1. Канель Г.И., Разоренов С.В., Уткин А.В., Фортов В.Е. Ударноволновые явления в конденсированных средах. М.: «Янус-К», 1.... 408 с.
- 2. Дремин А.Н., Савров С.Д., Трофимов В.с., Шведов К.К. Детонационные волны в конденсированных средах. М.: Наука, 1970.
- Андреев С.Г., Бойко М.М., Власова Л.Н., Соловьев В.С.. Влияние расходимости потока на характер течения продуктов детонации за фронтом ДВ // Физика горения и взрыва. – 1987. - Т. . - №1. – С.50 – 54.
- 4. Михайлюк К.М., Трофимов В.С. О возможном газодинамическом пределе распространения стационарной детонации// Физика горения и взрыва. 1977. Т. 13. №4. С. 606-613.

# ЗАВИСИМОСТЬ КРИТИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ДЕТОНАЦИИ ОТ ПЛОТНОСТИ ДЛЯ ЭМУЛЬСИОННОГО ВВ

## В.В. Лавров, А.В. Савченко

Институт Проблем Химической Физики РАН, Черноголовка

Начиная с момента опубликования в 50-х годах прошлого века "принципа Харитона" [1], связывающего критический диаметр детонации со временем химической реакции, критический диаметр стал одним из основных параметров, характеризующих явление детонации, как с научной, так и с практической точки зрения. Однако полные исследования критического режима неизвестны из широкой печати. В большинстве работ, посвященных исследованию критических условий для распространения детонации в гетерогенных BB, находился только критический диаметр, а точнее "failure" диаметр, определяемый с использованием критерия "взрыв-отказ". Такое положение с исследованиями в этой области во многом объясняется объективными причинами. Для большинства гетерогенных BB первой группы (таких как тротил, гексоген и т.п.) критические диаметры детонации очень малы, а для BB второй группы (например, нитрат аммония и его смеси), наоборот, слишком велики, что осложняет определение всего комплекса детонационных параметров на одном объекте.

Одним из наиболее удобных объектов исследования критических режимов являются современные эмульсионные BB (ЭВВ), относящиеся ко второй группе, которые отличаются широкими возможностями регулирования детонационных свойств. Исследования проводились на эмульсионной матрице следующего состава: нитрат аммония, вода, минеральное масло+эмульгатор в соотношении 76.9/15.3/7.8. Плотность ЭВВ регулировалась введением в эмульсию полых стеклянных микросфер со средним размером 80 мкм, их доля составляла 1.25, 2.2 и 3.0% от массы эмульсии. Заряды имели пластиковую или бумажную оболочку.

### Результаты эксперимента

Для нахождения критического диаметра детонации (d<sub>cr</sub>) эмульсионных BB использовалась схема эксперимента, максимально удовлетворяющая его физическому определению, для чего использовались результаты измерения скорости фронта (D) в зарядах различного диаметра (d) (рис. 1). За критический диаметр детонации принимался минимальный диаметр заряда, при котором во всех опытах наблюдалось стационарное распространение взрывного процесса на расстояние, составлявшее от 35 до 50 диаметров. Группы точек, соединенные сплошными линиями на рис. 1, соответствуют результатам измерений в отдельных опытах. Для всех составов наблюдалась общая картина изменения скорости фронта при увеличении диаметра заряда и расстояния от плоскости инициирования (l). Можно видеть, что в ЭВВ независимо от плотности могут распространяться взрывные



Рис.1. Изменение скорости фронта взрывного процесса в зарядах ЭВВ большой длины.

процессы способностью самораспространению: с различной К И стационарные (детонационные), и медленнозатухающие и быстрозатухающие. Результаты эксперимента также показали, что ответ на вопрос о том является ли процесс стационарным, не всегда удается однозначно получить даже при использовании зарядов большой длины. Стационарным во всех опытах взрывной процесс был только в зарядах диаметром 13.7, 17.9 и 35 мм для ЭВВ плотностью 1.07, 1.14 и 1.21 г/см<sup>3</sup>, соответственно. Эти значения диаметров принимались в качестве d<sub>cr</sub>. Критическая скорость детонации (D<sub>cr</sub>) составила 4.38±0.05, 4.46±0.05 и 4.72±0.05 км/с для ВВ с низкой, средней и высокой плотностью, соответственно. В зарядах меньшего диаметра при ограниченной длине могли наблюдаться и стационарные взрывные процессы, и процессы с уменьшающейся по мере распространения скоростью. Следует отметить, что значения D<sub>cr</sub> растут с увеличением плотности, как и значения d<sub>cr</sub>, однако их зависимость от плотности заметно слабее. Резкое ухудшение детонационной способности ЭВВ с ростом плотности отмечалось и в других работах, например [2].

Исследования структуры зоны реакции проводились с использованием лазерной интерферометрии (ЛИ) и электромагнитного метода (ЭМ), скорость фронта контролировалась в

каждом из опытов. На рис. 2 приведены профили массовой скорости, полученные для эмульсионного ВВ плотностью 1.14 и 1.21 г/см<sup>3</sup> в зарядах длиной до 20d. Можно видеть, что



**Рис. 2.** Профили массовой скорости для детонационной волны и затухающих взрывных процессов в ЭВВ, полученные с использованием ЛИ (слева) и ЭМ (справа).

профили, полученные в зарядах двух близких диаметров, могут иметь по форме принципиальные отличия. Если профиль в заряде критического диаметра имеет зону повышенных давлений ("химпик"), то профиль в заряде меньшего диаметра сохраняет форму близкую к треугольному в течение всего времени записи. Необходимо отметить, что профиль с химпиком был характерен для стационарных режимов, а треугольный для затухающих взрывных процессов при всех исследованных плотностях ЭВВ (рис. 1 и 2). Этот факт позволяет сделать вывод, что профиль с химпиком, предсказанный гидродинамической теорией детонации, может служить дополнительным критерием того, что по заряду распространяется нормальный детонационный процесс. Что касается других параметров, то с увеличением плотности ЭВВ массовая скорость в заряде критического диаметра возрастала, а время химической реакции уменьшалось, также как и для бризантных ВВ первой группы.

## Обсуждение результатов и выводы

Зависимость основных критических параметров детонации от плотности эмульсионного ВВ приведены на рис. 3. Полученные результаты показывают, что: 1) увеличение плотности ЭВВ приводит к возрастанию и критического диаметра и критической скорости детонации, при этом рост  $d_{cr}$  происходит с заметно большей скоростью; 2) рост  $d_{cr}$  для ЭВВ сопровождается не увеличением времени химической реакции ( $t_{cr}$ ), а его уменьшением. Последний факт является самым очевидным свидетельством нарушения принципа Харитона, устанавливающего прямопропорциональную зависимость между этими величинами.

Из результатов работы следует, что при определении критического диаметра детонации необходимо устанавливать стационарность распространения взрывного процесса, так как использование критерия "взрыв-отказ" может приводить к существенному занижению значений d<sub>кp</sub>.

Необходимо подчеркнуть, что достоверность информации о критических параметрах детонации имеет большое значение и для теории и для практики. В первом случае это связано с тем, что принимаемые в ряде современных теоретических работ, предположения о

56

справедливости соотношения Харитона [3] и об отсутствии спада массовой скорости за фронтом волны в критических условиях [4], не находят экспериментального подтверждения, а также с тем, что появляется все больше теоретических работ, в которых кинетика и механизм протекания взрывного процесса определяются исходя из данных о величине критического диаметра детонации и общем виде зависимости D(d). Во втором, это обусловлено тем, что именно детонационная способность вещества в настоящее время является определяющим показателем его взрывоопасности. В современных классификациях результаты испытаний на зарядах длиной до 10d с использованием критерия "взрыв-отказ" служат основанием (иногда единственным) для принятия решения об отнесении вещества к классу невзрывчатых и невзрывоопасных [5, 6].

Такой подход к оценке взрывоопасности является одной из основных причин высокой аварийности при обращении с составами, обладающими низкой детонационной способностью, и является одним из факторов способствующих широкому использованию веществ, подобных аммиачной селитре, в террористических целях.



Рис. 3. Зависимость критических параметров детонации ЭВВ от плотности.

## Литература

1. Розинг В.О., Харитон Ю.Б. Детонация ВВ при малых диаметрах заряда// Доклады АН СССР.-1940.-Т.26.-№4.-С.360-361.

2. Lee J., Sandstrom F.W., Craig B.G., Persson P.-A., Detonation and shock initiation properties of emulsion explosives. // In: Proc. 9th Int. Symposium on Detonation. – 1989. – P 263-271.

3. Б.А. Хасаинов, А.В. Аттеков, А.А. Борисов. Ударно-волновое инициирование пористых энергетических материалов и вязкопластическая модель горячих точек.// Химическая физика.-1996.-Т.15.-№7.-С.53-125.

4. Физика взрыва / Под ред. Л.П. Орленко.-М.: Наука.-2002.-Т.1-2.

5. Рекомендации по перевозке опасных грузов. Руководство по испытаниям и критериям. Четвертое пересмотренное издание. Нью-Йорк и Женева: ООН, 2003.

6. Regulation (EC) No 2003/2003 of the European Parliament and of the Council of 13 October 2003 relating to fertilizers.

# СТРУКТУРА ЗОНЫ РЕАКЦИИ ДЕТОНИРУЮЩЕГО МЕЛКОЗЕРНИСТОГО ТАТБ - ЭКСПЕРИМЕНТ<sup>4</sup>

# Е.А. Козлов, В.И. Таржанов, И.В. Теличко, А.В. Воробьёв, К.В. Левак, В.А. Маткин, А.В. Павленко, С.Н. Малюгина, А.В. Дулов

Российский Федеральный Ядерный Центр – Всероссийский научно-исследовательский институт технической физики, Снежинск, Россия

В развитие работ РФЯЦ-ВНИИТФ по исследованию поведения и свойств материалов при динамическом нагружении с использованием лазерно-интерферометрической диагностики процессов [1] изучена структура зоны реакции детонационной волны в мелкозернистом триаминотринитробензоле (ТАТБ) пониженной плотности (1,815 г/см3) с применением лазерного интерферометра VISAR. Заряды ТАТБ Ø60×20 мм и Ø60×60 мм инициировались плоской детонационной волной вспомогательного заряда TГ55 Ø60×10 мм, задействуемого линзовым зарядом. Схема постановки экспериментов представлена на рисунке 1.



Рис. 1. Схема постановки экспериментов

1 – ВОЛС; 2 – регулируемая втулка; 3 – направляющая; 4 – торцы ВОЛС; 5 – линза; 6 – окно: кристалл LiF; 7 – АМЦ - фольга (граница ВВ - окно); 8 – заряд исследуемого ВВ; 9 – заряд ТГ Ø60х10 мм; 10 – линза; 11 – электродетонатор

В экспериментах регистрировалась скорость контактной поверхности между фтористым литием, играющим роль оконного материала, и тонким буферным слоем из алюминия, прилегающим второй поверхностью к ТАТБ. Получены временные профили скорости поверхности раздела Al и LiF, с буферными слоями алюминия толщиной 400, 300, 200, 100 и 20 мкм, а также без буферного слоя, но с покрытием из алюминия толщиной 0,3 мкм, полученного методом вакуумного напыления, на монокристалле фтористого лития (рисунок 2).

<sup>&</sup>lt;sup>4</sup> Structure of detonating fine-grain TATB reaction zone. Experiment. E.A. Kozlov, V.I. Tarzanov, I.V. Telichko, A.V. Vorobyev, K.V. Levak, V.A. Matkin, A.V. Pavlenko, S.N. Malyugina, A.V. Dulov, Russian Federal Nuclear Center – VNIITF, Snezhinsk, Russia



Рис. 2. Профили скорости поверхности раздела буферного слоя Al и LiF

Волновые профили характеризуются резким фронтом с длительностью около 2 нс, определяемой временным разрешением комплекса. Пиковые значения массовой скорости на профилях лежат в диапазоне 1,8...2 км/с. За фронтом для профилей характерен гладкий спад массовой скорости. При обработке первичных профилей исключалось искажающее влияние Точка Жуге буферных слоёв. выявлялась на профилях ИХ представлением В полулогарифмических координатах и дифференцированием на двух участках в соответствии с подходом [2]. С использованием литературных данных по ударной сжимаемости и скорости детонации высокоплотного ТАТБ, построениями в координатах давление – массовая скорость вычислены параметры пика ЗНД и точки Жуге для исследованного ТАТБ пониженной плотности: p<sub>s</sub> =32,2±0,6 ГПа, u<sub>s</sub> = 2,40±0,05 км/с, p<sub>J</sub> =26,5±0,6 ГПа, u<sub>J</sub> = 1,99±0,04 км/с, τ<sub>J</sub> = 108 нс. Эти вычисления иллюстрирует рисунок 3.



Рис. 3. Диаграмма состояний, реализующихся при выходе детонации на границу с LiF.

Полученные значения хорошо согласуются с соответствующими параметрами ТАТБ разных плотностей и взрывчатых составов на основе ТАТБ. Полученные волновые профили содержат кинетическую информацию о зоне реакции, которая извлекается при расчётном моделировании выполненных экспериментов.

## Литература

1. Е.А. Козлов, С.А. Бричиков, Д.С. Боярников, Д.П. Кучко, В.И. Таржанов, И.В. Теличко, А.В. Воробьёв, Е.В. Какшина, Ю.С. Морева, А.В. Павленко, В.Н. Ногин, А.В. Петровцеев, Д.М. Шалковский, Д.А. Варфоломеев. Динамические свойства стали 30ХГСА по результатам лазерноинтерферометрических измерений. Эксперимент и расчётно-теоретическое моделирование. Труды X Международной конференции «Забабахинские научные чтения», Снежинск, РФЯЦ-ВНИИТФ, 2010, С.223.

2. С.Н. Любятинский, Б.Г. Лобойко. Зоны реакции детонации твёрдых ВВ. Труды V Международной конференции «Забабахинские научные чтения», Снежинск, РФЯЦ-ВНИИТФ, 1999, c.140-151.

# СТРУКТУРА ЗОНЫ РЕАКЦИИ ДЕТОНАЦИОННЫХ ВОЛН В СМЕСИ НИТРОМЕТАНА С ДИЭТИЛЕНТРИАМИНОМ

## В.М. Мочалова, А.В. Уткин

Институт проблем химической физики РАН, Черноголовка

Известно, что малые добавки аминов могут существенно влиять на детонационные свойства нитрометана CH<sub>3</sub>NO<sub>2</sub> (HM). Особенно ярко это проявляется в изменении критических величин [1-4]. Достаточно всего 0.025 мол.% амина (одна молекула на 4000 молекул нитрометана), чтобы уменьшить критический диаметр вдвое, и 2 мол.%, чтобы уменьшить его в семь раз [1]. Значительно уменьшается также давление инициирования детонации ударными волнами. Добавка 2 масс.% диэтилентриамина (CH<sub>2</sub>CH<sub>2</sub>NH<sub>2</sub>)<sub>2</sub>NH (ДЭТА) снижает давление с 10 ГПа до 7.5 ГПа [3]. Естественно ожидать, что добавки аминов должны влиять не только на критический диаметр и давление инициирования детонации, но и на структуру стационарных детонационных волн. Эти исследования особенно интересны тем, что малые концентрации аминов, оказывая сильное влияние на кинетику разложения НМ, оставляют практически неизменными термодинамические свойства раствора. Поэтому появляется уникальная возможность, изменяя только кинетику реакции взрывчатого вещества, в явном виде изучать ее влияние на характер течения в зоне реакции, на устойчивость детонационных волн, на возможность реакции гомогенных взрывчатых веществ непосредственно во фронте ударной волны. С этой целью в данной работе проведено экспериментальное исследование влияния малых добавок ДЭТА на структуру детонационных волн в нитрометане. Концентрация ДЭТА изменялась в интервале от 0.0125 до 15.0 массовых процентов. Заряд ВВ помещался в полипропиленовую оболочку с внутренним диаметром 36 мм и толщиной стенки 2 мм. Длина заряда составляла 150 мм. С использованием интерферометра VISAR осуществлялась регистрация профилей скорости на границе ВВ/водяное окно. Одновременно в каждом опыте измерялась скорость детонации.

Результаты экспериментов приведены на Рис.1-3. При фиксированном составе смеси профили скорости хорошо воспроизводятся, что демонстрируется рисунком 1, на котором приведены данные двух одинаковых опытов (зависимости 1, 2) для смеси, содержащей 0.25% ДЭТА. На Рис.1 видны две наиболее яркие особенности, отличающие течение в смеси от чистого нитрометана (зависимость 3). Во-первых, резко изменяется характер зависимости скорости от времени в зоне реакции. В чистом нитрометане за ударным скачком скорость монотонно уменьшается и в зоне реакции формируется химпик. Причем, как видно из Рис.1, максимальный градиент скорости реализуется непосредственно за фронтом ударной волны. Именно таким и должно быть течение согласно классической теории детонации [5]. Однако в смеси регистрируется качественно иной характер изменения скорости. После скачка она продолжает возрастать, в окрестности 10 нс достигает максима и только затем уменьшается. Во-вторых, малая добавка ДЭТА приводит к существенным количественным изменениям параметров химпика. Например, его амплитуда уменьшается почти на порядок.



волой.

Влияние концентрации ДЭТА на структуру детонационной волны демонстрирует Рис.2, на котором цифрами указаны соответствующие значения концентрации. Все качественные и количественные особенности, отмеченные для смеси НМ/ДЭТА 99.75/0.25, имеют место во всем интервале концентраций. Удивительным является тот факт, что при изменении содержания ДЭТА на два порядка, от 0.025 до 1.0%, профили скорости остаются практически неизменными. Только при уменьшении концентрации до 0.0125% амплитуда химпика начинает увеличиваться, оставаясь, тем не менее, в несколько раз меньше, чем в чистом НМ. Это означает, что воздействие ДЭТА на структуру детонационной волны имеет пороговый характер, и значение пороговой концентрации составляет примерно 0.02%.

Дальнейшее увеличение концентрации ведет к снижению параметров Чепмена-Жуге, и при 2% ДЭТА детонационные параметры смеси такие же, как и в чистом НМ. Причем максимальное значение скорости в химпике остается практически неизменным при увеличении количества ДЭТА до 5%. Падение детонационных параметров смеси является естественным и

отражает тот факт, что ДЭТА увеличивает скорость химической реакции, но с термодинамической точки зрения является «инертным» разбавителем.

Особенно отчетливо уменьшение теплоты взрыва смеси в результате разбавления HM «инертным» веществом начинает проявляться при превышении 10% ДЭТА (зависимости 4 и 5 на Рис.3). При этих концентрациях заметно снижаются параметры в химпике и в точке Чепмена-Жуге, но, тем не менее, сенсибилизирующие свойства ДЭТА продолжают проявляться достаточно отчетливо. Это выражается, в частности, в характере течения в окрестности химпика, максимум которого, как и при малых концентрациях, достигается примерно через 10 нс после ударного скачка. Но наиболее интересным является влияние кинетики на устойчивость детонационных волн. На Рис.3 приведены профили скорости для смесей нитрометана с метанолом (зависимости 1, 3) и ДЭТА (зависимости 2, 4) при концентрациях 5 и 10%. На зависимостях скорости от времени для смесей с метанолом отчетливо выражены мелкомасштабные осцилляции, обусловленные неустойчивостью детонационных волн. Тогда как в смесях с ДЭТА профили скорости гладкие, что свидетельствует об устойчивости детонационный фронт остается устойчивым при увеличении концентрации ДЭТА до 15% (зависимость 5 на Рис.3).





**Рис. 3.** Профили скорости для смесей НМ/метанол (1 – 95/5, 3 – 90/10) и НМ/ДЭТА (2 – 95/5, 4 – 90/10, 5 – 85/15).

**Рис. 4.** Параметры химпика (светлые точки) для чистого нитрометана и смеси НМ/ДЭТА 0.975/0.025.

В результате проведенных исследований обнаружено сильное влияние диэтилентриамина на структуру зоны реакции в смеси с нитрометаном, вызванное резким увеличением начальной скорости реакции ВВ даже при малых, составляющих сотые доли процента, концентрациях ДЭТА. Оставаясь в рамках классической модели детонации, невозможно объяснить характер тех качественных изменений течения за ударным скачком, которые наблюдались в экспериментах. В данном случае необходимо учитывать возможность разложения ВВ непосредственно во фронте ударной волны.

Подтверждением этого является анализ течения в плоскости давление – удельный объем. На Рис.4 приведена ударная адиабата нитрометана, соответствующая обобщённой

ударной адиабате органических жидкостей [6] (зависимость 1):  $D=1.2C_0 + 1.7u$ , – в которой скорость звука при нулевом давлении С<sub>0</sub>=1.34 км/с [7,8]. Показаны также волновой луч и качественный характер изменения детонационной адиабаты (зависимости 2 и 3, соответственно). Экспериментально измеренные параметры химпика (темный треугольник) в пределах погрешности совпадают с точкой пересечения волнового луча с ударной адиабатой, т.е. реакция во фронте не идет. Темной точкой показаны параметры Чепмена-Жуге для чистого нитрометана. Светлым треугольником на Рис.4 обозначено значение в химпике при добавлении 0.25 % ДЭТА. Ударная адиабата этой смеси практически не отличается от ударной адиабаты НМ, их волновые лучи также совпадают в пределах точности измерений. Видно, что параметры в химпике значительно ближе к точке Чепмена-Жуге, чем к значениям на ударной адиабате, т.е. часть ВВ прореагировала при сжатии. При расчете этой точки предполагалось, что она лежит на волновом луче, что в общем случае, учитывающем эффекты переноса в среде, не выполняется. Пунктирной зависимостью 4 на Рис.4 приведен качественный характер фазовой траектории, нижняя ветвь которой соответствует движению во фронте, а верхняя - в спадающей части химпика [9]. Реакцией во фронте объясняется, таким образом, уменьшение амплитуды химпика. Этому же способствует и небольшое увеличение параметров Чепмена-Жуге при концентрациях ДЭТА не превышающих 1%.

Работа выполнена в рамках проекта РФФИ № 11-03-01251-а.

# Литература

- 1. Б.Н.Кондриков, Г.Д.Козак, В.М.Райкова, А.В.Старшинов. О детонации нитрометана. ДАН СССР. 1977. Т.233, №3, с.402-405.
- 2. R.Engelke. Effect of a chemical inhomogeneity on steady-state detonation velocity. Phys.Fluids. 1980, V.23, pp.785-880.
- S.F.Sheffild, D.M.Dattelbaum, R.Engelke, R.A.Alcon, B.Crouzet, D.L.Robbins, D.B.Stahl, and R.L.Gustavsen. Homogeneous shock initiation process in neat and chemically sensitized nitromethane. 13-th International Detonation Symposium. Norfolk, Virginia, USA, 2006, pp.401-407.
- А.В.Старшинов, Б.Н.Кондриков, Г.Д.Козак, В.М.Райкова,. Гомогенный катализ при детонации нитрометана. Химическая физика процессов горения и взрыва. Детонация. Черноголовка, ОИХФ АН СССР. – 1977. С.73-76.
- 5. Зельдович Я.Б., Компанеец А.С. Детонация. М.: Изд-во Московского механического института, 1952. 274 с.
- 6. Voskoboynikov I.M., Afanasenkov A.N., Bogomolov V.N. Generalized shock adiabat for organic liquids // Combustion, explosion, and shock waves. 1967. V.3. pp.359-364.
- 7. P.C.Lysne, D.R.Hardesty. Fundamental equation of state of liquid nitromethane to 100 kbar. J.Chem.Phys., 1973, V.59, N12, pp.6512-6523.
- 8. Б.Н.Кондриков. Расчет термодинамических параметров ударно-сжатого нитрометана. ФГВ, 2003, т. 39, № 1, с.116-122.
- 9. Вильямс Ф.М. Теория горения. М.: Наука, 1971. 307с.

# ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ ПРИ ДЕТОНАЦИИ ЭВВ

## Н.П. Сатонкина, Э.Р. Прууэл, А.П. Ершов, Д.И. Карпов, А.В. Пластинин

Учреждение РАН Институт гидродинамики, Новосибирск, Россия

Эмульсионные взрывчатые вещества (ЭВВ) получили широкое практическое применение благодаря безопасности, легкости изготовления, не токсичности, однако процесс детонации для них до сих пор остается недостаточно изученным. Здесь предлагается результат исследования ЭВВ методом электропроводности.

## Постановка эксперимента

Исследование проводилось методом высокого разрешения, разработанного авторами и подробно описанного в работе [1].

Использовались эмульсии двух составов, в составе 1 наряду с аммиачной присутствовала натриевая селитра, эмульсия состава 2 была на основе только аммиачной. Для получения BB в эмульсию добавляли полые стеклянные микросферы марки MCB отечественного производства, играющие роль сенсибилизатора. Средний размер микросфер 58 мкм.

При нормальных условиях электропроводность состава 1 меньше 10<sup>-10</sup> Ом<sup>-1</sup>см<sup>-1</sup>. При ударном нагружении со скоростью ударной волны 1.68 км/с в отсутствии химической реакции эмульсия имеет постоянную электропроводность величиной 0.007 Ом<sup>-1</sup>см<sup>-1</sup>, что на порядок меньше, чем в детонационной волне. После снятия давления через 40 мкс восстановилось первоначальное сопротивление.

Так как эмульсионное BB содержит микросферы, состоящие из стекла, в продуктах детонации присутствует диэлектрик, в химических реакциях не участвующий, но занимающий объем. В проведенных исследованиях применялись составы ЭBB с содержанием сенсибилизатора до 50 % по массе, что может отнимать значительную долю объема ПД и существенно искажать данные экспериментов. Поэтому для нахождения проводимости продуктов детонации ЭBB было проведено численное моделирование проводящей среды с не проводящими включениями. Методом итераций решалось уравнение Лапласа. Подробное численное решение этой задачи описано в работе [2]. Максимальная величина поправки составила 10 % для сотава 1 с 50 % сенсибилизатора.

#### Результаты экспериментов и обсуждение

На рисунке 1 приведены распределения электропроводности для состава 1 при разной доли сенсибилизатора. На профилях 1 и 2 для 8 и 20 % микросфер ярко выраженного пика, коррелирующего с зоной химической реакции, нет, распределение широкое со слабым спадом, остаточная электропроводность одинаковая, не смотря на отличие объемной доли эмульсий до взрыва в 1.5 раза и детонационной скорости на 800 м/с. Отличие есть в области максимума:

профили для 8 % растут медленнее, что может говорить о более медленном разгорании, для 20 % максимум раздваивается, в другом эксперименте с тем же составом тоже наблюдалась подобная особенность. Причиной этого может быть пространственное разделение двух областей проводимости, первая - порожденная химпиком и вторая – электропроводность в волне Тейлора.



Рис.1. Профили электропроводности при разном содержании сенсибилизатора, состав 1.

С увеличением доли микросфер характер распределения сильно меняется, происходит монотонное уменьшение значения электропроводности в волне Тейлора.

Для 50 % микросфер продукты детонации сильно разбавлены инертной добавкой, концентрация эмульсии снижается почти в 3 раза по сравнению с 8 % и составляет 0.25 объемных долей, остаточная электропроводность сильно падает и на профиле выделяется химпик.

На рисунке 2 показаны профили электропроводности для состава 2 при разном содержании сенсибилизатора. Монотонного качественного изменения профиля с увеличением доли микросфер не происходит. Для 3 % выделить перегиб на сигнале невозможно, отсутствие явной корреляции между зоной химической реакции и электропроводностью может быть связано с очень широкой зоной химической реакции и, как следствие, малой концентрацией носителей заряда. Для 6 % наблюдается узкий пик, сравнение с данными авторов [3] показывает, что это химпик. Для 20 % наблюдаются такие же особенности в пике, как и для состава 1, т.е. медленный рост до максимума и его раздвоение.

На рисунке 3 приведены пространственные распределения электропроводности для состава 1 с долей сенсибилизатора 8 % и 50 % (линии 2 и 3) и 6 % состава 2 (линия 1). Сравнение линий 1 и 2 демонстрирует роль натриевой селитры в процессе проводимости: доли сенсибилизатора мало отличаются, максимальные значения близки, но есть отличие в

остаточной электропроводности на порядок. Напоминаем, что в составе 1 присутствует натриевая селитра.



Рис. 2. Распределение электропроводности при разной доли сенсибилизатора, состав 2



Рис. 3. Роль натрия в электропроводности ПД, линия 1 - состав 2, линии 2, 3 - состав 1

Таким образом, можно сделать вывод о ключевой роли натрия и его возможных соединений в процессе проводимости в волне Тейлора.

Амплитуда пиков линий 1 (6 %) и 3 (50 %) около 0.4 Ом<sup>-1</sup>см<sup>-1</sup>, при этом объемная доля эмульсий составляет 0.73 и 0.25 соответственно, то есть отличается в 3 раза. Это может быть связана с двумя конкурирующими процессами: с одной стороны уменьшается количество проводящего материала, что приводит к уменьшению проводимости, с другой – увеличивается количество горячих точек, что увеличивает скорость химической реакции, а, следовательно, и амплитуду электропроводности, считая, что электропроводность в пике порождается химической реакцией.



Рис. 4. Амплитуда электропроводности для составов 1 и 2 при разном содержании сенсибилизатора.

На рисунке 4 показаны данные по амплитуде электропроводности для обоих составов при разной доли сенсибилизатора. Для состава 1 амплитуда слабо зависит от микросфер и составляет величину около 0.4 Ом<sup>-1</sup>см<sup>-1</sup>. Это кардинально отличается от поведения других BB типа гексогена, в которых с ростом плотности амплитуда электропроводности монотонно растет, что может означать как рост количества носителей заряда, так и рост термодинамических параметров в химпике. Для состава 2 зависимость более сильная, амплитуда изменяется с плотностью немонотонно, величина меньше, чем для состава 1.

Проведено сравнение данных по длительности химпиков с известными в литературе, например, работа [3], получено полное согласие.

Работа выполнена при финансовой поддержке проекта N 7 Президиума РАН программы 2, РФФИ 12-03-00077, РФФИ 12-01-00177.

# Литература

1. Ершов А.П., Сатонкина Н.П., Иванов Г.М. Профили электропроводности в плотных взрывчатых веществах // Химическая физика. 2007. Т. 26, N 12. С. 21—33.

2. Satonkina N.P., Pruuel E.R., Ershov A.P., Karpov D.I., Sil'vestrov V.V., Plastinin A.V., Savrovskii P.A. ELECTRICAL CONDUCTION OF EMULSION EXPLOSIVES // Journal of Engineering Thermophysics. 2011, V. 20, N 3, P. 315-319.

3. А.С. Юношев, А.В. Пластинин, В.В. Сильвестров Исследование влияния плотности эмульсионного взрывчатого вещества на ширину зоны реакции // ФГВ. 2012, Т. 48, N 3, С. 79 -- 88.

# ЭЛЕКТРОННО-МИКРОСКОПИЧЕСКИЙ И РЕНТГЕНОСТРУКТУРНЫЙ АНАЛИЗ СОСТОЯНИЯ КРИСТАЛЛОВ ОКТОГЕНА ПОСЛЕ УДАРНО-ВОЛНОВОГО И ДИНАМИЧЕСКОГО НАГРУЖЕНИЯ<sup>†</sup>

# В.Н. Лашков, О.Л. Игнатов, Д.А. Блинов, В.В. Мокрушин, А.Ф. Михайлов, А.А. Селезенев, И.А. Царёва, Д.В. Чулков, В.В. Ярошенко

## Российский федеральный ядерный центр - ВНИИЭФ, Саров, Россия

Для построения моделей инициирования взрывчатого превращения энергетических материалов (ЭМ) при ударно-волновых (УВ) и динамических воздействиях представляет интерес информация о состоянии кристаллов ЭМ при уровне воздействия вблизи порога инициирования. В данной работе анализировались сохранённые кристаллы β-октогена при воздействии на прессованный образец октогена ударной волны или динамического удара (копровые испытания). Динамическое воздействие на кристаллы октогена β-модификации производили на копре К-44-2 в приборе №2. По навеске октогена массой 100 мг, предварительно подпрессованной давлением 300 МПа, производился удар грузом 10 кг. Уровень энергетического воздействия варьировался в пределах от 7 до 16 Дж, что соответствовало частости взрывов от 0 до 84%. Сохранённые образцы октогена в опытах с частостью взрывов от 20 до 84% анализировались на растровом электронном микроскопе и на рентгеновской установке ДРОН-7. Исходные образцы анализировались на оптическом микроскопе марки МБС-9 с приставкой.

Ударно-волновое воздействие производилось на таблетку β-октогена диаметром 8 мм и толщиной 5 мм, которая была предварительно запрессованна в стальную обойму до плотности 1.75 г/см<sup>3</sup>. В качестве источника ударной волны использовался детонатор с зарядом ТЭНа диаметром 8 мм. Интенсивность ударно-волнового воздействия варьировалась с использованием алюминиевой преграды различной толщины.

Рентгеноструктурный анализ сохранённых образцов показал, что после ударно-волнового воздействия интенсивностью ~2 ГПа октоген сохранил кристаллическую структуру и исходную **В-модификацию**.

Из-за диэлектрических свойств октогена и зарядки его поверхности электронами первичного пучка электронно-микроскопическое исследование проводилось в режиме низкого вакуума при давлении 0,2-0,5 Торр, рассеивающего заряд, и относительно низких ускоряющих напряжениях 6-10 кВ. Индивидуальный подбор режимов для каждого изображения приводил к некоторому различию в контрастности и яркости изображений. Анализ исходных кристаллов β-

<sup>&</sup>lt;sup>†</sup> Electron microscopic and X-ray diffraction analysis of HMX Crystal State After Shock or Impact Loading, V.N.Lashkov, O.L.Ignatov, D.A.Blinov, V.V.Mokrushin, A.F.Mikhailov, A.A.Selezenev, I.A.Tsaryova,

D.V.Chulkov, V.V.Yaroshenko, Russian Federal Nuclear Center - VNIIEF, Sarov, Russia

октогена на оптическом микроскопе показал, что они имеют, в основном, «округлую» форму квазисфер с выступающими на поверхность гранями ( рис.1).

На изображениях с увеличением 100-400 крат для отдельных фрагментов частиц образцов октогена, подвергнутых динамическому (копровые испытания) и слабому ударно-волновому (УВ) воздействию (давление входящей в образец ударной волны ~2 ГПа), видны существенные различия, позволяющие описать характер разрушения частиц и характер повреждения их поверхности.

При обычной подпрессовке образца октогена давлением ~ 300 МПа происходило частичное структурирования кристаллов, но образец оставался практически в исходном состоянии в виде порошка. (рис.2 а,б). После воздействия УВ (рис.2 в,г) образец остался в виде порошка, и пропорции частиц в целом сохранились, хотя округлый характер их поверхности претерпел видимые изменения и стал в большей степени откольным. Увеличилось количество мелких оскольчатых частиц с размером менее 50 мкм, что также свидетельствует об откольном характере разрушения исходных кристаллов после УВ воздействия.



Рис.1. Вид кристаллов β-октогена в исходном состоянии

Совершенно иной характер изменений в образце октогена наблюдался после копрового воздействия. Сохранённый фрагмент имел форму тонкой (0,16-0,25 мм) и протяженной в двух направлениях на 2-3 мм пластины (рис.2 д), отделившейся от основного образца в виде таблетки, которая частично разрушилась при креплении ее на предметном столике микроскопа. В месте откола видны границы плотно упакованных кристаллов, поверхность которых и контактные границы покрыты мелкими частицами, отколовшимися от крупных кристаллов (рис.2 д,е). Наблюдаемая структура имеет очень малую пористость. Поверхность пластины представляет собой монолитную структуру, на которой практически неразличимы межкристаллические границы. Такой характер сохранённого фрагмента, с частичным разрушением кристаллов и дополнительным заполнением межкристаллического пространства

мелкой фракцией порошка октогена, свидетельствует о вязкопластическом течении материала при ударе груза копра.

Определенный интерес представляет собой трансформация поверхности крупных частиц, сохранивших форму и размеры после рассматриваемых воздействий, описать которую позволяют электронно-микроскопические изображения при увеличениях 3000-12000 крат (см. рисунок 3). На поверхности исходных больших кристаллов имеются отдельные трещины и прилипшие мелкие микронные и субмикронные частицы (рис.3 а,б). После воздействия УВ заметно возрастает как количество трещин, так и количество мелких частиц, образующих практически сплошное покрытие даже на тех кристаллах, которые сохранили свою первоначальную форму и размеры.

После копрового воздействия на поверхности сохранённого фрагмента с беспористой структурой отчётливо видны полосы сдвига (рис.3 д), а поверхность отдельных крупных кристаллов (рис.3.е) не претерпела заметных изменений по сравнению с кристаллами образца, подвергнутого подпрессовке при 300 МПа (рис.3 б).

Таким образом, можно сделать вывод о том, что УВ воздействие приводит к откольному разрушению кристаллов и такому же характеру повреждения их поверхности. При низкоскоростном воздействии на копре происходит частичное разрушение кристаллов октогена и реализуется вязкопластическое течение материала с образованием практически беспористых структур, на поверхности которых неразличимы межкристаллические (межчастичные) границы, однако появляются полосы сдвига. Поверхность крупных частиц, после копрового воздействия практически не отличается от поверхности частиц образца после подпрессовки с давлением 300 МПа.

Следует отметить, что ни в одном из экспериментов видимых очагов разложения или плавления ВВ не выявлено.

Учитывая степень изменения структуры и формы частиц октогена в исследованных образцах, рассмотренные виды воздействий можно расположить во вполне предсказуемый ряд по возрастанию их интенсивности: подпрессовка при 300 МПа  $\rightarrow$  копровое воздействие  $\rightarrow$  УВ воздействие.

#### Благодарности

Авторы доклада выражают признательность П.Г. Бережко за проявленный интерес к работе и ценные замечания к результатам работы.



**Рис. 2.** Электронно-микроскопические изображения при увеличениях 100×(д), 200×(а,в) и 400×(б,г,е) фрагментов частиц октогена-А после различного воздействия: подпрессовка при 300 МПа (a,б); ударная волна через преграду 10 мм (в,г); удар копра (д,е)



**Рис. 3.** Электронно-микроскопические изображения при увеличениях 3000×(а,в,д), 8000×(б,е) и 12000×(г) фрагментов частиц октогена-А после различного воздействия: подпрессовка при 300 МПа (а,б); ударная волна через преграду 10 мм (в,г); удар копра (д,е)
# **CHAPTER II: Numerical Modeling of Detonation Processes**

# МОЛЕКУЛЯРНО-ДИНАМИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ДАВЛЕНИЯ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ МОЛЕКУЛЯРНЫХ КРИСТАЛЛОВ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ<sup>†</sup>

# А.А. Селезенев, В.Н. Лашков, А.Ю. Алейников, Н.С. Ганчук

Российский федеральный ядерный центр - ВНИИЭФ, Саров, Россия

На основе метода молекулярно-динамического (МД) моделирования разработаны методики для расчета температуры плавления, теплоёмкости и теплопроводности молекулярных кристаллов энергетических материалов (ЭМ) при повышенных давлениях. Для молекулярных кристаллов RDX, HMX, PETN определены зависимости температуры плавления и коэффициента теплопроводности от величины внешнего давления.

МД моделирование процесса плавления молекулярных кристаллов ЭМ проводилось на основе подхода, предложенного в работе [1]. Межатомное взаимодействие рассчитывалось на основе потенциала разработанного в [2]. МД моделирование проводилось с использованием компьютерного кода LAMMPS [3]. Точка плавления молекулярных кристаллов ЭМ при различных давлениях определялась по разрыву на зависимости суммарной потенциальной энергии кристалла от температуры (рис.1.). На рис.2 показан один из результатов МД моделирования процесса плавления кристалла (hexahydro-1,3,5-trinitro-1,3,5-s-triasine) RDX, приведено пространственное распределение атомов кристаллической решетки RDX до плавления и после плавления кристалла.



Рис.1. Зависимость потенциальной энергии кристалла RDX от температуры

<sup>&</sup>lt;sup>†</sup> Molecular-Dynamic Simulation of Pressure Effect on Molecular Crystal Characteristic of Energetic Materials A.A.Selezenev, V.N.Lashkov, A.J.Alejnikov, N.S.Ganchuk, Russian Federal Nuclear Center – VNIIEF, Sarov, Russia



Рис.2. Структура кристаллической решетки RDX в исходном состоянии а) и в точке плавления б)

По величине изменения потенциальной энергии молекул в точке плавления оценивалась так же теплота плавления молекулярных кристаллов. Зависимости температуры плавления кристалла RDX от давления была рассчитана также на основе теории Линдемана [4]. Сравнительный анализ полученных данных показал, что результаты МД моделирования и результаты, полученные на основе теории Линдемана, хорошо согласуются между собой.

На рис.3 приведены, полученные методом МД моделирования и на основе теории Линдемана, зависимости изменения температуры плавления кристалла RDX от величины внешнего давления сжатия.



**Рис.3.** Зависимость изменения температуры плавления кристалла RDX от величины гидростатического давления сжатия. Линия - расчет по теории Линдемана, квадраты – расчет методом МД моделирования.

В работе были проведены также расчеты зависимости температуры ударного разогрева молекулярных кристаллов RDX, HMX, PETN от величины давления ударного сжатия. Сравнительный анализ результатов показал, что температура плавления, при заданном давлении, всегда существенно выше, чем температура разогрева кристаллов ЭМ в ударной волне с такой же величиной давления. Таким образом, из полученных результатов, вероятно, можно сделать вывод, что агрегатное состояние молекулярных кристаллов рассмотренных ЭМ не переходит в жидкую фазу за фронтом ударной волны вплоть до детонационных давлений.

На основе метода неравновесной молекулярной динамики, предложенного для расчета коэффициентов теплопроводности в работе [5], проведены расчеты зависимости коэффициента теплопроводности кристаллической решетки RDX от величины гидростатического давления сжатия. Полученная зависимость относительного изменения коэффициента теплопроводности кристаллической решетки RDX от величины давления гидростатического сжатия приведена на рис.4.



Рис.4. Зависимость относительного изменения коэффициента теплопроводности кристаллической решетки RDX от величины давления гидростатического сжатия

# Литература

- 1. L. Zheng and D.L. Thompson. Molecular dynamics simulations of melting of perfect crystalline hexahydro-1,3,5-trinitro-1,3,5-s-triasine. Journal of Chemical Physics. 125. 084505, 2006.
- 2. G.D. Smith G.D. et al. J. Phys. Chem. B 112 734 2008.
- 3. http://lammps.sandia.gov.
- 4. Joel I. Gersten, Frederick W. Smith. The Physical and Chemistry of Materials, John Wiley & Sons, Inc. 2001, p.32.
- 5. Muller-Plathe F. J. Chem. Phys. 106, 6082, 1997.

# ФИЗИЧЕСКАЯ И ЧИСЛЕННАЯ МОДЕЛИ ДЕТОНАЦИИ НИЗКОЧУВСТВИТЕЛЬНЫХ ВВ (НВВ)<sup>1</sup>

# В.Ю. Клименко

Институт химической физики, Москва, Россия

# 1. Введение

Наступила новая эра – эра безопасных боеприпасов, которые не взрываются ни при простреле пулей или осколком, ни при пожаре. На Западе их называют нечувствительными боеприпасами (Insensitive Munitions - IM), а в России – малоуязвимыми боеприпасами. Эти боеприпасы снаряжаются нечувствительными ВВ (Insensitive High Explosives - IHE). Основной особенностью этих низкочувствительных ВВ (НВВ) является отсутствие пор. До этого все ВВ, даже высокоплотные, имели поры размером 0.3 ÷ 1.5 мкм. Именно схлопывание этих пор при проходе ударной волны и приводило к возникновению очагов горения и, в конечном счете, к BB. Порог инициирования находился районе 20 кбар инициированию В для октогеносодержащих ВВ. Новые низкочувствительные ВВ не имеют пор и инициируются при высоких давлениях. Порог инициирования достаточно высокий - порядка 60 кбар. Итак, пор нет и следовательно очаговый механизм в данном случае не работает. Какой же механизм тогда работает?

Каков механизм инициирования безпористых HBB? Вопрос этот до сих пор не изучен. Незнание механизма тормозит разработку перспективных BB с минимальными значениями чувствительности. Фактически разработчики вынуждены работать методом проб и ошибок, а в лучшем случае предполагая ту или иную гипотезу о механизме. Кроме того, если мы не знаем механизм, то мы не можем включить его в гиброкоды, используемые для разработки боеприпасов. А поскольку сейчас все новые боеприпасы разрабатываются методом компьютерного моделирования, то закономерно возникает вопрос – а как же проводить расчеты, если гидрокоды не описывают поведение низкочувствительных BB. Проблема острейшая.

Целью данной работы является устранить существующий пробел и, во-первых, изучить механизм инициирования низкочувствительных ВВ и на его основе разработать физическую модель детонации HBB, а, во-вторых, разработать численную модель детонации HBB, такую чтобы ее можно было легко вставить в существующие инженерные гидрокоды.

### 2. Физическая модель

Беспористые HBB составы не содержат пор, которые при прохождении ударной волны схлопываются, дают очаги и последующее горение этих очагов. Очаговый механизм здесь не

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup> Physical and Numerical Models of Detonation for Insensitive High Explosives (IHE)

V.Y. Klimenko, Institute of Chemical Physics, Moscow, Russia

работает. А какой же тогда работает? Больше всего сил и времени потратили на изучение этого вопроса и достигли наибольших результатов французы из центра SNPE [1, 2]. В частности, они установили связь между свойствами связки и чувствительностью HBB. На рис. 1 представлены данные по инициированию (а именно, зависимости Pop plot) составов на основе октогена [2]. Здесь состав B2241 имеет связку HTPB, состав B2208 – полиуретан, состав B2209 – силиконполимер и состав B2210 – фтор-полимер. Французы нашли эмпирическую связь между чувствительностью и связкой, но установить истинный механизм инициирования этих составов им так и не удалось. А все дело в том, что в данном случае работает так называемый дислокационный механизм распада BB, который в период их 15-летней работы еще не был известен. Только в последние 2-3 года [3-5] нам удалось детально изучить этот механизм, который и определяет процесс инициирования безпористых HBB.

Кратко суть дислокационного механизма состоит в следующем (см., например, [4, 5]). При пластической деформации кристалла ВВ происходит образование и движение дислокаций. Дислокации при движении генерируют радикалы. Радикалы запускают процесс распада ВВ. Чем больше пластическая деформация, тем больше образуется радикалов и тем быстрее протекает распад ВВ. Чем быстрее распад, тем выше чувствительность данного состава ВВ.



**Рис. 1.** Зависимости Рор plot для 5 составов на основе октогена: пористый состав PBX-9404 и безпористые составы B2241 (HMX + связка HTPB), B2208 (HMX + связка полиутетан), B2209 (HMX + связка силикон-полимер) и B2210 (HMX + связка фтор-полимер).

Для выяснения механизма инициирования безпористых НВВ мы провели 3-мерное численное моделирование прохождения ударной волны по взрывчатым составам, для которых французы дают экспериментальные данные по чувствительности. Моделировалась ударная волна в 50 кбар в системе из зерен октогена (144 и 34 мкм) в матрице соответствующей связки

(НТРВ, полиуретан, фтор-полимер и силикон-полимер). Общая схема численного эксперимента представлена на рис. 2.

После прохода ударной волны анализировалась степень пластической деформации зерен октогена. На рис. 3 показана деформация в 4 выбранных зернах. Видно, что наибольшей пластической деформации подвергается именно поверхность зерен. Далее мы изучили, как деформация поверхности зависит от типа связки. Оказалось, что пластическая деформация уменьшается в следующем ряду связок: (1) силикон-полимер, (2) фтор-полимер, (3) полиуретан и (4) НТРВ (рис. 4). Согласно дислокационному механизму в такой же последовательности будет уменьшаться концентрация первичных радикалов, которые запускают распад ВВ и, соответственно, определяют общую скорость распада. Следовательно, и чувствительность рассмотренных взрывчатых составов будет уменьшаться в этом же порядке. Эксперимент французов [2] подтверждает это.



**Рис. 2.** Общая схема расчета: вверху показана начальная ситуация, а внизу показана ударная волна при прохождении по системе (зерна октогена в среде связки).

Отдельно нами изучалось влияние начальной концентрации радикалов на время распада октогена. Использовалась апробированная нами ранее кинетическая схема, которая учитывает автокатализ. Оказалось, что даже небольшие концентрации радикалов (0.1-1 %) на порядок увеличивают скорость распада (см. рис. 5).

Детальное изучение процесса распространения ударной волны в смеси (BB + связка) показало, что основным параметром, определяющим пластическую деформацию поверхности зерна НВВ (и в конечном итоге, чувствительность состава), является сжимаемость р/ро связки. На рис. 6 представлены сжимаемости использованных в расчете связок. Получается, что чем дальше кривая связки отстоит от кривой октогена, тем выше чувствительность состава. И наоборот.



Рис. 3. Выбранные для анализа зерна октогена в поперечном сечении (слева) и пластическая деформация в этих зернах (справа).



# Рис. 4. Сравнение пластической деформации зерен октогена в смеси с разными связками: силикон-полимер, фтор-полимер, полиуретан и НТРВ.

Поэтому для минимального по чувствительности состава мы предлагаем использовать связки, для которых сжимаемость близка к сжимаемости зерен ВВ. Наш 3-мерный расчет показал, что связка, состоящая из полиуретана с мелким порошком керамики (Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>), дает почти нулевую пластическую деформацию. Такой состав будет иметь минимальную чувствительность, ниже которой быть уже не может.



**Рис. 5.** Время распада октогена в зависимости от начальной концентрации радикалов R в условиях (P, V, T), которые реализуются в ударной волне 50 кбар.

Таким образом, механизм инициирования НВВ состоит из трех ключевых физических процессов: (1) активация поверхности, (2) зажигание поверхности и (3) поверхностное горение зерна снаружи внутрь. Активированная поверхность означает повышенную концентрацию радикалов и повышенную температуру (согласно работе [6]) относительно температуры внутреннего объема зерна. Поэтому в поверхностном слое распад ВВ идет намного быстрее и в итоге он сгорает быстрее – происходит зажигание поверхности.



Рис. 6. Сжимаемости октогена и рассматриваемых в работе связок.

В прикладном газодинамическом расчете процесс активации поверхности ввиду своего малого времени действия сливается с процессом зажигания. В итоге, для применения в гидрокодах получаем двухстадийный механизм: первая стадия – зажигание поверхности и вторая стадия – горение поверхности. Этот новый механизм, который мы назвали «механизм активированной поверхности», очень напоминает очаговый механизм. Однако, физика этих двух механизмов совершенно разная. В очаговом механизме [7, 8] на первой стадии происходит схлопывание очага и его зажигание, а в новом механизме – активирование поверхности и ее зажигание. Далее, на второй стадии в очаговом механизме идет поверхностное горение очага изнутри наружу, а в новом механизме – поверхностное горение зерна с поверхности внутрь. Первые результаты по изучению механизма активированной поверхности даны в работе [9].

Механизм активированной поверхности – это гетерогенный механизм. Он действует (а точнее, доминирует) при низких давлениях инициирования – до 150 кбар. При высоких давлениях на первый план выходит быстрый гомогенный механизм, который обусловлен активирующим действием фронта ударной волны – это так называемый фронтовой механизм (см. например, [10, 11]). Гомогенный механизм не зависит от мезо-структуры BB, а зависит исключительно от молекулярной структуры BB. Во время SDT (Shock-to-Detonation Transition) процесса вначале при низких давлениях ведущим является гетерогенный процесс, а именно, механизм активированной поверхности, а по мере роста давления на фронте движущейся ударной волны он плавно заменяется гомогенным механизмом. В переходной области гетерогенный и гомогенный механизмы действуют параллельно.

#### 3. Численная модель

Теперь, когда физическая модель детонации низкочувствительных ВВ разработана, следующим логическим шагом является разработка уже численной модели детонации. Для того, чтобы модель была доступна для использования многими пользователями, необходимо, во-первых, чтобы она была более или менее проста для включения в гидрокод и, во-вторых, чтобы ее можно было легко откалибровать для каждого конкретного НВВ.

Приступим к разработке численной модели. Скорость распада ВВ определяется гетерогенными и гомогенными механизмами, которые формально действуют параллельно

$$\frac{d\lambda}{dt} = \left(\frac{d\lambda}{dt}\right)_{heter} + \left(\frac{d\lambda}{dt}\right)_{hom}$$
(1)

Рассмотрим гетерогенный механизм, а именно, механизм активированной поверхности. Он состоит из двух последовательных стадий: (1) стадия зажигания активированной поверхности зерен и (2) стадия поверхностного горения зерен

$$\left(\frac{d\lambda}{dt}\right)_{heter} = \left(\frac{d\lambda}{dt}\right)_{ign} + \left(\frac{d\lambda}{dt}\right)_{burn}$$
(2)

Согласно изложенному выше механизму скорость зажигания определяется концентрацией радикалов, образовавшихся при пластической деформации ВВ в поверхностном слое зерна ВВ. Итак, скорость распада пропорциональна концентрации радикалов, концентрация радикалов пропорциональна пластической деформации, а пластическая деформация пропорциональна общей деформации вещества. Т.е. можно предложить следующее аппроксимирующее выражение для скорости процесса зажигания

$$-\left(\frac{d\lambda}{dt}\right)_{ign} = I\left(\frac{\rho}{\rho_0} - 1\right) \tag{3}$$

где *I* является калибровочным параметром.

Теперь определим скорость распада ВВ в результате поверхностного горения зерна с поверхности внутрь. Скорость горения рассчитывается через поверхность горения S и линейную скорость горения dr/dt

$$-\left(\frac{d\lambda}{dt}\right)_{burn} = \frac{1}{V_0} \frac{dV}{dt} = \frac{1}{V_0} \frac{dr}{dt} S = b \frac{dr}{dt} (1 - \lambda)^{\frac{2}{3}}$$
(4)

Линейная скорость горения dr/dt зависит от давления и имеет классическое выражение

$$\frac{dr}{dt} = a P^n \tag{5}$$

В итоге, объемная (массовая) скорость горения равна

$$-\left(\frac{d\lambda}{dt}\right)_{burn} = b a P^n \left(1-\lambda\right)^{\frac{2}{3}} = B P^n \left(1-\lambda\right)^{\frac{2}{3}}$$
(6)

Здесь В и *п* являются калибровочными параметрами.

Таким образом, итоговое уравнение скорости для гетерогенного процесса имеет вид

$$-\left(\frac{d\lambda}{dt}\right)_{heter} = I\left(\frac{\rho}{\rho_0} - 1\right) + BP^n \left(1 - \lambda\right)^{\frac{2}{3}}$$
(7)

Рассмотрим теперь гомогенный процесс. Суть его состоит в том, что фронт ударной волны, проходя по ВВ, генерирует в нем первичные радикалы. Происходит это в результате перегрева поступательных степеней свободы, что приводит либо к электронному возбуждению молекул ВВ и быстрому их распаду, либо к сверхравновестному возбуждению отдельных связей молекул и их разрыву. Образуются первичные радикалы, которые запускают сложный набор последовательно-параллельных реакций, приводящих к образованию конечных продуктов. В работах [10, 11] дана кинетическая схема, которая учитывает все указанные особенности процесса распада. Однако, она сложна для реализации в гидрокодах и требует много сил (а главное, умения и опыта) для калибровки конкретного ВВ. Ее следует

использовать для высокоточных расчетов. Для инженерных расчетов мы предлагаем аппроксимировать сложную кинетическую схему простым кинетическим уравнением первого порядка

$$-\left(\frac{d\lambda}{dt}\right)_{\text{hom}} = Z \exp\left(-\frac{E}{RT}\right) (1-\lambda)$$
(8)

Здесь Z (предэкспоненциальный множитель) и E (энергия активации) являются калибровочными параметрами. Понятно, что значения этих параметров являются эффективными и не имеют никакого отношения к какому-либо элементарному акту и реакции в сложном наборе последовательно-параллельных реакций. Например, получающиеся при калибровке низкие значения энергии активации E = 10-15 ккал/моль отражают тот факт, что вся цепочка реальных реакций состоит из радикальных реакций.

### 4. Калибровка численной модели

Теперь, когда численная модель детонации низкочувствительных ВВ разработана, ее можно применить для расчета конкретного НВВ. Возьмем состав PBXN-110. Это НВВ состоит из 88 % октогена и 12 % связки НТРВ. Оно широко используется в боеголовках ракет класса воздух-воздух и воздух-земля, а также в кумулятивных боеприпасах НАТО. Проведенная калибровка дает следующие значения параметров модели:

$$I = 0.264 \text{ мкс}^{-1}$$
  
 $B = 48.1 \text{ Мбар}^{-2}$   
 $n = 2.0$   
 $Z = 5.5*10^4 \text{ мкс}^{-1}$   
 $E = 9.6 \text{ ккал/моль}$ 

Модель хорошо воспроизводит зависимость Pop plot для PBXN-110 (рис. 7).



Рис. 7. Зависимость Рор plot для состава PBXN-110: линия – расчет, квадраты – эксперимент.

# 5. Прикладные расчеты

Разработанная модель была использована для анализа поражения высокоскоростным осколком боеголовки WDU-41 ракеты класса воздух-воздух AIM-120 (см. рис. 8). В боеголовке используется состав PBXN-110. Стальная оболочка имеет толщину 10 мм. Размер осколка из углеродистой стали равен 10-15 мм. Идеально, конечно, проводить 3-мерные расчеты. Но, учитывая тот факт, что диаметр боеголовки равен 178 мм, а диаметр ударника (осколка) всего лишь порядка 10 мм, процесс удара можно считать квази-плоским и проводить расчет в 2-мерной постановке. Расчеты проводились 2-мерным гидрокодом и схема численного расчета представлена на рис. 9.



Рис. 8. Постановка задачи о поражении боеголовки WDU-41 (3D вид).





Из эксперимента известно, что боеголовка успешно прошла тест STANAG-4496, т.е. детонация заряда не происходит при ударе особым осколком (рис. 10) со скоростью 2530 м/сек.

Проведенные нами расчеты дают такой же результат. На рис. 10 видно, что ударная волна, инициируемая ударником, при продвижении внутрь ВВ затухает. Это еще раз подтверждает работоспособность численной модели.



**Рис. 10.** Расчет теста STANAG-4496. Ударник: диаметр = 14.3 мм, длина = 15.56 мм, угол = 160 °, скорость = 2530 м/сек.



Рис. 11. Расчет инициирования. Ударник: диаметр = 10 мм, длина = 10 мм, скорость = 2500 м/сек.



Рис. 12. Расчет инициирования. Ударник: диаметр = 10 мм, длина = 10 мм, скорость = 3000 м/сек.

Теперь изучим возможность поражения боеголовки готовым поражающим элементом. Вначале возьмем элемент размером d=10мм и h=10 мм, имеющим скорость V = 2500 м/сек (рис. 11). Видно, что детонация не запускается – ударная волна угасает. Возьмем скорость побольше V = 3000 м/сек (рис. 12). И в этом случае детонация не происходит. Увеличим размер ударника до d=12мм и h=12 мм (рис. 13). Но, и в этом случае нет инициирования детонации. Наконец, возьмем максимальный (существующий в практике) размер d=15мм и h=15 мм. Вот здесь детонация запускается (рис. 14).



Рис. 13. Расчет инициирования. Ударник: диаметр = 12 мм, длина = 12 мм, скорость = 3000 м/сек.



Рис. 14. Расчет инициирования. Ударник: диаметр = 15 мм, длина = 15 мм, скорость = 3000 м/сек.

# 6. Заключение

Изучен механизм инициирования низкочувствительных BB – механизм активированной поверхности. На основе этого механизма разработана физическая модель детонации HBB. Далее физическая модель трансформирована в численную модель детонации HBB, удобную для включения в гидрокод. Модель имеет всего 5 калибровочных параметров и поэтому легко калибруется для конкретных низкочувствительных BB. Предсказательные возможности модели продемонстрированы на примере изучения поражения боеголовки WDU-41 высокоскоростным осколком.

### Литература

- S. Lecume, P. Gimenez, J. Mala, J.F. Guery, "Effect of Inert Binder Mechanical Properties on Kinetic Parameters in HMX-based Cast PBX", X International Detonation Symposium, Boston, USA, 1993, pp. 898-905.
- 2. M. Dervaux, S. Lecume, J. Mala, "Reactive Behavior of Cast PBX's Including Different Inert Binders", XI International Detonation Symposium, Snowmass, USA, 1998, pp. 707-713.
- 3. V.Yu. Klimenko, I.Yu. Kozyreva, "Nature of Dislocation Mechanism at Molecular Level", International Conference "New Models and Hydrocodes for Shock Wave Processes in Condensed Matter", Dijon, France, 2006, pp. 48-50.
- 4. V.Yu. Klimenko, I.Yu. Kozyreva, "Dislocation Mechanism of Explosive Decomposition", International Conference "Shock Waves in Condensed Matter", Saint-Petersburg, Russia, 2006, pp. 107-112.
- 5. В.Ю. Клименко, И.Ю. Козырева, "Дислокационный механизм распада ВВ", Труды конференции "Ударные волны в конденсированных средах", Санкт-Петербург, 2008, стр. 90-106.
- 6. В.Ю. Клименко, А.Л. Кривченко, А.А. Кривченко, "Механизм ударно-волнового инициирования гексогена с различными наполнителями", Труды конференции "Ударные волны в конденсированных средах", Санкт-Петербург, 2008, стр. 199-208.
- 7. E.L. Lee, C.M. Tarver, "Phenomenological Model of Shock Initiation in Heterogeneous Explosives", Physics of Fluids, 1980, v. 23, pp. 2362-2372.
- 8. J.N. Johnson, P.K. Tang and C.A. Forest, "Shock-Wave Initiation of Heterogeneous Reactive Solids", J. Appl. Phys., 1985, vol. 57, N 9, pp. 4323-4334.
- В.Ю. Клименко, "Механизм инициирования малочувствительных безпористых взрывчатых составов", International Conference "Shock Waves in Condensed Matter", Saint-Petersburg – Novgorod, 2010, pp. 145-150.
- V.Yu. Klimenko, "Multiprocess Model of Detonation (Version 3)", Shock Compression of Condensed Matter - 1995, Seattle, USA, Edited by S.C. Schmidt et al., AIP Conference Proceeding 370, New York, 1996, pp. 361-364.
- 11. В.Ю. Клименко, "Многопроцессная модель детонации (версия 3)", Химическая физика, 1998, т. 17, № 1, стр. 11-24; English version: V.Yu. Klimenko, "Multiprocess Detonation Model (Version 3)", Chem. Phys. Reports, 1998, vol. 17, N 1-2, pp. 13-30.

# NUMERICAL MODELING OF DETONATION IN HETEROGENEOUS MATERIALS WITH DISCRETE MICROSTRUCTURE AND HOTSPOTS

# David L. Damm, Cole D. Yarrington, Ryan R. Wixom

Sandia National Laboratories, Albuquerque, U.S.A.

The shock initiation of energetic materials is governed by the release of chemical energy at hotspots which are created by shock interactions with discontinuities or defects in the material. However, most initiation models use reaction rates which are dependent on the bulk-average pressure or temperature—not local conditions. We have studied the shock-to-detonation transition in porous beds of granular hexanitrostilbene (HNS) using realistic microstructures and reaction kinetics based on local solid temperature.

The model geometry consists of a solid matrix of pure HNS with discrete spherical pores or voids whose size distribution is statistically equivalent to the pore size distribution which has been measured in cross-sectioned pellets of pressed HNS.

The equation of state for the solid phase was derived from density functional theory molecular dynamics (DFT-MD) calculations of the pressure-volume response of crystalline HNS. In a typical simulation (carried out in the Hydrocode CTH) the bed is impacted by a thin flying plate driving a shock wave into the material. The shock wave crushes the voids thus creating localized regions whose temperature and pressure far exceed the bulk average.

A temperature-dependent, single-step Arrhenius kinetic rate law governs the reaction progress from unreacted solid to completely reacted products. The reactions start at the "hotspots" and grow, releasing energy which strengthens the shock wave. When the rate of energy released by reactions is greater than the dissipation of energy due to rarefaction then the shock strength will increase and build to steady detonation. Below this threshold, the shock wave weakens and fails to cause detonation.

The model predictions qualitatively agree with shock initiation threshold data but more work is needed to refine the model geometry and to identify more realistic reaction mechanisms and kinetics.

# Расчёты разлёта медных оболочек в экспериментальной методике Т-20. Особенности энерговыделения за точкой Жуге для пластифицированного ТЭН'а

# И.В. Кузьмицкий, В.М. Бельский, А.Н. Шуйкин, В.В. Шутов, Р.А. Ибрагимов, В.В. Пуль, И.А. Свиридова, А.Л. Стадник

# Российский федеральный ядерный центр - ВНИИЭФ, Саров, Россия

Экспериментальные результаты движения медной оболочки от продуктов взрыва пластифицированного ТЭН'а (ПТ) в методике Т-20 [1,2] рассчитывались по программным комплексам ЭГАК (2D) [3] и Изумруд (Мастер) (1D) [4]. Представлены аналитические оценки движения оболочек. Обнаружено существенное отличие характера движения оболочек в эксперименте и в расчётах, выполненных с применением штатных уравнений состояний для продуктов взрыва ПТ в форме Зубарева (без кинетики) и в форме JWL с кинетикой "Ignition & Growth". Аналитические оценки показывают, что, скорее всего, этот факт объясняется заметным вкладом кинетических процессов в энерговыделение за точкой Жуге. При этом наряду с экзотермическими реакциями в ходе превращения ВВ в ПВ, по-видимому, также имеют место процессы эндотермического характера. Они снижают на заключительной стадии процесса повышенное выделение энергии, которое, вероятно, имеет место в ходе взрыва за

точкой Жуге, приводя его к "штатному", заметно меньшему по величине, чем это возможно имеет место в самом процессе взрыва. Скорость полёта оболочки в момент удара определялась

по формуле: 
$$U_k = tg(\alpha) \cdot D/(1 + tg(\alpha) \cdot D \cdot (\delta \tau_k / \delta R_k))$$
 (1.1)

Где:  $\delta R_k \equiv \Delta R_{k+1} - \Delta R_k$ ,  $\delta \tau_k \equiv \tau_{k+1} - \tau_k$ , Времена  $\tau_k$ , зарегистрированные по вспышкам на пластине из оргстекла (ПММА), отсчитанные от момента выхода волны детонации на нижний торец трубки в зависимости от радиального расстояния  $\Delta R_k = R_k - R_0$ , в мм, пройденного внешними границами оболочек в опытах. Экспериментальной скорости  $U_k$  сопоставлялась средняя координата  $\langle \Delta R_k \rangle = (\Delta R_{k+1} + \Delta R_k)/2$ . Результаты показаны на рисунке 1. Сплошная кривая – аппроксимация формулой  $U(\Delta R) = U_0 \cdot (1 - exp(-\Delta R/\Delta))$ ,  $U_0 = 1.4$  км/с,  $\Delta = 1.55$  мм.

Во всех задачах (рисунки 5 и 6) наблюдается фундаментальный факт – давление на внутренней поверхности медной оболочки не возрастает скачком до самого максимального значения, чтобы потом монотонно снижаться, как того требует теория изоэнтропического разлёта [1]. В действительности, на протяжении  $\Delta t \sim 3.0$  мкс экспериментальное давление на внутренней поверхности медной оболочки растёт с величины  $P_0 \sim 1.5$  ГПа до  $P_{MAX} \sim 5.0$  ГПа и лишь затем начинается снижение давления. Разлёт медной оболочки идёт монотонно на всём интервале времени регистрации, и за счёт этого фактора давление на внутренней поверхности медной монотонно падать, как это наблюдается во всех проведённых расчётах. Между тем, на указанном начальном интервале времени на протяжении  $\Delta t \sim 3.0$  мкс давление растёт. Этот факт указывает на то, что на этом интервале времени продолжается экзотермическое энерговыделение в химических реакциях, и, возможно, это выделение энергии длится, вероятно, и на большем, чем  $\Delta t \sim 3.0$  мкс интервале времени. Просто, хотя и будет идти экзотермический процесс, но разлёт оболочки начнёт подавлять рост давления за счёт экзотермических реакций.



Рисунок 1 - Скорость полёта оболочки в км/с от  $\Delta R$  оболочки, в мм. Точки вычислены по формуле(1.1).



Рисунок 2 - Зависимость скорости оболочки в км/с от времени полёта в мкс на основе эксперимента.



Рисунок 3 - Зависимость  $\Delta R$  оболочки, в мм, от времени полёта, в мкс на основе эксперимента.



Рисунок 4 – Давление (в ГПа) на основе эксперимента на внутренней поверхности медной оболочки в опытах Т-20. Время в мкс.



**Рисунок 5** – Расчётная зависимость давления на внутренней поверхности медной оболочки от времени. Расчёт по ЭГАК (верхняя кривая), по МАСТЕР с калорийностью Q<sub>0</sub> = 5.7 КДж/г и с инициированием по всему объёму, и нижняя линия – на основе эксперимента.



**Рисунок 6** – Давление, расчётное (ЭГАК) и на основе эксперимента, на внутренней поверхности медной оболочки в зависимости от времени.

"Каноническая" ширина зоны химических реакций (ЗХР) от точки Неймана до точки Жуге весьма мала. Для использованных констант кинетики это величина  $\Delta t_{3XP} \sim 7.0$  нс. Близкая длительность ЗХР для ПТ указана в [5]. Сравнение этих двух интервалов времени -  $\Delta t \sim 3.0$  мкс и  $\Delta t_{3XP} \sim 7.0$  нс доказывает тот факт, что заметное энерговыделение при детонации ВВ ПТ происходит за точкой Жуге. В течение  $\Delta t \sim 3.0$  мкс экзотермическое выделение энергии будет "поддерживать" давление за точкой Жуге и при разлёте смеси ВВ и ПВ состава ПТ. Сам факт возможного энерговыделения за точкой Жуге ранее рассматривался в рамках описания детонации как процесса фазового превращения [6,7].



Рисунок 7 – Давление на внутренней поверхности медной оболочки в опытах T-20 - расчёты с источником *Q*(*t*) и эксперимент.

В модельных 1-мерных расчётах по комплексу МАСТЕР задавалось в ПВ энерговыделение Q(t).

<b>Гаолица I</b> – Энерговыделение $Q(t)$											
t, мкс	0	0.07	0.1	0.5	1	2	3	4	5	10	30
Q(t), КДж/г	0	2	0.2	0.5	1.5	5	7.3	7.8	7.8	6.5	5

**Таблица 1** – Энерговыделение Q(t)

Результаты моделирования разлёта медной оболочки в задаче ИЗУМРУД (МАСТЕР) с источником Q(t) приведены на рисунке 7. Они близки к результатам экспериментов. Это позволяют заключить, что после первой стадии энерговыделения, которое обеспечивает детонацию с точкой Жуге со скоростью D ~ 7.8 км/с, имеет место энерговыделение за точкой Жуге в зоне разлёта. В классическом подходе к детонации зона за точкой Жуге считается изоэнтропической зоной, в которой энерговыделение отсутствует. В действительности в ней выделяется энергия  $Q_{max} \sim 7.8$  КДж/г, и, далее идёт заключительная эндотермическая стадия, которая компенсирует такое большое энерговыделение. Так что в "бомбе" Бихеля [1] регистрируется небольшая величина  $Q_0 \sim 5.1$  КДж/г.

Следует подчеркнуть, что полученную картину "не классического" поведения давления во времени из экспериментальных результатов по методике T-20 необходимо подтвердить прямыми измерениями эволюции давления на внутренней границе медной оболочки прямыми измерениями с помощью датчика давления.

### Литература

1 Физика взрыва, т. 1, издание третье, дополненное и переработанное, под редакцией. Л.П. Орленко, М.: Физматлит. 2002 г.

2 Методы исследования свойств материалов при интенсивных динамических нагрузках. Монография под общей ред. д.ф.м.н. М.В. Жерноклетова. ФГУП РФЯЦ-ВНИИЭФ. Саров. 2003. 402 с.

3 N.S. Darova, O.A. Dibirov, G.V. Zharova, A.A. Shanin, Yu.V. Yanilkin. EGAK code system. Lagrangian-Eulerian techniques for 2D gas dynamic multicomponent fluid flows // VANT, Ser.: Math. Model. Phys. Process., Issue 2, 1994, pp.51-58.

4 Roudenko V., Chabourov M., and Tchekhounov E. Virtual physics laboratory of the package MASTER. Proc. International Conference 'Physics Teacher Education beyond 2000', Barcelona, 2000.

5 Б.Г. Лобойко, С.Н. Любятинский. Зоны реакции детонирующих твёрдых взрывчатых веществ // ФГВ, т. 36, №6, 2000. с. 45-64.

6 И.В. Кузьмицкий. Детонация как фазовый переход от ВВ к ПВ // Ударные волны в конденсированных средах. 2008. С-Петербург. Россия. С. 265-271. Труды XI Харитоновские тематические научные чтения. РФЯЦ-ВНИИЭФ. Саров. 2009. С. 33-39.

7 И.В. Кузьмицкий. Критерии детонации как фазового перехода для стационарных режимов Чепмена-Жуге на основе теоремы Гленсдорфа-Пригожина и волна разрежения // Shock Waves in Condensed Matter. St. Petersburg-Novgorod, Russia. 2010. pp. 38-42. Труды XIII Харитоновские тематические научные чтения. РФЯЦ-ВНИИЭФ. Саров. 2011. С. 76-82.

## КИНЕТИКА, ОПИСЫВАЮЩАЯ НЕКЛАССИЧЕСКИЕ РЕЖИМЫ ДЕТОНАЦИИ

# А.П. Ершов, Д.А. Медведев

Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН, Новосибирск, Россия

Считается, что детонация конденсированных ВВ происходит, как правило, в режиме Зельдовича–Неймана–Деринга (ЗНД). На этом основаны большинство методик изучения кинетики реакции. В последнее время чаще всего измеряется профиль скорости границы раздела ВВ и инертного окна, на которое выходит детонационная волна. Далее оценивается время реакции по длительности пика фон Неймана, при более детальных подходах ищется кинетика, наиболее близко воспроизводящая наблюдаемые профили в газодинамическом расчете. Задав вид кинетического уравнения, подбирают его параметры, сравнивая расчет с экспериментом. Обычно скорость реакции ищется как функция текущих параметров среды (давления, плотности, степени превращения  $\lambda$ ...), причем сразу после прохождения ударного фронта  $\lambda = 0$ .

Однако в ряде случаев не наблюдались ожидаемые в режиме ЗНД пики. При этом, разумеется, нет возможности извлечь из эксперимента кинетику, основанную на модели ЗНД. В работах [1, 2] не удалось зарегистрировать химпик при высокой плотности ВВ. Это возможно при весьма быстрой реакции, если пик укладывается в пределы экспериментального разрешения (около 5 нс). В [3] наблюдалось качественное изменение структуры волны (с нарастанием давления). Отметим, что в [4, 5] в условиях, аналогичных [1,3] («агатированные» ВВ) получен химпик. Такие расхождения могут указывать на важную роль процедуры приготовления заряда, которая определяет, в частности, структуру вещества. В работах А.В. Уткина и др. (см. [5,6] и другие публикации тех же авторов) в большом числе случаев наблюдались количественные отклонения от режима ЗНД, в частности, крайне малая

амплитуда пиков Неймана. Кроме того, зарегистрированы и качественные отличия, а именно отсутствие пиков, а также профили с ростом давления за скачком.

Редукцию или исчезновение химпика естественно объяснить частичной реакцией во фронте волны (ширина которого в гетерогенных ВВ порядка размера структурной неоднородности). В ряде применяемых кинетик участвует быстрая реакция в узкой зоне близи фронта [2] или скачок состава во фронте [7, 8]. Однако одного этого эффекта недостаточно для трактовки инвертированных профилей (например, в TNETB в диапазоне пористости от 3,3 до 12,5%). Согласно [6], в этом интервале осуществляется недосжатый режим детонации, что подтверждается и заметным увеличением скорости волны.

В данной работе построена качественная модель кинетики, позволяющая воспроизвести описанные выше особенности в рамках единого подхода.

Известен эффект ускорения реакции в окрестности фронта ударной волны из-за неравновесности [9]. В.С. Трофимовым [10] предложено обобщение кинетики: в кинетическое уравнение явно вводится лагранжева скорость деформации dV/dt (t – время, V – удельный объем вещества) или дивергенция массовой скорости div **u**. Такой член будет существенным в областях с большими градиентами, а сам подход формально аналогичен учету дифференциальных слагаемых при введении вязких сил. Однако в специальных экспериментах вклад производной в кинетику не обнаружился. Неуспех мог быть связан с неудачным выбором формы кинетики (предполагалось, что вклад скорости деформации квадратичен по dV/dt). В [11] показано, что в указанных экспериментах дифференциальное слагаемое кинетики, если оно вообще было важным, могло быть только линейным, а в [12] продемонстрированы физические процессы, способные давать линейный по dV/dt вклад в кинетику.

Ниже излагаются результаты исследования динамики детонации при кинетике вида

$$\frac{d\lambda}{dt} = \frac{1-\lambda}{\tau} - b\frac{1-\lambda}{V_0}\frac{dV}{dt}$$
(1)

Здесь  $\tau$  – характерное время реакции,  $V_0$  – начальный удельный объем, b – безразмерный коэффициент, регулирующий вклад быстрой реакции во фронте волны; положительный знак его соответствует ускорению реакции при сжатии. В частности, при прохождении ударного фронта при b > 0 достигается конечное превращение: по существу, в пределах фронта согласно (1) интегрируется дельта-функция. Простейшая макрокинетика (1) позволила получить как уменьшение амплитуды химпика, так и смоделировать режимы с ростом давления за фронтом.

Решалась одномерная нестационарная задача развития стационарной детонационной волны из начального возмущения (мгновенное выгорание в тонком слое вблизи жесткой стенки). Выбрана классическая схема Рихтмайера–Мортона, в которой фронты волн рассчитываются сквозным образом, для чего на волнах сжатия вводится искусственная вязкость, причем размазывание фронта волны сжатия не зависит от амплитуды волны.

Немонотонность схемы несущественна при кинетике вида (1), в которой нет явной зависимости скорости реакции от термодинамических параметров состояния. Из соображений простоты выбрано уравнение состояния идеального газа

$$E = \frac{PV}{\gamma - 1} - \lambda Q, \qquad (2)$$

где E – внутренняя энергия, P – давление. При показателе адиабаты  $\gamma = 2,7$ ,  $V_0 = 1 \text{ см}^3/\text{г}$ , начальном давлении  $P_0 = 1$  ГПа и теплоте реакции Q = 4 кДж/г достигаются параметры детонации, характерные для типичных ВВ. Считалось, что реакция начинается при росте давления на 3% сверх начального.

Контрольный расчет с традиционной кинетикой (при b = 0 и  $\tau = 30$  нс) при длине заряда 50 мм воспроизвел ожидаемое состояние Чепмена–Жуге, скорость детонации  $D_J$  (7.456 км/с) и классическую структуру волны. Давление в пике превышало давление в точке Жуге примерно в 1,9 раза (29,6 и 15.3 ГПа соответственно).

При включении зависимости от скорости деформации реакция частично проходит в области размазанного фронта волны. Например, при b = 3 во фронте достигается степень превращения около 70%. При этом уменьшается амплитуда химпика (до 22,8 ГПа, т.е. в 1.5 раза выше давления Жуге). Однако состояние Чепмена–Жуге по-прежнему достигается, и течение в сопровождающей зону реакции волне Тейлора практически не изменяется по сравнению с контрольным вариантом. На рис. 1 изображена структура волн при значениях b = 0, 3 и 11.



Рис. 1. Профили давления в зависимости от вклада скорости деформации в кинетику.

Ожидалось, что с увеличением *b* степень превращения во фронте будет расти, а химпик будет сглаживаться. Такое поведение действительно наблюдается при умеренных значениях *b*. Однако оказалось, что при достаточно больших *b* качественно меняется режим детонации. Вместо волны с химпиком код формировал недосжатую детонационную волну, имевшую завышенную скорость, профиль с ростом давления в ходе реакции и «полочку» постоянных параметров. примыкающую к зоне реакции (рис. 1, профиль «11», скорость D = 8,035 км/с). Причина такой перестройки состоит в изменении динамических свойств реагирующей среды.

Появление «лишней» производной в уравнении (1) ведет к модификации скорости малых коротковолновых возмущений [11]: место обычной термодинамической скорости звука  $c = \sqrt{\gamma PV}$  для выбранных зависимостей (1,2) занимает величина

$$c_E = \sqrt{\gamma P V + (\gamma - 1) b Q (1 - \lambda) / V_0} . \tag{3}$$

Поскольку  $c_E > c$ , при росте *b* возможен случай, когда  $c_E$  превзойдет скорость идеальной детонации  $D_J$ . При этом волна Чепмена–Жуге становится неустойчивой, поскольку возмущения из зоны реакции способны ее обгонять. Эти возмущения и формируют теперь фронт волны. Можно показать, что в рамках сделанных выше предположений критическое значение *b* равно 7,777.

Сказанное иллюстрируется фазовыми диаграммами процесса, показанными на рис. 2 для вариантов b = 3 и b = 11. Стрелки указывают направление эволюции из начального состояния ( $P_0$ ,  $V_0$ ). Область сжатия во фронте волны показана пунктиром, соединяющим расчетные точки.



**Рис. 2.** P - V диаграммы при умеренном и большом значениях *b*.

При b > 0 изображающая точка из-за реакции во фронте не достигает замороженной ударной адиабаты S, а оказывается после прохождения фронта в точке пересечения линии Релея R и адиабаты частичного реагирования S<sub>p</sub>, на которой степень превращения соответствует зависимости (1):

$$P = \frac{2(\gamma - 1)Q(1 - \exp(-b(1 - V/V_0))) + P_0((\gamma + 1)V_0 - (\gamma - 1)V)}{(\gamma + 1)V - (\gamma - 1)V_0}$$
(4)

Вначале фазовая траектория касательна к  $S_p$ . Начальный наклон  $S_p$  больше наклона S, в соответствии с различием термодинамической замороженной скорости звука *с* и скорости распространения возмущений  $c_E$  при учете дифференциальных механизмов реакции. При умеренном значении *b* наклон  $S_p$  меньше наклона касательной к адиабате Гюгонио H. Эта касательная и служит в таком случае линией Релея, по которой фазовая траектория спускается

в точку Жуге, а далее следует по адиабате Пуассона, исходящей из этой точки, что соответствует примыкающей волне Тейлора.

Однако для больших *b* линия  $S_p$  приближается к H (за исключением окрестности  $V = V_0$ ), и растет начальный наклон  $S_p$ . Соответственно фазовая траектория следует прямой R, проходящей выше точки Жуге, и достигает нижней ветви адиабаты Гюгонио. Осуществляется недосжатый режим, в котором течение в зоне реакции сверхзвуковое, от чего и образуется «полочка» за зоной реакции.

В расчетах моделировался также выход волны на границу с инертным материалом. Полученные «истории» массовой скорости границы (аналогичные записям приборов типа VISAR) содержали экспоненциально затухающий со временем вклад. Анализ этих данных показал, что характерные времена, извлеченные из профилей скорости, заметно отличаются от заданного времени реакции  $\tau = 30$  нс. При b = 3 «скоростное» время равно 86 нс, а при b = 11 получено 16 нс. Причина этого состоит в различном знаке вклада дифференциальной кинетики в области, примыкающей к фронту: в нормальном режиме она замедляет реакцию за фронтом, а в недосжатом – ускоряет.

Поведение модели полностью соответствует толкованию экспериментальных результатов А.В. Уткина и др. [5,6], предложенному авторами этих работ. Качественное согласие расчетов с опытом можно рассматривать как дополнительное обоснование анализа, проведенного экспериментаторами. Можно надеяться, что при учете реальных свойств среды включение дифференциальной кинетики позволит получить и количественное совпадение. Таким образом, открывается перспектива определения макрокинетики из данных опытов типа VISAR с учетом конечного реагирования во фронте, в том числе для явно неклассических недосжатых режимов.

В недосжатых режимах скорость распространения волны не фиксирована термодинамическими условиями, а зависит от кинетики. При детонации в пористой среде естественным кандидатом на роль быстрого переносчика реакции являются мезоскопические течения. Фронт волны в пористой структуре – это сложный неодномерный комплекс, в пределах которого распространение реакции возможно не только за счет разогрева, вызванного сжатием, но и за счет неоднородностей типа опережающих основной фронт микроструй. Опережающее распространение микроструй наблюдалось, например, в [13]. По-видимому, их эффективность для распространения фронта в большинстве случаев недостаточна (что и позволяет говорить о «нормальной» детонации). Тем не менее эксперименты [5,6] показывают, что при выполнении специальных условий, таких как достаточная чувствительность ВВ к подобным агентам распространения, концентрация зародышей будущих очагов, определенная дисперсность и структура порового пространства, осуществление недосжатых режимов возможно. Видимо, из-за необходимости сочетания ряда условий недосжатые волны наблюдались не во всех BB (наиболее яркий пример – TNETB) и в довольно узких диапазонах

параметров. В наших расчетах недосжатые режимы возникали при достаточно больших значениях безразмерного управляющего параметра ( $b \sim 10$ ) и, следовательно, тоже являются некоторой экзотикой. Напротив, режимы со скоростью Чепмена–Жуге, но с редуцированным химпиком вполне типичны.

Разумеется, предложенную модель, особенно в части описания струйных процессов, пока следует рассматривать как предварительную. Впрочем, некоторые соображения, позволяющие связать струи с дифференциальной кинетикой, предложены в [11,12]. Сжатие вещества увеличивает относительную скорость сталкивающихся микрообъемов и тем самым ускоряет реакцию. Кроме того, сжатие увеличивает и нормальную скорость горения в «горячих точках».

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 12-03-00077), а также Программы Президиума РАН №2 (проект №7).

### ЛИТЕРАТУРА

1. Лобойко Б.Г., Любятинский С.Н. Зоны реакции детонирующих взрывчатых веществ // Физ. горения и взрыва. 2000. Т. 36, №6. С. 45-64.

2. Tarver C.M., Breithaupt R.D., Kury J.W. Detonation waves in pentaerythritol tetranitrate // Journal of Applied Physics. 1997. V. 81, N11. P. 7193-7202.

3. Ашаев В.К., Доронин Г.С., Левин А.Д. О структуре детонационного фронта в конденсированных ВВ // Физ. горения и взрыва. 1988. Т. 24, №1. С. 95-99.

4. Fedorov A.V. Detonation wave structure in liquid homogeneous, solid heterogeneous and agatized HE // Proc. of 12th International Detonation Symposium. San Diego, CA, 2005. P. 230-233.

5. Уткин А.В., Колесников С.А., Першин С.В. Влияние начальной плотности на структуру детонационных волн в гетерогенных взрывчатых веществах // Физ. горения и взрыва. 2002. Т. 38, № 5. С. 111-118.

6. Kolesnikov S.A., Utkin A.V., Ananin A.V. Non-classical steady-state detonation regimes in TNETB // Proc. of 13th International Detonation Symposium. Norfolk, VA, 2006. P. 422-426.

7. Klimenko V.Yu. Multiprocess model of detonation (version 3) // Shock Compression of Condensed Matter-1995. AIP Conf. Proc. 370. Part 2. Seattle, WA, 1995. P. 361-364.

8. Карпенко И.И., Корепова Н.В. Численное моделирование критического диаметра стационарной детонации конденсированных взрывчатых веществ // Химическая физика. 2005. Т. 24, № 10. С. 31-37.

9. Dremin A.N., Klimenko V.Yu. et al. Multiprocess detonation model // Proc. of 9th International Detonation Symposium. Portland, OR, 1989. P. 725-728.

10. Трофимов В.С., Трофимова Г.П. О возможности разложения литого ТНТ в ударном скачке // Физ. горения и взрыва. 1980. Т. 16, №2. С. 92-99.

11. Ершов А.П. О макрокинетике быстрых реакций // Физ. горения и взрыва. 2010. Т. 46, №6. С. 49-59.

12. Ершов А.П., Медведев Д.А. О кинетике химических реакций при детонации // Письма в Журнал технической физики. 2009. Т. 35, вып. 3. С. 60-66.

13. Федоров А.В. Параметры пика Неймана и структура фронта детонационной волны конденсированных взрывчатых веществ // Химическая физика. 2005. Т. 24, №10. С. 13--21.

# First-principles prediction of equations of state for molecular crystal explosives

# Ryan R. Wixom

### Sandia National Laboratories, Albuquerque, USA

The ability to accurately predict shock initiation of secondary explosives is currently hindered by a lack of validated equations of state for the unreacted material at high pressure. Furthermore, predicting the onset of chemical reaction will require accurate temperatures under shock loading. The tradition of using only shock-velocity particle-velocity data to parameterize incomplete equations of state has been demonstrated to be inadequate and provides no knowledge of temperature.

Thus, novel methods must be employed to build complete and accurate equations of state. Density functional theory based molecular dynamics (DFT-MD) has recently been demonstrated to accurately predict the principle Hugoniot of a variety of materials including quartz, xenon, and polyethylene. This technique was used to calculate equation of state data for several molecular crystal explosives. Details of the method will be presented, along with results and comparisons with experimental data.

# ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ РАСЧЕТЫ ВЗРЫВНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК КОНДЕНСИРОВАННЫХ ЭНЕРГОЕМКИХ ВЕЩЕСТВ

### С.Б. Викторов, С.А. Губин, И.В. Маклашова

# Научно-исследовательский ядерный университет (МИФИ), Москва, Россия

Для предсказания взрывных характеристик конденсированных энергоемких веществ применялись равновесные термодинамические расчеты, основанные на методе экстремума характеристических потенциалов с использованием физически обоснованных уравнений состояния (УРС) для газообразной и конденсированных фаз продуктов детонации (ПД) в сочетании с термодинамическим расчетом детонации. Метод экстремума характеристических функций позволяет рассчитывать все равновесные параметры, термодинамические свойства, а также химический и фазовый состав продуктов на основе данных о начальной плотности, энтальпии образования и элементном составе реагентов. В свою очередь характеристические функции термодинамики находятся с использованием УРС газообразных и конденсированных фаз продуктов. Путем решения задач изоэнтропического расширения продуктов детонации, оказывается возможным рассчитать метательную способность и теплоту взрывчатого разложения (TBP) конденсированных энергоемких веществ.

В качестве УРС газообразных ПД применялось УРС, основанное на теории возмущения, имеющее достаточно строгое обоснование в статистической механике и молекулярной динамике, с использованием реалистичного потенциала взаимодействия молекул *Exp*-6. Применение такого УРС дает более надежные результаты, чем использование лучших полуэмпирических УРС. Доказательством физической обоснованности разработанного УРС является хорошее согласие расчетов сжимаемости и внутренней энергии модельной системы твердых сфер, выполненных с применением теории возмущений, с результатами Монте Карло для межмолекулярного потенциала *Exp*-6. Межмолекулярные взаимодействия описывались потенциалами вида *Exp*-6 (модифицированный потенциал Букингема). Многокомпонентные флюидные смеси, которыми являются продукты детонации и ударно-волновых превращений, рассматривались в рамках модели эффективного однокомпонентного флюида. Полученное УРС описывает термодинамические свойства ПД очень реалистично, что позволяет с большой уверенностью относиться к параметрам детонации, рассчитанным на основе этого УРС [1].

В ПД конденсированных ВВ с отрицательным кислородным балансом кроме газообразных ПД образуется и конденсированный углерод. Для описания состояния конденсированных фаз углерода применялись термические УРС в форме Грюнайзена с тепловой частью в виде квазигармонического приближения Эйнштейна. Каждое из этих УРС для заданной фазы углерода удовлетворительно описывают основные термодинамические и теплофизические свойства графита, алмаза и жидкого углерода при высоких давлениях и температурах.

В ПД энергоемких веществ углерод находится в виде нанодисперсных частиц графита или алмаза и, возможно, нанодисперсных сферических «нанокапель» жидкого углерода. Поэтому для расчета детонации необходимо использовать УРС для разных фаз нанодисперсного углерода. Области фазовой стабильности и условия синтеза наноуглерода мало изучены. Если диаграмма фазового равновесия крупнокристаллического углерода достаточно хорошо установлена даже в области высоких давлений и температур, то исследований, посвященных изучению условий стабильности нанодисперсных фаз углерода крайне мало.

Термодинамические свойства вещества, находящегося в нанодисперсном состоянии отличаются от свойств вещества в крупнокристаллическом виде, прежде всего появлением зависимости этих свойств не только от внутренней структуры, но и от формы и размера наночастиц частиц. Высокая поверхностная энергия и малый размер наночастиц углерода вызывают соответствующие изменения, энтальпии и энтропии вещества. Для наночастиц графита и алмаза в жидкой и твёрдой фазах были сконструированы УРС на основе соответствующих крупнокристаллических фаз углерода с учетом изменения энергии Гиббса и энтропии наноуглерода, обусловленного высокой поверхностной энергией наночастиц. Изменение энтропии и энтальпии образования вещества в нанодисперсном состоянии, связанное с изменением размера, формы и структуры частиц, а также учетом зависимости

к коррекции этих величин (энтальпии образования вещества и энтропии) в стандартных условиях.

С этой целью величины изменения энтальпии и энтропии наночастиц графита и алмаза при нормальных условиях, выбирались так, чтобы расчетная зависимость скорости детонации тротила от начальной плотности хорошо согласовывалась с экспериментальными данными вплоть до максимально возможного значения начальной плотности заряда  $\rho 0 = 1.64$  г/см3. При этом особое внимание уделялось воспроизведению экспериментально наблюдаемого излома зависимости скорости детонации от начальной плотности при  $\rho 0 = 1.55$  г/см3. Для объяснения существования этой аномалии в зависимости скорости детонации от начальных плотности детонации от начальной плотности от начальной плотности образуется графитная фаза нанодисперсного углерода, а при  $\rho_0 > 1.55$  г/см3 конденсированный углерод в ПД состоит из нанодисперсного алмаза. Объяснить скачкообразное изменение скорости детонации тротила от начальной плотности можно резким увеличением плотности конденсированной фазы ПД при фазовом превращении наночастиц графита в алмаза.

С использованием подобранных таким способом значений энтальпии и энтропии наночастиц графита и алмаза были рассчитаны составы продуктов и параметры детонации других углеродосодержащих энергоемких веществ (ГНС, тетрил и др.). При этом было получено хорошее согласие расчетных параметров детонации с экспериментальными данными.

Расчетом показано, что все BB с отрицательным кислородным балансом должны иметь излом зависимости скорости детонации от начальной плотности заряда подобно тротилу. Появление этого излома в зависимости  $D(\rho_0)$ , обусловлено тем, что при увеличении начальной плотности BB нанодисперсный углерод в ПД претерпевает фазовое превращение графит – алмаз, вследствие которого резко уменьшается объем, занимаемый конденсированной фазой в ПД. Кроме того, увеличивается энтальпия ПД за счет теплоты фазового перехода графит – алмаз. Все это приводит к снижению скорости детонации, несмотря на увеличение начальной плотности BB.

Таким образом, подобрав значения энтальпии образования и энтропии наноадисперсных фаз конденсированного углерода на основании экспериментальных данных по детонации тротила, удается с высокой точностью описать аномальное изменение зависимости скорости детонации от начальной плотности других BB с отрицательным кислородным балансом.

Положение линии равновесия графит - алмаз на фазовой диаграмме наноуглерода, образующихся в ПД углеродосодержащих ВВ было определено путем приравнивания химических потенциалов фаз с использованием подобранных для тротила значений энтальпии и энтропии нанодисперсных фаз углерода.

Местоположение линий равновесия и тройных точек на фазовой диаграмме нанодисперсного углерода отличается от их расположения на диаграмме фазового состояния

крупнокристаллического углерода. Расчетами показано, что давление равновесия нанодисперсных фаз твердого углерода не является однозначной функцией температуры, как это имеет место для углерода в крупнокристаллическом виде. В этом случае давление сосуществования фаз зависит еще и от разности значений энтропии и энтальпии образования нанодисперсных частиц графита и алмаза. Оказалось, что линия равновесия нанодисперсных частиц графита и алмаза располагается в области более высоких давлений по сравнению с положением линии равновесия графит-алмаз для крупнокристаллических фаз углерода. Значения давления и температуры на этой линии равновесия совпадают с соответствующими величинами температуры и давления детонации BB с отрицательным кислородным балансом, при которых имеет место излом зависимости скорости детонации от начальной плотности.

Для определения положения линии плавления нанодисперсного алмаза, образующегося в ПД, были использованы экспериментальные значения скорости и давления детонации бензотрифураксана (БТФ), т.к. параметры детонации его достаточно высоки (D=8,61 км/с, P=33 ГПа при  $\rho_0=1.901$  г/см3). Расчетное значение температуры ПД этого вещества составляет около 4000-4500 К в зависимости от начальной плотности заряда, поэтому наноуглерод в ПД БТФ может находиться в фазе жидкого углерода. Расчеты, выполненные в предположении образования в ПД жидкого наноуглерода, лучше согласуются с экспериментальными значениями скорости и давления детонации при высокой плотности  $\rho_0 > 1.85$  г/см3, тогда как при p<sub>0</sub><1.76 г/см3 с экспериментальными данными лучше согласуются расчеты, выполненные в предположении образования в ПД нанодисперсного алмаза. Это позволяет сделать заключение о том, что плавление нанодисперсного алмаза может располагаться в области более низких температур по сравнению с местоположением соответствующей линии плавления крупнокристаллического углерода. Сдвиг линии плавления УДЧ алмаза в область более низких температур составляет примерно 300 К, что согласуется также с оценкой, сделанной по уравнению Гиббса-Томсона. В этом случае параметры ПД БТФ составили Т=4210 К, Р=35 ГПа, D=8,7 км/с при  $\rho_0=1.901$  г/см3, а в ПД углерод находится в виде жидких углеродных нанокапель. Предположение об образовании в ПД БТФ углерода в фазе жидкого нанодисперсного алмаза позволило повысить точность расчета температуры, давления и скорости детонации в диапазоне начальных плотностей БТФ  $\rho_0 > 1.7$  г/см<sup>3</sup>. Полученные значения достаточно хорошо согласуются с экспериментальными данными Т=4100 К, P=34,5 ГПа при  $\rho_0=1.84$  г/см<sup>3</sup> [2] и результатами по синтезу алмазной фазы углерода при детонации БТФ, в которых конденсированные ПД находятся в области термодинамической устойчивости жидкой фазы углерода [3].

По найденным значениям энтальпии и энтропии была проведена оценка размера наночастиц углерода, образующегося в ПД. Диаметр частиц наноалмаза 5 нм разумно согласуется с имеющимися экспериментальными данными. Таким образом, с помощью экспериментальных величин параметров детонации ТНТ и БТФ найдены значения величин

энтальпии и энтропии нанодисперсных фаз углерода для расчета детонационных параметров конденсированных ВВ и определена фазовая диаграмма нанодисперсного углерода в ПД.

Хорошее согласие вычисленных и измеренных значений скорости и давления детонации целого ряда углеродсодержащих ВВ (среднеквадратичное отклонение расчетных значений скорости детонации составило 2.21%) позволяет сделать вывод о том, что использованные в расчетах УРС флюидных ПД и конденсированных фаз наноуглерода являются достаточно реалистичными. Это дает возможность прогнозировать параметры и состав ПД мощных энергоемких веществ на основе термодинамических расчетов детонации, в том числе СNO состава. Было рассмотрено несколько высокоплотных ВВ и смесевых композиций на их основе. Скорости детонации рассматриваемых ВВ превышают 9 км/с, приведены в табл. 1. Давление ПД ВВ при максимальных плотностях заряда достигает 40 ГПа, температура превышает 4200 К. В ПД конденсированный углерод образуется преимущественно в фазе нанодисперсного жидкого алмаза вследствие очень высоких значений давления и температуры.

Таблица	I
---------	---

BB	$C_8 N_{12} O_{12}$	$C_6 N_{10} O_6$	$C_4N_6O_5$	$C_6O_9N_{12}$	$C_4O_7N_6$
$\Delta H_{f}$ , ккал/моль	273.8	277.1	149.8	261.3	73.1
$ ho_0$ , кг/куб.м	1950	1990	1930	1800	1906
<i>D</i> , км/с	9.70	10.00	9.72	9.42	9.54

Процесс изоэнтропического расширения ПД моделировался путем решения термодинамической *SV*–задачи с заданными постоянными значениями энтропии в точке Чепмена – Жуге и объёма ПД. Результаты расчетов изоэнтропического расширения ПД использовались для оценки относительной метательной способности и TBP CNO BB. Расчетные значение метательной способности рассматриваемых BB при максимальной плотности заряда сравнимы с величиной метательной способности для октогена.

Таким образом, учет дисперсности фаз углерода, образующегося в ПД конденсированных ВВ, позволяет проводить расчеты параметров детонации в полном согласии с экспериментальными данными, что является подтверждением корректности прогноза детонационных характеристик мощных энергоемких веществ. Достоверность характеристик BB расчетных детонационных широкого класса позволяет систем, прогнозировать параметры различных энергоемких в том числе металлизированных.

# Литература

<sup>1.</sup> Викторов С.Б., Губин С.А., Маклашова И.В., Пепекин В.И. Модели уравнений состояния продуктов и методика термодинамического моделирования детонации // Ядерная физика и инжиниринг, 2010, том 1, № 1, с. 113–129.

2. М. А. Бражников, А.Ю. Долгобородов, Н.Е. Сафронов. Параметры детонационного фронта в плотных зарядах бензотрифуроксана // Горение и взрыв: вып. 5, Москва, Торус пресс, 2012, с. 324-329.

3. И. Ю. Мальков, Л. И. Филатов, В. М. Титов, Б. В. Литвинов, А. Л. Чувилин, Т. С Тесленко. Образование алмаза из жидкой фазы углерода // Физика горения и взрыва, 1993, № 4, с. 131-134

# АНАЛИЗ ПРИЧИН ВЗРЫВА БОЕПРИПАСОВ ПРИ ИХ ДЛИТЕЛЬНОМ ХРАНЕНИИ В УСЛОВИИ СЕЗОННЫХ КОЛЕБАНИЙ ТЕМПЕРАТУР <sup>†</sup>

В.А. Горельский, К.Н. Жильцов

Научно-исследовательский институт прикладной математики и механики Томского государственного университета – НИИ ПММ ТГУ, Томск.

Боеприпасы после их изготовления на предприятиях промышленности и проведения различных испытаний закладываются на хранение на складах. При этом назначается гарантийный срок хранения (ГСХ), в течение которого обеспечивается сохранность их технических характеристик и боевых свойств [1].

Опыт хранения боеприпасов показывает, что их чувствительность к внешним воздействиям со временем повышается, что связано с изменением свойств взрывчатых веществ (ВВ), которыми снаряжены боеприпасы. С течением времени может происходить взаимодействие ВВ с материалом корпуса боеприпасов и образовываться более чувствительные, по сравнению с исходным ВВ, соединения. Изменение физикохимических свойств ВВ в процессе хранения может существенно повлиять на риск возникновения чрезвычайной ситуации – детонации боеприпасов.

Теория длительного хранения боеприпасов до сих пор в достаточной степени не разработана. В процессе старения изделий происходит накопление продуктов распада, их взаимодействие с лакокрасочным покрытием и конструкционным материалом. Глубина превращения зависит как от условий, так и от времени хранения. Нарушение технологии производства ВВ, может существенно изменять характеристики снаряжения боеприпасов, повышать взрыво-пожароопасность при их длительном хранении.

Различные химические и физические свойства ВВ и их чувствительность к тепловым и ударным воздействиям [2], а так же серьезные последствия как для экологии, так и для человека, от взрывов хранящихся на складах ВВ, делают

<sup>&</sup>lt;sup>†</sup> Analysis of The Reasons of Ammunition Explosion in Their Long Storage Under Conditions of Seasonal Temperature Fluctuations

V.A. Gorelski, K.N. Zhiltsov

Research Institute of Applied Mathematics and Mechanics, Tomsk State University, Tomsk

актуальным вопрос об их сохранности в условиях внешних тепловых воздействий, таких как температура окружающей среды.

На основе теории теплового взрыва (ТВ), было проведено множество экспериментальных исследований по определению кинетических констант термического разложения и горения ВВ [3]. Для термостойких взрывчатых веществ, таких как гексоген и октоген так же были получены данные о периодах индукции самовоспламенения [4, 5]. Но большинство работ основано на случаях линейно растущей температуры окружающей среды. В работах [6, 7] были проведены расчеты, характеризующие качественные особенности процесса возникновения теплового взрыва в условиях колебаний температуры окружающей среды, и установлено, что они могут существенно влиять на условия возникновения ТВ.



В работе анализируются особенности нестационарного развития саморазогрева вещества, обусловленные наличием колебаний внешней температуры. Область расчета представлена на рис. 1. Задача решалась в осесимметричной, двумерной, нестационарной постановке, при протекании реакции первого порядка в среде, заполняющей область вещества высотой h, и толщиной d. Граница раздела взрывчатое вещество-окружающая среда, считается границей, которую воздействуют на тепловые колебания окружающей температуры, меняющиеся по синусоиде.

Рис. 1 – область расчета

Уравнение, описывающее изменение во времени температуры Т имеет вид:

$$C_{p}\rho\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial\alpha}{\partial t}\rho Q + \lambda_{r}\frac{\partial^{2}T}{\partial r^{2}} + \frac{1}{r}\lambda_{r}\frac{\partial T}{\partial r} + \lambda_{r}\frac{\partial^{2}T}{\partial z^{2}}$$
(1)

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} = -\alpha k_0 \exp\left(-\frac{E}{RT}\right) \tag{2}$$

Здесь: C – теплоемкость,  $\alpha$  – концентрация реакционноспособного вещества,  $\rho$  – плотность,  $\lambda$  – коэффициент теплопроводности, E – энергия активации, Q – тепловой эффект реакции,  $k_0$  – предэкспонент, R – универсальная газовая постоянная.

Высота h = const = 1 м., толщина d = 0.5 м. Теплофизические и кинетические константы октогена и гексогена, полученные экспериментальным путем в [8], представлены в таблице 1.

Таблица 1 – параметры кинетики и характеристики ВВ.

	Ε,	$k_0,$	Q,	λ, 10 <sup>-2</sup> ,
	кДж/моль	c <sup>-1</sup>	МДж/кг	Bт/(м·К)
гексоген	197.3	$2.02 \cdot 10^{18}$	2.1	10.5
октоген	220.8	$5 \cdot 10^{19}$	2.1	29.3

Граничные условия для температуры на границах G<sub>2</sub>, G<sub>3</sub>, G<sub>4</sub>:

$$T = T_0 + T_A \sin(\omega t)$$

где  $T_0$  – начальная температура среды,  $T_A$  – амплитуда колебаний,  $\omega$  – частота колебаний (одно в год), t – время колебаний. Граница  $G_1$  – ось симметрии.

При рассмотрении начальных условий предполагалось, что температура во всей области постоянна и равна  $T|_{t=0} = T_0 = 0$ <sup>0</sup>C.

Уравнения решались численным методом конечных элементов с разбивкой рассматриваемой области на равные элементы длиной 0.05 метра.



**Рис 2** – Прогрев гексогена до момента самовоспламенения при  $T_A = 120^{\circ}$ С.

Рассмотрим основные результаты расчетов. На рис. 2 представлен график развития теплового нагрева с воспламенением для гексогена при  $T_A = 120^{\circ}$ C. Замеры температуры проводятся в трех сечениях расчетной области по координате *r*: сечение 0*d* проходит вблизи оси симметрии; сечение 0.5*d* откладывается по центру расчетной области, вдоль оси *z*; сечение 1*d* проходит вдоль границы *G*<sub>3</sub>. Как видно из графика, температура среды успевает подняться до  $112^{\circ}$ C, после чего значения начинают резко возрастать и система «уходит на взрыв». Продолжительность задержки воспламенения составляет 2.9 месяца. Данный график показывает качественный процесс развития предвзрывного разогрева, характерный для обоих исследуемых BB. На рис. 3

представлены изолинии распределения температуры по всему объему гексогена в различные моменты времени  $t_h$ . Из графиков видно, как с течением времени возрастают значения температуры, при этом большие значения достигаются у границы расчетной области с атмосферой (рис. 3a, 3б). В момент, когда реакция «идет на взрыв» (рис. 3в) наблюдается выравнивание значений температур в центральной части расчетной области со значениями на границах, но при этом во внутреннем объеме наблюдается резкий рост температур.



Рис 3 – Изолинии распределения температуры в образце гексогена в различные моменты времени  $t_h = 0.5, 2.2, 2.7,$  при  $T_A = 120^{0}$ C.

Рассмотрим основные результаты расчетов. На рис. 2 представлен график развития теплового нагрева с воспламенением для гексогена при  $T_A = 120^{\circ}$ C. Замеры температуры проводятся в трех сечениях расчетной области по координате r: сечение 0d проходит вблизи оси симметрии; сечение 0.5d откладывается по центру расчетной области, вдоль оси z; сечение 1d проходит вдоль границы  $G_3$ . Как видно из графика, температура среды успевает подняться до 112°C, после чего значения начинают резко возрастать и система «уходит на взрыв». Продолжительность задержки воспламенения составляет 2.9 месяца. Данный график показывает качественный процесс развития предвзрывного разогрева, характерный для обоих исследуемых ВВ. На рис. 3 представлены изолинии распределения температуры по всему объему гексогена в различные моменты времени *t<sub>h</sub>*. Из графиков видно, как с течением времени возрастают значения температуры, при этом большие значения достигаются у границы расчетной области с атмосферой (рис. 3a, 3б). В момент, когда реакция «идет на взрыв» (рис. 3в) наблюдается выравнивание значений температур в центральной части расчетной области со значениями на границах, но при этом во внутреннем объеме наблюдается резкий рост температур.

Результаты исследования развития самовоспламенения в условиях атмосферных колебаний температуры среды для гексогена и октогена представлены в таблице 2. Как видно из таблицы увеличение амплитуды колебаний вызывает сокращение периода индукции. С другой стороны критические значения температуры для обоих образцов, после которых реакция становиться необратимой, остаются неизменной. В данном случае можно говорить о том, что изменение периода индукции связано исключительно со скоростью нагрева образца до определенной критической температуры. Учитывая постоянство критических значений температур гексоген является более опасным BB, так его критическая температура заметно меньше.

Таблица 2 – зависимость периода индукции самовоспламенения от амплитуды колебаний внешней температуры.

$T_A$ , <sup>0</sup> C	гекс	оген	<b>T</b> 00	октоген		
	$t_h$ ,	Критическая	$T_A$ , °C	$t_h$ ,	Критическая	
	в месяцах	температура		в месяцах	температура	
120	2.9	$(112^{\circ}C)$	150	2.6	$(141^{\circ}C)$	
130	2.5	$(112^{\circ}C)$	160	2.2	(141°C)	
140	2.2	$(112^{\circ}C)$	170	2.1	(141°C)	
150	2.0	$(112^{0}C)$	180	1.9	$(141^{\circ}C)$	

Результаты расчетов, позволяют сделать вывод о том, что термостойкие ВВ (октоген и гексоген) так же могут самовоспламеняться под действием внешних температурных колебаний. Однако период индукции может быть очень коротким, и не достигать фазы охлаждения. Учитывая, что склады с боеприпасами находятся в местах, где возможно возникновение пожаров, то окружающая температура может достигать значений, очередь, высоких что, В свою может привести К нагреву И самовоспламенению ВВ.

### Литература

1. Ассонов В.А. и др. Устройство складов и хранение взрывчатых материалов // М.: Углетехиздат, 1949. 246с.

2. Клименко В.Ю., Кривченко А.Л., Кривченко А.А. // Материалы конф. «Ударные волны в конденсированных средах». – СПб. 2008. С.199-208.

3. Андреев К.К. Термическое разложение и горение взрывчатых веществ // М.: Наука, 1966. 347с.

4. Орлова Е.Ю. и др. Октоген – термостойкое взрывчатое вещество // М.: Недра, 1975. 128с.

5. Кобылкин И.Ф. // ФГВ. 2009. Т.45. №6. С.108-114.

6. Горельский В.А., Штейнберг А.С., Ящук А.А. // Хим.физика. 2010. Т.29. №9. С.37-41.

7. Горельский В.А., Жильцов К.Н., Штейнберг А.С. // Известия высших учебных заведений «Физика», Томск, 2011. – С.53-57.

8. Андреев С.Г. и др. Физика взрыва. // Под ред. Л.П. Орленко. – Т.1. М.: Физматлит, 2004. 832с.
# УДАРНАЯ СЖИМАЕМОСТЬ И УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ МАТРИЦЫ ЭМУЛЬСИОННОГО ВЗРЫВЧАТОГО ВЕЩЕСТВА

#### В.В. Сильвестров, А.С. Юношев, А.В. Пластинин

#### Институт гидродинамики им. М.А. Лаврентьева СО РАН, Новосибирск, Россия

Эмульсионные взрывчатые вещества (ЭмВВ) состоят из двух основных компонент: эмульсионной матрицы и пористого сенсибилизатора. Эмульсионная матрица (эмульсия) – единственный энергетический компонент, способный к экзотермической реакции. Но сведения о динамическом поведении эмульсии без сенсибилизирующих включений, о её уравнении состояния ограничены. Подобные данные необходимы при построении уравнения состояния ЭмВВ, для оценки термодинамических параметров детонации и при анализе механизма взрывного превращения этого типа ВВ.

В настоящем сообщении анализируются предварительные экспериментальные и расчетные результаты по ударному сжатию и температуре эмульсионной матрицы: определена ударная адиабата (УА) эмульсии в диапазоне давлений 0.5–35 ГПа, построены уравнения состояния эмульсии и приведена расчетная оценка температуры ударного разогрева матрицы. Рассматриваются эффекты, связанные с возможным экзотермическим разложением эмульсии при высоком ударном давлении.

Состав исследуемой высокодисперсной эмульсионной матрицы следующий: *окислитель* – водный раствор аммиачной (AC) и натриевой (HC) селитр – 94 весовых %; *горючее* – смесь индустриального масла, парафина и эмульгатора – 6 %. Состав матрицы близок к эмульсии «Порэмита», эмульсионного BB, широко используемому в России для изготовления патронированных ЭмBB. Кислородный баланс AC/HC эмульсии близок к нулю. Плотность эмульсии 1.40 ± 0.01 г/см<sup>3</sup>, размер капелек окислителя – менее 2 мкм.

Слой эмульсии толщиной  $\Delta \approx 5$  мм нагружался через экран из дюралюминия или фторопласта накладным зарядом BB или ударом пластин из дюралюминия, ускоренными взрывом до 2.4-5.0 км/с (толщина ударников от 10 до 5 мм). Для регистрации входного давления и времени пробега слоя эмульсии ударной волной использовались манганиновые датчики. В отдельных опытах при помощи манганинового датчика и лазерного интерферометра Visar регистрировались входное давление и профиль массовой скорости на границе 10-мм слой эмульсии / плексиглас.

В широком диапазоне давлений 0.5 – 35 ГПа получена ударная адиабата AC/HC эмульсии. Результаты в координатах волновая  $(U_s)$  – массовая  $(U_p)$  скорость (рис. 1) одинаково хорошо приближаются и линейной  $U_s = 2.02(\pm 0.13) + 1.74(\pm 0.06) \cdot U_p$ , и обобщенными ударными адиабатами для жидкостей [1, 2] при измеренной скорости звука при нормальных условиях  $C_0 = 1.85 \pm 0.05$  км/с. Сравнение с данными для AC и AC/Перхлорат

Натрия эмульсий [3, 4] показывает, что небольшие вариации в составе и дисперсности эмульсионной матрицы слабо влияют на положение ударной адиабаты в координатах  $(U_s - U_p)$ .

Знание УА позволяет построить уравнения состояния (УРС) и оценить ударную температуру в предположении, что эмульсия в исследованном диапазоне давлений ведет себя как инертное вещество. Использовались две модели: 1) УРС на основе уравнения Тэта и калорического уравнения с постоянной теплоемкостью; 2) термодинамически согласованный УРС на основе свободной энергии Гельмгольца и соотношения Мурнагана, применяемый для расчета ударных адиабат взрывчатых веществ от PBX-9404 до компонент простейшего ANFO [5-7]. Оба подхода позволяют определить параметры моделей путем сравнения экспериментальной и расчетной ударных адиабат, оценить температуру непористой и пористой эмульсии (рис. 1, 2). Расчетные значения температур являются ориентиром при анализе вопросов, связанных с разложением эмульсии за фронтом ударной волны.



Рис. 1. Ударная адиабата АС/НС эмульсии. кривые – расчет для АС/НС эмульсии; маркеры – эксперимент.

**Рис. 2.** Расчеты температуры детонации и ударного сжатия AC/HC эмульсии. *I* – AC/HC [8], *2* – AC [9]; *3* – параметры химпика [9], *4* – настоящая работа.

Результаты расчета температуры ударно-сжатой эмульсии не противоречат оценкам температуры детонации для ЭмВВ на основе AC/HC эмульсии [8]. Температуры 1500 – 2100 К, характерные для детонации ЭмВВ, в эмульсии достигаются при ударном давлении 28 ГПа и более. Таким образом, взрывоподобное превращение AC/HC эмульсии за время около 1 мкс (характерное время реакции для ЭмВВ) можно ожидать при давлении около 25 ГПа и более, при котором температура разогрева эмульсии порядка расчетного значения 1300 К в «химическом пике» при детонации эмульсионной матрицы [9].

На временных профилях давления P(t), которые регистрирует датчик на границе входной экран / эмульсия, появляется подъем давления на 1.5-4 ГПа с задержкой 0.3-0.6 мкс при давлении 17-18 ГПа и более (рис. 3), указывающий на частичное экзотермическое

разложение AC/HC эмульсии (возможно, по механизму вырожденного теплового взрыва). Подъем давления на фронте сигнала, регистрируемый в течение 0.1-0.2 мкс, связан с циркуляцией ударной волны по изоляции манганинового датчика толщиной 150-300 мкм.

В экспериментах с лазерным интерферометром при входном давлении 13.3-15.3 ГПа подъем скорости на контактной границе слой AC (или AC/HC) эмульсии / плексиглас не зарегистрирован (рис. 4). Давление на контактной границе – 11-11.5 ГПа. В этих опытах постоянная интерферометра составляла 1934 м/с/(на полосу). Использовалась свежая эмульсия: прошло менее суток от её изготовления до подрыва. Обе эмульсии ведут себя как инертные вещества.

Известны эффекты, имеющие отношение к обсуждаемым вопросам: при меньшем входном давлении 11.3-13.5 ГПа наблюдались торможение контактной границы входной экран / эмульсия для АС и АС/ПН эмульсий [3] и 1.5-кратное увеличение скорости движения границы эмульсия / «водяное окно» для АС эмульсии [4, 10]. Причины несоответствия вышеупомянутых и наших результатов по инициированию экзотермической реакции в эмульсии без пор не ясны. Возможное объяснение: в цитируемых работах при изготовлении эмульсии в неё подмешивалось небольшое количество воздуха, который мог играть роль сенсибилизатора и определять (за счет диффузии газа наружу) ограниченный срок восприимчивости эмульсии к ударной волне.



Рис. 3. Временные профили P(t) в опытах с плоскими ударниками ( $\Delta \approx 5$  мм). АС эмульсия, входное давление (снизу вверх) 13, 18, 23,30 и 35 ГПа



**Рис. 4.** Профили скорости на границе раздела эмульсия / плексиглас.

 $1 - AC, 2 - AC/HC (\Delta \approx 10 \text{ мм});$  входное давление 13.3 и 15.3 ГПа соответственно

Таким образом, инициирование экзотермического превращения эмульсии за фронтом ударной волны за время 1 мкс и менее возможно, но при давлении около 20 ГПа и более. Вопросы, каковы количественные условия возбуждения реакции (величина давления, длительность импульса сжатия, ударная температура), и возможна ли детонация эмульсии без пор, остаются открытыми. Необходимо продолжение исследований.

Работа поддержана грантом РФФИ № 12-08-00092-а, программой Президиума РАН № 2.10 и частично грантом Президента РФ № НШ-247.2012.1.

#### ЛИТЕРАТУРА

- 1. Woolfolk R.W., Cowperthwaite M., Shaw R. A "Universal" Hugoniot for liquids // Thermochimica Acta, 1973, v.5, no. 4, 409-414.
- 2. И.М. Воскобойников, С.А. Душенок, А.А. Котомин. Критические диаметры детонации растворов бисфтординитроэтилформаля // Химическая физика, 1998, т. 17, № 11, 130-139.
- А.В. Ананьин, С.А. Колдунов. К исследованию детонационной способности матрицы эмульсионных ВВ // Труды межд. конф. IX Харитоновские тематические научные чтения, 12-16 марта 2007, Саров, 93-96.
- В.В. Лавров, С.А. Колесников, и др. Экспериментальное исследование ударной сжимаемости и структуры детонационных волн в эмульсионных ВВ // Труды Забабахинских научных чтений – 2012, Снежинск, <u>http://www.vniitf.ru/</u>, файл 2-35.pdf.
- 5. S.A. Sheffield, D.E. Mitchell, and D.B. Hayes. The equation of state and chemical kinetics for Hexanitrostilbene (HNS) explosive // Sixth Symposium (Intern.) on Detonation, August 24-27, 1976, 748.
- D.L. Robbins, S.A. Sheffield, et al. Equation of state of ammonium nitrate // Shock Compression in Condensed Matter – 2009, 552-555.
- D.L. Robbins, S.A. Sheffield, et al. Huqoniot and properties of diesel fuel used in ANFO // Shock Compression in Condensed Matter – 2011, 828-831.
- 8. Yoshida M., Iida M., et al. Detonation behavior of emulsion explosives containing glass microballoons // Proc. 8<sup>th</sup> Symposium (International) on Detonation. 1985, 171-177.
- 9. Lee J., Sandstrom F.W., et al. Detonation and shock initiation properties of emulsion explosives // Proc. 9<sup>th</sup> Intern. Detonation Symposium. 1989, 263-271.
- 10. A.V. Utkin, V.V. Lavrov, V.M. Mochalova. Experimental determination of detonation parameters of explosives based on ammonium nitrate // Shock Compression of Condensed Matter 2011, 205-208.
- 11. Cooper J., Leiper A.G., Neilson W.G. Molecular and microscopic structural effects in the detonation of fluid explosives // Proc. 12<sup>th</sup> Intern. Detonation Symposium. 2002.

## ВЛИЯНИЕ СВОЙСТВ МОЛЕКУЛ НА УДАРНУЮ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ НИТРОТРИАЗОЛОВ<sup>\*</sup>

#### В.К. Голубев

Российский федеральный ядерный центр - ВНИИЭФ, Саров, Россия

Предпринималось большое число попыток связать молекулярные и иные свойства взрывчатых веществ (ВВ) с их ударной чувствительностью [1, 2]. Можно упомянуть некоторые из наиболее интересных работ, имеющих отношение к методам построения и анализа возможных взаимосвязей. При проведении подобного анализа используются различные структурные и физико-химические свойства молекул рассматриваемых ВВ. В работах [3, 4] для кислородный баланс. этой цели был использован Было показано, что для полинитроалифатических и полинитроароматических ВВ проявляются статистически значимые линейные зависимости между логарифмом высоты груза, соответствующей 50% вероятности возбуждения взрыва ( $H_{50}$ ), и величиной кислородного баланса. Для полинитроалифатических

<sup>&</sup>lt;sup>\*</sup> Influence of Molecular Properties on Impact Sensitivity of Nitrotriazoles, V.K.Golubev, Russian Federal Nuclear Center – VNIIEF, Sarov, Russia

ВВ было получено, что при сопоставимом кислородном балансе соединения, содержащие хотя бы одну N-нитро связь, являются более чувствительными, по сравнению с соединениями, содержащими только C-нитро связи. Кроме того, было отмечено, что полинитроароматические BB, содержащие α C-H связь, являются более чувствительными по сравнению с BB, не имеющими такой связи. В работе [5] было указано, что выявленная ранее корреляция между ударной чувствительностью и кислородным балансом является достаточно убедительной, когда класс рассматриваемых полинитроароматических BB жестко ограничен веществами, содержащими только нитро-, амино- или фуроксановые функциональные группы. Однако когда в рассмотрение включаются соединения с другими функциональными группами, эта корреляция становится уже не столь хороша. В качестве основного параметра, определяющего ударную чувствительность, было предложено использовать энергию разрыва наиболее слабой связи в молекуле. Недостаточность использования только кислородного баланса подтверждают и результаты работы [6], в которой были собраны и проанализированы результаты по ударной чувствительности 258 ВВ различных классов.

В качестве определяющих ударную чувствительность ВВ свойств использовались величины зарядов на нитрогруппах [7, 8]. В частности, в работе [8] было получено, что электрические заряды на нитрогруппах, рассчитанные для различных нитросоединений с использованием метода теории функционала плотности (DFT), лучше коррелируют со значениями ударной чувствительности, чем такие параметры как длина R-нитро связи, молекулярный электростатический потенциал в средней точке слабой связи и кислородный баланс. Электростатические потенциалы для изоповерхностей электронной плотности большого числа молекул ВВ, определенные с использованием квантово-механических методов расчета, были проанализированы в работе [9] с целью идентифицировать молекулярные свойства, характеризующие ударную чувствительность. Были разработаны несколько моделей для предсказания ударной чувствительности BB с использованием значений электростатического потенциала и статистических параметров поверхностей этих потенциалов.

Большое число исследований связано с изучением возможностей связать ударную чувствительность с энергией диссоциации нитрогрупп в молекулах ВВ. Подобные расчеты определения энергии диссоциации наиболее слабой R-нитро связи проводятся в основном с использованием DFT метода. В работе [10] с ударной чувствительностью соотносилось отношение прочности наиболее слабой связи к энергии разложения BB, в работе [11] – отношение энергии диссоциации связи к полной энергии молекулы. В работах [12, 13] энергия диссоциации нитрогрупп использовалась непосредственно, а в работе [14] в совокупности со значением ширины запрещённой энергетической зоны. Электронные структуры большого числа молекул различных взрывчатых веществ были рассчитаны автором в работах [15-18] с использованием DFT метода. Ставилась задача определения влияния на энергию диссоциации нитрогрупп различных структурных факторов, которые могут оказать опосредованное влияние

на чувствительность BB. В то же время большой объем данных по другим энергетическим и физико-химическим свойствам молекул, необходимым для последующего анализа, был получен при проведении этих расчетов.

Рассматривались возможности связать ударную чувствительность ВВ и с другими физикохимическими свойствами. Например, в работе [19] для ряда полинитросоединений была отмечена взаимосвязь ударной чувствительности с теплотой плавления. В работе [20] на основании расчетов молекул нескольких ВВ были построены соотношения между ударной чувствительностью и такими молекулярными свойствами, как энергии верхней заполненной (HOMO) и нижней незаполненной (LUMO) молекулярных орбиталей, электростатическим потенциалом в средней точке слабой связи, потенциалом ионизации, дипольным моментом и полной энергией молекулы. В работе [21] для нескольких полинитробензолов рассматривались некоторые топологические свойства молекул, а также количество определенных замещающих групп.

Простой, но интересный подход к предсказанию ударной чувствительности молекул разнообразных взрывчатых веществ был предложен в работе [22]. Для корреляции было использовано простое линейное соотношение, связывающее ударную чувствительность нескольких групп  $C_a H_b N_c O_d$  взрывчатых веществ, по сути, только с их элементным составом, то есть с коэффициентами а, b, c, d их химических формул. Предсказанные ударные чувствительности для рассмотренных в работе [9] 46 взрывчатых веществ имели среднеквадратичное отклонение от экспериментальных значений s = 24 см, что превосходило по точности результаты, полученные при использовании пяти рассмотренных в работе [9] квантово-механических моделей. Ударные чувствительности для 58 полинитроалифатических и связанных с ними взрывчатых веществ также были рассчитаны с помощью этого метода и дали значение s = 40 см. Этот подход в виде, несколько усовершенствованном за счет введения двух дополнительных определяющих параметров (количества -CNC- и -CNNC- компонентов в структуре молекулы), был использован в работе [23] для выявления тенденции влияния структуры молекул гетероциклических нитросоединений на ударную чувствительность ВВ. Данные по ударной чувствительности 69 рассмотренных ВВ на основе нитропиридинов, нитроимидазолов, нитропиразолов, нитрофуразанов, нитротриазолов и нитропиримидинов были взяты из работы [6]. Среднеквадратичное отклонение s = 58 см было получено для всей совокупности этих веществ. Введение в работе [24] дополнительных определяющих параметров позволило снизить значение *s* для этой совокупности ВВ до 36 см, однако такой разброс все равно не позволяет использовать результаты корреляции для практических целей.

В работе [25] для построения зависимостей ударной чувствительности от свойств молекул был использован комбинированный метод, использующий предложенный в работе [22] подход и результаты выполненных квантово-химических расчетов с использованием DFT метода на уровне теории B3LYP/6-31+G(d). Рассматривались 36 ароматических нитросоединений,

содержащих различные замещающие группы. Четыре рассчитанных характеристики молекул, такие как энергия диссоциации наиболее слабой С-нитро связи, ширина HOMO-LUMO запрещенной энергетической зоны, длина наиболее слабой С-нитро связи и электрический заряд Мулликена на наиболее слабо закрепленной нитрогруппе были использованы в качестве определяющих ударную чувствительность параметров наряду с параметрами, определяющими элементный состав и массу молекул. Корреляционные зависимости для связи ударной чувствительности с указанными параметрами были построены с использованием метода множественного регрессионного анализа. Используемый комбинированный подход дал возможность значительно снизить разброс экспериментальных данных по ударной чувствительности относительно выбранных регрессионных зависимостей для относительно небольших групп подобных молекул. Во внимание брались только зависимости со значением *s* в пределах 10 см, что позволяет использовать их для оценок ударной чувствительности подобных ВВ, для которых отсутствуют экспериментальные результаты. В работе [26] подобные результаты были получены также для относительно небольшого базисного набора 3-21G. Этот набор является существенно меньшим по своему размеру и функциональным возможностям, чем используемый ранее набор 6-31+G(d), однако предполагалось, что для получения сравнительных данных он может дать значительный выигрыш во времени счета без серьезной потери точности. Это предположение было полностью подтверждено результатами работы [26].

В настоящее время автором проводится работа по определению влияния свойств молекул гетероциклических нитросоединений на ударную чувствительность ВВ, экспериментальные результаты для которых приведены в работе [6], а обработка на основе эмпирического подхода выполнялась в работах [23, 34]. В связи с большим объемом данных основные расчеты проводятся с использованием базисного набора 3-21G, а для дополнительных проверочных расчетов используется базисный набор 6-31+G(d). Расчеты проводятся по программе Gaussian 03 [27]. Поправки на энергию нулевых колебаний принимаются во внимание для всех стационарных и переходных состояний молекул. Для определения энергетических барьеров первичных реакций разложения определяются необходимые переходные состояния и строятся кривые потенциальной энергии при растяжении наиболее слабых связей в молекуле. В данной работе приводятся результаты, полученные для ВВ на основе 1,2,3-триазола и 1,2,4-триазола. Свойства различных нитротриазолов, достаточно хорошо изучены и приведены в работах [28, 29], что позволяет выбирать структуры молекул для расчета их свойств в газовой фазе. Основной задачей данной работы и последующих работ по чувствительности других гетероцикличесих нитросоединений является не выявление или подтверждение общих тенденций, характеризуемых значительным разбросом данных, а поиск достаточно простого подхода, позволяющего делать корректные оценки чувствительности нитросоединений, для которых отсутствуют экспериментальные данные по ударной чувствительности.

В табл. 1, 2 представлены результаты по ударной чувствительности нитросоединений триазола из работы [6] и рассчитанные значения электронной энергии E<sub>e</sub> и энергии нулевых колебаний E<sub>0</sub>, сумма которых определяет полную энергию молекулы E<sub>t</sub>. Оптимизированная структура всех молекул показана на рис. 1, 2, причем нумерация здесь совпадает с нумерацией молекул в таблицах. Следует отметить, что многие молекулы имеют по несколько конформеров с близкими значения полной энергии. В этом случае для рассмотрения брались структуры, имеющие минимальную энергию. Экспериментальные результаты указывают на более высокую стабильность нитросоединений 1,2,4-триазола, а также на существенные в ряде случаев различия в значениях ударной чувствительности для изомеров одного и того же соединения. Следовательно, ведущую роль в определении чувствительности рассматриваемых соединений должны играть не входящие в состав молекул нитрогруппы, а триазольные группы, имеющие различную структуру. Это также отмечается в работе [30], в которой в которой рассматриваются две пары изомеров, таких как 1-пикрил-1,2,3-триазол, 2-пикрил-1,2,3-триазол 4-нитро-1-пикрил-1,2,3-триазол, 4-нитро-2-пикрил-1,2,3-триазол. Эти И изомеры, отличающиеся только структурой триазольных групп, проявляют чрезвычайно высокое различие в значениях ударной чувствительности, как например 10 и 200 см для 1- пикрил-1,2,3триазола и 2-пикрил-1,2,3-триазола.

**Таблица 1.** Ударная чувствительность нитросоединений 1,2,3-триазола и энергетические характеристики молекул.

№	Нитросоединение 1,2,3-триазола	Формула	$H_{50}$	$E_{e}$	$E_0$
			MM	Хартр	ои
1	4-Нитро-1,2,3-триазол	$C_2H_2N_4O_2$	25	-444.1949	0.0598
2	Аммоний-4-нитро-1,2,3-триазол	$C_2H_5N_5O_2$	235	-500.4473	0.0968
3	4-Нитро-1-пикрил-1,2,3-триазол	$C_8H_3N_7O_8$	9	-1283.9515	0.1417
4	1-(3',5'-Динитрофенил)-4-нитро-1,2,3-триазол	$C_8H_4N_6O_6$	56	-1080.6466	0.1420
5	1-(3',4'-Динитрофенил)-4-нитро-1,2,3-триазол	$C_8H_4N_6O_6$	51	-1080.6256	0.1416
6	1-Пикрил-1,2,3-триазол	$C_8H_4N_6O_6$	10	-1080.6262	0.1410
7	2-Пикрил-1,2,3-триазол	$C_8H_4N_6O_6$	200	-1080.6304	0.1420
8	1-(3'-Амино-2',4',6'-тринитрофенил)-1,2,3-триазол	$C_8H_5N_7O_6$	31	-1135.7014	0.1589
9	4-Пикриламино-1,2,3-триазол	$C_8H_5N_7O_6$	103	-1135.7108	0.1599
10	4,6-Динитро-1-пикрилбензотриазол	$C_{12}H_4N_8O_{10}$	40	-1640.0920	0.1903
11	5,6-Динитро-1-пикрилбензотриазол	$C_{12}H_4N_8O_{10}$	35	-1640.0791	0.1899
12	1-Пикрил-4-пикриламино-1,2,3-триазол	$C_{14}H_6N_{10}O_{12}$	35	-1975.4720	0.2425
13	2,6-Дипикрилбензо-[1,2-d:4,5-d']-бистриазол-4,8-				
	дион	$C_{18}H_4N_{12}O_{14}$	95	-2384.2638	0.2621
14	1,7-Дипикрилбензо-[1,2-d:4,5-d']-бистриазол	C <sub>18</sub> H <sub>6</sub> N <sub>12</sub> O <sub>12</sub>	38	-2235.8808	0.2752
15	1,5-Дипикрилбензо-[1,2-d:4,5-d']-бистриазол	$C_{18}H_6N_{12}O_{12}$	40	-2235.8783	0.2754

Для выяснения влияния структуры триазольной группы на чувствительность рассматриваемых нитросоединений были проведены расчеты для всех изомеров триазола. Оптимизированная структура молекул 1,2,3-триазола и 1,2,4-триазола, каждая в виде двух (*a* и *b*) изомеров, показана на рис. 3. Энергии молекул и некоторые их геометрические характеристики, рассчитанные с использованием базисного набора 3-21G, приведены в табл. 3.



**Таблица 2.** Ударная чувствительность нитросоединений 1,2,4-триазола и энергетические характеристики молекул.

No	Нитросоединение 1,2,4-триазола	Формула	$H_{50}$	$E_{e}$	$E_0$
_			MM	Хартри	
1	3-Нитро-1,2,4-триазол	$C_2H_2N_4O_2$	>320	-444.2117	0.0598
2	3-Нитро -1,2,4-триазол-5-один	$C_2H_2N_4O_3$	291	-519.0499	0.0648
3	Аммоний-3-нитро-1,2,4-триазолат	$C_2H_5N_5O_2$	>320	-500.4612	0.0961
4	Аммоний-3,5-динитро-1,2,4-триазолат	$C_2H_4N_6O_4$	110	-703.8108	0.0965
5	4-Метил-3,5-динитро-1,2,4-триазол	$C_3H_3N_5O_4$	155	-686.6260	0.0883
6	5,5'-Динитро-3,3'-би-1,2,4-триазол	$C_4H_2N_8O_4$	153	-887.2442	0.1000
7	4-(2-Нитроэтил)-3,5-динитро-1,2,4-триазол	$C_4H_4N_6O_6$	35	-929.0607	0.1186
8	3-Нитро-1-пикрил-1,2,4-триазол	$C_8H_3N_7O_8$	68	-1283.9716	0.1427
9	1-Пикрил-1,2,4-триазол	$C_8H_4N_6O_6$	>320	-1080.6522	0.1421
10	3-Пикриламино-1,2,4-триазол	$C_8H_5N_7O_6$	>320	-1135.7430	0.1610
11	4 Пикриламино-1,2,4-триазол	$C_8H_5N_7O_6$	314	-1135.6753	0.1587
12	3-Амино-5-пикриламино-1,2,4-триазол	$C_8H_6N_8O_6$	230	-1190.7965	0.1771
13	4-(2,4-Динитробензил)-3,5-динитро-1,2,4-триазол	$C_9H_5N_7O_8$	96	-1323.0802	0.1725
14	4-(4-Нитробензил)-3,5-динитро-1,2,4-триазол	$C_9H_6N_6O_6$	>320	-1119.7525	0.1720
15	2- Пикрил-3-пикриламино-1,2,4-триазол	$C_{14}H_6N_{10}O_{17}$	>320	-1975.5045	0.2439
16	3,5-Биспикриламино-1,2,4-триазол	$C_{14}H_7N_{11}O_{12}$	240	-2030.5794	0.2616
17	<i>N</i> , <i>N</i> '-Дипикрил-5,5'-динитро-3,3'-би-1,2,4-триазол	$C_{16}H_4N_{14}O_{16}$	138	-2566.7679	0.2659
18	5,5'-Биспикриламино-3,3'-би-1,2,4-триазол	$C_{16}H_8N_{14}O_{12}$	>320	-2270.2937	0.3014

Аналогичные расчеты выполнялись и с использованием базисного набора 6-31+G(d). Влияние базисного набора на значения энергетической и геометрической характеристик молекул триазола показано на рис. 4, где нумерация молекул соответствует нумерации в табл. 3. В качестве энергетической характеристики  $\Delta E$  используется превышение электронной энергии молекулы над энергией наиболее стабильной конфигурации (1,2,4-триазол *a*), а в качестве геометрической характеристики  $\Delta L$  используется превышение периметра триазольного кольца над его значением для наиболее стабильной конфигурации. Значения  $E_e$  и L для конфигурации 1,2,4-триазол *a* при использовании наборов 3-21G и 6-31+G(d) составляют -240.8879, -242.2618 Хартри и 6.8447, 6.7233 Å. Кривые потенциальной энергии при растяжении связи N<sub>4</sub>-N<sub>6</sub> в молекуле 1,2,3-триазола и связи N<sub>5</sub>-N<sub>8</sub> в молекуле 1,2,4-триазола приведены на рис. 5. Видно, что молекула 1,2,3-триазола в целом является менее стабильной, по сравнению с молекулой 1,2,4-триазола, и, что самое главное, в изомере 1,2,3-триазол *a* связь N<sub>4</sub>-N<sub>6</sub> является чрезвычайно слабой. Значение энергетического барьера для ее разрыва составляет 26.68 ккал/моль, а энергия диссоциации – 22.70 ккал/моль.



Рис. 2. Молекулы нитросоединений 1,2,4-триазола.

Приведем результаты расчетов для молекул 1-пикрил-1,2,3-триазол и 2-пикрил-1,2,3триазол. Для этих молекул длины наиболее слабых С-нитро связей равнялись 1.4960 и 1.4006 Å, а энергии диссоциации этих связей составляли 58.60 и 60.23 ккал/моль. Кривые потенциальной энергии при растяжении N-N связей в указанных молекулах приведены на рис. 6. Энергетические барьеры для разрыва этих связей составляют соответственно 10.05 и 65.69 ккал/моль, а энергии диссоциации – 3.71 и 33.42 ккал/моль.



Рис. 3. Молекулы 1,2,3-триазола (слева) и 1,2,4-триазола (справа).

Таблица 3. Энергетические и геометрические характеристики молекул триазола.

No	Триазол	Ee	$E_0$	N <sub>4</sub> -N <sub>5</sub>	N <sub>4</sub> -N <sub>6</sub>	N <sub>5</sub> -C <sub>8</sub>	$\angle N_5$ -N <sub>4</sub> -N <sub>6</sub>
	Хартри				Å		градус
1	1,2,3 <i>a</i>	-240.8621	0.0579	1.3430	1.4201	1.3851	105.292
2	1,2,3 <i>b</i>	-240.8675	0.0590	1.3796	1.3796	1.3506	115.451
				N <sub>5</sub> -N <sub>8</sub>	$N_6-C_4$	$N_6-C_7$	∠C <sub>4</sub> -N <sub>5</sub> -N <sub>8</sub>
3	1,2,4 <i>a</i>	-240.8879	0.0588	1.4146	1.3357	1.3885	109.934
4	1,2,4 <i>a</i>	-240.8811	0.0583	1.4674	1.3853	1.3853	106.068



**Рис. 4.** Различия в электронной энергии (слева) молекул триазола и в периметре триазольного кольца (справа) для различных изомеров молекулы триазола при использовании базисных наборов 3-21G (ромб) и 6-31+G(d) (квадрат).



**Рис. 5.** Кривые потенциальной энергии при растяжении связи N<sub>4</sub>-N<sub>6</sub> в молекулах 1,2,3-триазола (слева) и связи N<sub>5</sub>-N<sub>8</sub> в молекулах 1,2,4-триазола (справа) для изомеров *a* (ромб) и *b* (квадрат).

Аналогичные расчеты были выполнены для всех рассмотренных молекул нитротриазолов. Были определены энергетические барьеры разрыва наиболее слабых связей всех молекул, будь то C-нитро или N-N связи. В результате анализа совокупности всех полученных таким образом результатов проявляется достаточно аккуратная тенденция влияния этой характеристики на ударную чувствительность изучаемых BB. Использование же предложенного в работе [25] комбинированного метода позволило получить приемлемую для практических оценок корреляционную зависимость, связывающую ударную чувствительность с элементным составом, молекулярной массой и энергией разрыва наиболее слабой связи молекулы.



**Рис. 6.** Кривые потенциальной энергии при растяжении связи N<sub>16</sub>-N<sub>18</sub> в молекуле 1-пикрил-1,2,3-триазола (ромб) и связи N<sub>1</sub>-N<sub>2</sub> в молекулах 2-пикрил-1,2,3-триазола (квадрат) и вид молекул при растяжении, предшествующем необратимому разрыву связей.

#### ЛИТЕРАТУРА

- 1. Politzer P.A., Murray J.S. Sensitivity correlations. *Energetic Materials. Part 2. Detonation, Combustion. Theoretical and Computational Chemistry*. Vol. 13. Amsterdam: Elsevier B.V., 2003. P. 5-23.
- 2. Zeman S. Sensitivities of high energy compounds. *High Energy Density Materials. Structure and Bonding.* Vol. 125. Berlin: Springer-Verlag, 2007. P. 195-271.
- 3. Kamlet M.J. The relationship of impact sensitivity with structure of organic high explosives. I. Polynitroaliphatic explosives, in proc. *6th Int. Detonation Symp.* Coronado CA, 1976. P. 312-322.
- 4. Kamlet M.J., Adolph H.G. The relationship of impact sensitivity with structure of organic high explosives. II. Polynitroaromatic explosives. *Propellants Explos.* 1979. Vol. 4, No. 2. P. 30-34.
- 5. Bliss D.E., Christian S.L., Wilson W.S. Impact sensitivity of polynitroaromatics. J. Energ. Mater. 1991. Vol. 9, No. 4. P. 319-348.
- 6. Storm C.B., Stine J.R., Kramer J.F. Sensitivity Relationships in Energetic Materials. *Chemistry and Physics of Energetic Materials*. Dordrecht: Kluwer Academic Publishers, 1990. P. 605-639.
- 7. Mullay J. Relationships between impact sensitivity and molecular electronic structure. *Propellants, Explos., Pyrotech.* 1987. Vol. 12, No. 4. P. 121-124.
- Zhang C., Shu Y., Huang Y., Wang X. Theoretical investigation of the relationship between impact sensitivity and the charges of the nitro group in nitro compounds. *J. Energ. Mater.* 2005. Vol. 23, No. 2. P. 107-119.
- 9. B.M. Rice, J.J. Hare, A quantum mechanical investigation of the relation between impact sensitivity and the charge distribution in energetic molecules, *J. Phys. Chem. A*, 106(9), p. 1770–1783, 2002.
- 10. Wu C.J., Fried L.E. First-principles study of high explosive decomposition energetics. *Proc. 11th Int. Detonation Symp.* Snowmass, Colorado, 1998. P. 490-497.

- 11. Song X.S., Cheng X.L., Yang X.D., He B. Relationship between the bond dissociation energies and impact sensitivities of some nitro-explosives. *Propellants, Explos., Pyrotech.* 2006. Vol. 31, No. 4. P. 306-310.
- Rice B.M., Sahu S., Owens F.J. Density functional calculations of bond dissociation energies for NO<sub>2</sub> scission in some nitroaromatic molecules *J. Molec. Struct. (THEOCHEM).* 2002. Vol. 58, Nos 1-3. P. 69-72.
- 13. Li J. Relationships for the impact sensitivities of energetic C-nitro compounds based on bond dissociation energy. J. Phys. Chem. B. 2010. Vol. 114, No. 6. P. 2198-2202.
- 14. Zhang H., Cheung F., Zhao F., Cheng X.-L. Band gaps and the possible effect on impact sensitivity for some nitro aromatic explosive materials. *Int. J. Quantum Chem.* 2009. Vol. 109, No. 7. P. 1547-1552.
- 15. Голубев В.К. Влияние количества и положения нитрогрупп в молекулах нескольких нитросоединений на энергии диссоциации C-NO<sub>2</sub>, N-NO<sub>2</sub> и O-NO<sub>2</sub> связей. *Тез. докл. межсд. конф. "IX Забабахинские научные чтения"*. Снежинск: РФЯЦ-ВНИИТФ, 2007. С. 94-95.
- Golubev V.K. Bond dissociation energies for nitro group scission in molecules of various classes of explosives. *Proc. 11th Int. Seminar "New Trends in Research of Energetic Materials"*. Pardubice: University of Pardubice, 2008. P. 551-563.
- 17. Golubev V.K. Influence of various factors on dissociation energy of nitro group bonds in molecules of energetic nitro compounds. *Abstr. 7th Int. Meeting "New Models and Hydrocodes for Shock Waves Prosesses in Condensed Matter"*. Estoril: ADAI, 2008. P. 154-155.
- Golubev V.K. Influence of structural factors on dissociation energy of nitro group bonds in molecules of various classes of nitro compounds. *Abstr. Int. Conf. "Shock Waves in Condensed Matter"*. Novgorod: Novgorod University, 2010. P. 132-135.
- Zeman S., Krupka M. New aspects of impact reactivity of polynitro compounds, Part III. Impact sensitivity as a function of the intermolecular interactions. *Propellants, Explos., Pyrotech.* 2003. Vol. 28, No. 6. P. 301-307.
- 20. Badders N.R. Wei C. Aldeeb A.A. et al. Predicting the impact sensitivities of polynitro compounds using quantum chemical descriptors. *J. Energ. Mater.* 2006. Vol. 24, No. 1. P 17-33.
- 21. Türker L. Structure-impact sensitivity relation of certain explosive compounds. *J. Energ. Mater.* 2009. Vol. 27, No. 2. P. 94-109.
- 22. Keshavarz M.H., Pouretedal H.R. Simple empirical method for prediction of impact sensitivity of selected class of explosives. *J. Hazard. Mater.* A. 2005. Vol 124. P. 27-33.
- 23. Keshavarz M.H., Pouretedal H.R., Semnani A. Novel correlation for predicting impact sensitivity of nitroheterocyclic energetic molecules. J. Hazard. Mater. 2007. Vol. 141. P. 803-807.
- 24. Keshavarz M.H., Zali A., Shokrolahi A. A simple approach for predicting impact sensitivity of polynitroheteroarenes. J. Hazard. Mater. 2009. Vol. 166. P. 1115–1119.
- 25. Golubev V.K. Influence of structural and energetic factors on impact sensitivity of aromatic nitro compounds. *Proc. 14th Int. Seminar "New Trends in Research of Energetic Materials"*. Pardubice: University of Pardubice, 2011. P. 194-203.
- 26. Голубев В.К. Влияние структурных и физико-химических свойств молекул на чувствительность взрывчатых веществ к ударному воздействию. Сборник докладов VII научной конференции Волжского регионального центра РАРАН "Современные методы проектирования и отработки ракетно-артиллерийского вооружения". Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2012. В печати.
- 27. Frisch M.J., Trucks G.W., Schlegel H.B. et al. Gaussian 03, Revision C.02. Wallingford: Gaussian Inc., 2004.
- Agrawal J.P., Hodgson R.D. Organic Chemistry of Explosives. Chichester: John Wiley & Sons Ltd, 2007. 384 p.
- 29. Larina L., Lopyrev V. Nitroazoles: Synthesis, Structure and Applications. New York: Springer, 2009. 441 p.
- 30. Storm C.B., Ryan R.R., Ritchie J.P. et al. Structural basis of the impact sensitivities of 1-picryl-1,2,3-triazole, 2-picryl-1,2,3-triazole, 4-nitro-1-picryl-1,2,3-triazole, and 4-nitro-2-picryl-1,2,3-triazole. J. Phys. Chem. 1989. Vol. 93, No. 2. P. 1000-1007.

# К ОПРЕДЕЛЕНИЮ УГЛОВ РАЗЛЕТА ГРУППЫ ТЕЛ ПРИ ВЗРЫВНОМ МЕТАНИИ $^{\ddagger}$

#### И.В. Марков

МГТУ им. Н.Э.Баумана, Москва

При решении задач метания группы тел распределение углов разлета и скорости элементов являются основными характеристиками, которые требуется получить. Постановка задачи в полноценном виде сопряжена с определенными трудностями – необходимо задать геометрию, положение каждого элемента, определить начальные и граничные условия, причем в процессе счета необходимо учитывать динамические граничные условия при взаимодействии элементов друг с другом. Для этого требуются либо специализированные гидрокоды с возможностью решения задачи взаимодействия сеток друг с другом, либо универсальные пакеты. Поэтому часто группу тел заменяют пластиной, выполненной из того же материала, с массой равной массе всех тел. Основным допущением в данном случае является представление об идентичном наборе скорости пластиной и группой тел. На примере двумерной задачи метания группы тел покажем основные отличия в ее решении указанными способами и ограничения второго подхода.

В качестве инструмента для решения такого рода задач воспользуемся пакетом ANSYS Autodyn. Метающий заряд и область пространства вокруг изделия задается в Эйлеровой сетке. Пластина может задаваться либо в Эйлеровой постановке (с целью ускорения времени счета), либо в Лагранжевой; отдельные тела в группе задаются каждый своей Лагранжевой сеткой (рис. 1).

Уравнения состояния для материалов тел (замещаемой пластины) и корпуса – ударные адиабаты. Атмосфера задается объемом воздуха, описываемого уравнением идеального газа. Для продуктов реакции принимается уравнение состояния JWL. Используется модель прочности Джонсона-Кука для материала пластины. Форма заряда – прямоугольная. Количество ячеек выбиралось из условия не менее 15 шт. на толщину пластины. В эйлеровой области размер ячейки в два раза меньше ячейки в лагранжевых областях.

Интегрально, конечно, задачи похожи, и, введя поправку на прорыв продуктов реакции (ПР), который снижает предельную скорость метания в случае раздельных элементов [1], можно рассчитать среднюю скорость потока, но теряется информация о характере полета элементов с краевых зон.

В волнах разгрузки, движущихся от края блока в сторону центра к плоскости симметрии, материал приобретает скорость, направленную поперек основного направления метания. Элементы, расположенные ближе к краю блока, набирают такую скорость быстрее,

<sup>&</sup>lt;sup>‡</sup> On assessing flight divergence angles for an explosively driven group of objects

I.Markov. Bauman Moscow State Technical University, Moscow, Russia

чем соседи в центре и между такими телами раскрывается зазор, в который устремляются продукты реакции. Это новое течение перераспределяет давление на метаемых телах.



Рисунок 1 – Постановка задачи.

Пластина обладает сплошностью и прочностью на разрыв, поэтому после первичных пробегов волн сжатия-разряжения, скорости по пластине устанавливаются в соответствии с некоторым распределением относительно средней скорости пластины: в центре частицы движутся быстрее, на краях – медленнее; пластина изгибается. К тому же компоненты скорости, перпендикулярные к основному направлению движения пластины, релаксируют со временем (рис. 2- а) до уровня определяемого импульсом, переданного пластине в направлении рассматриваемой оси (при инициировании в центре сечения он равен нулю). В то время как элементы набрали свои скорости по обеим компонентам, пластина начитает выравнивать  $V_y$  краевых областей. Однозначно нельзя указать момент времени годный для «снятия» поля скоростей в пластине.

Таким образом получается, что замена группы тел сплошной пластиной не может адекватно решить проблему получения начальных углов разлета элементов. Задача группового метания требует особой тщательности при постановке и в ходе решения предъявляет повышенные требования к алгоритмам взаимодействия разнородных (Эйлер-Лагранж) и однородных сеток (Лагранж-Лагранж).

#### Литература

1. Физика взрыва // Под ред. Л.П. Орленко. – Изд. 3-е, испр. – В 2т. Т.2 – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2004. 656 с.



а



б

**Рисунок 2** – Изменение углов разлета элементов во времени: *a*) – для пластины; *б*) – для группы тел.

# Влияние параметров структуры заряда ВВ и системы инициирования на метание пластинки

## А.В. Петюков, А.О. Мазуркевич, С.Г. Андреев

#### Московский государственный технический университет им. Н.Э.Баумана, Москва

Функционирование многих современных взрывных устройств зависит от сохранения целостности оболочек, метаемых взрывом. В то же время ряд экспериментов [1] показывает, что пластинка теряет регулярность формы и сплошность, не смотря на то, что плоская детонационная волна (ДВ) к моменту выхода на торец пластинки параллельна ему.

Существует предположение, что причиной этого эффекта являются локальные нарушения гладкости фронта, предваряющие появление окончательно гладкого детонационного фронта, выходящего на пластинку. Эти нарушения могут возникать спонтанно, вследствие неоднородности структуры заряда [1] или дискретности расположения точек или линий инициирования.

В настоящей работе делается попытка простейшими способами проанализировать влияние возможных неоднородностей течения продуктов детонации (ПД) на метание пластинки. Методом свободных лагранжевых точек [2] численно моделируется процесс метания плоской пластинки с торца цилиндрического заряда ВВ (рис.1). Неоднородности задавались флуктуациями плотности или набором линий инициирования на торце заряда.



Рис. 1 Схема постановки задачи.

Рассматривались два случая:

- 1. Заряд ВВ однородный по плотности, а инициирование осуществлялось по дискретным кольцевым линиям (на рис.1 отмечены ×).
- 2. В заряд ВВ вводились флуктуации плотности, путем создания тороидальных зон неоднородности, в которых плотность на 10% выше среднего уровня. При этом

инициирование осуществлялось по всей поверхности торца заряда (на рис.1 показана как «поверхность инициирования»).

В силу симметрии задача решалась в двумерной, осесимметричной постановке.

Система разрешающих уравнений в координатах *r-z* выглядит следующим образом:

• Уравнение неразрывности

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho \left( \frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{\partial v_z}{\partial z} + \frac{v_r}{r} \right) = 0$$

• Закон сохранения импульса

$$\rho \frac{dv_r}{dt} = \frac{\partial \sigma_{rr}}{\partial r} + \frac{\partial \sigma_{rz}}{\partial z} + \frac{\sigma_{rr} - \sigma_{zz}}{r}$$
$$\rho \frac{dv_z}{dt} = \frac{\partial \sigma_{zz}}{\partial z} + \frac{\partial \sigma_{rz}}{\partial r} + \frac{\sigma_{rz}}{r}$$

• Уравнения пластического течения Прантля-Рейса

$$\begin{split} \frac{dD_{\sigma_{rr}}}{dt} + \lambda D_{\sigma_{rr}} &= 2G\left(\dot{s}_{rr} + \frac{1}{3}\frac{\dot{\rho}}{\rho}\right) \\ \frac{dD_{\sigma_{rr}}}{dt} + \lambda D_{\sigma_{rr}} &= 2G\left(\dot{s}_{rr} + \frac{1}{3}\frac{\dot{\rho}}{\rho}\right) \\ \frac{dD_{\sigma_{rr}}}{dt} + \lambda D_{\sigma_{rr}} &= 2G\dot{s}_{rr} \\ \frac{dD_{\sigma_{rr}}}{dt} + \lambda D_{\sigma_{rr}} &= 2G\dot{s}_{rr} \\ \lambda &= \frac{3}{2\sigma_{r}}\frac{dA_{p}}{dt} \end{split}$$

• Кинематические соотношения

$$\dot{c}_{rr} = \frac{\partial v_r}{\partial r} \,_{1} \, \dot{c}_{rz} = \frac{\partial v_z}{\partial r} + \frac{\partial v_r}{\partial z} \,_{1} \, \dot{c}_{zz} = \frac{\partial v_z}{\partial z}$$

Для продуктов детонации (ПД) использовалось уравнение состояния в форме:

$$e = \frac{pv}{k-1'}$$

где e – удельная энергия, p – давление, v – удельный объем, k – показатель политропы, который отражает соотношение тепловой и упругой компонент давления. В работе рассматривалось два значения k: k=2(занижение упругой составляющей давления) и k=3(завышение упругой

составляющей давления). Также использовалась зависимость скорости детонации *D* от начальной плотности BB в виде [3]:

$$D(\rho_0) = D_* + M(\rho_0 - \rho_*),$$

где  $D_*, M, \rho_*$  - эмпирические константы.

В случае распространения плоского фронта ДВ, параметры во всех точках фронта принимались равными параметрам Чемпена-Жуге. При распространении тороидального фронта (инициирование по дискретным круговым линиям) скорость детонации считалась постоянной, а параметры состояния на фронте принимались равными параметрам детонации Чемпена-Жуге с плоским фронтом.

Следует заметить, что при анализе результатов необходимо учитывать зависимость между скоростью D, показателем политропы k и удельной теплотой Q, выделяющейся на поверхности Чемпена-Жуге:

$$Q = \frac{D^2}{2(k^2 - 1)} \quad (*)$$

В качестве материала пластинки была выбрана сталь, уравнение состояние которой задавалось в форме адиабаты Тэта:

$$p = A\left(\left[\frac{\rho}{\rho_0}\right]^m - 1\right),$$

где А и т - эмпирические константы.

Для описания пластического течения принималось условие Мизеса с последующим приведением напряжений на круг текучести:

$$D_{\sigma_{ff}}^{2} + D_{\sigma_{22}}^{2} + D_{\sigma_{ff}}^{2} + D_{\sigma_{ff}} D_{\sigma_{22}} \leq \frac{2}{3} o_{T}.$$

Граничные условия задаются следующим образом: на оси симметрии (*r*=0) полагается отсутствующей радиальная составляющая скорости («условие прилипания»), на остальных границах расчетной области задается условие «свободного вытекания».

Исходные данные: 
$$\rho_{0_{\rm BB}} = 1614 \frac{\kappa_{\rm P}}{\kappa^{\rm S}}, \rho_{0_{\rm CP}} = 7850 \frac{\kappa_{\rm P}}{\kappa^{\rm S}}, \sigma_{\rm Tep} = 300$$
 МПа

$$G_{\rm cr} = 70 \ \Gamma \Pi {\rm a}, D_{*} = 5010 \ \frac{{\rm M}}{{\rm c}}, M = 3.225 \ \frac{{\rm M}^{4}}{{\rm c} \cdot {\rm \kappa} {\rm r}}, \rho_{*} = 1000 \ \frac{{\rm \kappa} {\rm r}}{{\rm M}^{2}} A = 2.15 \cdot 10^{10} \ \Pi {\rm a}, m = 5.5 \ {\rm m}^{10} \ \Pi {\rm m} = 5.5 \ {\rm m}^{10} \ \Pi {\rm m} = 5.5 \ {\rm m}^{10} \ \Pi {\rm m} = 5.5 \ {\rm m}^{10} \ \Pi {\rm m} = 5.5 \ {\rm m}^{10} \ \Pi {\rm m} = 5.5 \ {\rm m}^{10} \ \Pi {\rm m} = 5.5 \ {\rm m}^{10} \ \Pi {\rm m} = 5.5 \ {\rm m}^{10} \ \Pi {\rm m} = 5.5 \ {\rm m}^{10} \ \Pi {\rm m} = 5.5 \ {\rm m}^{10} \ {\rm m} = 5.5 \ {\rm$$

Некоторые результаты расчетов представлены на рис.2-19.

Все приведенные результаты получены для постоянной скорости детонации D и варьируемого k. В дальнейшем анализ особенностей течения ПД и материала платины применительно к конкретным прикладным задачам следует проводить с учетом зависимости (\*), при этом представляет интерес расчет с одинаковым значением Q при различных значениях k и D.



Рис. 2 Зависимость давления от времени на границе ПД-Ме (см. рис.1 «лагранжев датчик») при *k*=2 и плоском детонационном фронте



Рис. 4 Зависимость давления от времени на границе ПД-Ме (см. рис.1 «лагранжев датчик») при *k*=2 и флуктуациях плотности в заряде BB



**Рис. 6** Зависимость давления от времени на границе ПД-Ме (см. рис.1 «лагранжев датчик») при *k*=2 и задании 3-х линий инициирования



Рис. 3 Зависимость давления от времени на «эйлеровом датчике»(см. рис.1) при *k*=2 и плоском детонационном фронте



Рис. 5 Зависимость давления от времени на «эйлеровом датчике»(см. рис.1) при *k*=2 и флуктуациях плотности в заряде BB



**Рис.** 7 Зависимость давления от времени на «эйлеровом датчике» (см. рис.1) при *k*=2 и задании 3-х линий инициирования



**Рис. 8** Зависимость давления от времени на границе ПД-Ме (см. рис.1 «лагранжев датчик») при *k*=2 и задании 10ти линий инициирования

Рис. 9 Зависимость давления от времени на «эйлеровом датчике» (см. рис.1) при *k*=2 и задании 10-ти линий инициирования



**Рис. 10** Форма пластинки на момент времени t=18 мкс при k=2 и: а) плоском детонационном фронте; б) флуктуациях плотности; в) задании 3-х линий инициирования; г) задании 10-ти линий инициирования









Рис. 13 Зависимость давления от времени на границе ПД-Ме (см. рис.1 «лагранжев датчик») при *k*=3 и флуктуациях плотности в заряде BB



**Рис. 15** Зависимость давления от времени на границе ПД-Ме (см. рис.1 «лагранжев датчик») при *k*=3 и задании 3-х линий инициирования



Рис. 17 Зависимость давления от времени на границе ПД-Ме (см. рис.1 «лагранжев датчик») при *k*=2 и задании 10ти линий инициирования



Рис. 14 Зависимость давления от времени на «эйлеровом датчике»(см. рис.1) при *k*=3 и флуктуациях плотности в заряде BB



Рис. 16 Зависимость давления от времени на «эйлеровом датчике» (см. рис.1) при *k*=2 и задании 3-х линий инициирования



Рис. 18 Зависимость давления от времени на «эйлеровом датчике»(см. рис.1) при *k*=2 и задании 10-ти линий инициирования



в) задании 3-х линий инициирования; г) задании 10-ти линий инициирования

#### Литература

- 1. Соотношение мощности действия и опасности при эксплуатационных воздействиях энергетических материалов: Отчёт о НИР / Руководитель С.Г. Андреев. 2004.
- Расчёт проникания недеформируемых ударников в малопрочные преграды с использованием данных пьезоакселерометрии / В.А. Велданов [и др.] // Журнал технической физики. – 2011. – Т. 81. выпуск 7. – С. 96 – 98.
- 3. Физика взрыва. В двух томах. Под ред. Орленко Л.П.Москва. Физматлит. Т.2. 2004.

# О физической природе возникновения ячеистой структуры на фронте и в зоне химических реакций стационарной волны детонации Чепмена-Жуге

#### И.В. Кузьмицкий

Российский федеральный ядерный центр - ВНИИЭФ, Саров, Россия

Предлагается иная интерпретация ячеистой структуры на фронте волны детонации, чем та, которая обычно излагается в литературе [1-8]. Ячеистой структуре детонации посвящён обзор [9]. Речь в нём идёт о том, что реальная наблюдаемая в экспериментах структура фронта волны детонации (например, [10,11]) явно отличается от той, которая реализуется в расчётах по уравнениям теории Зельдовича-Неймана-Дёринга (ЗНД), где фронт волны детонации – это ударный скачок, за которым следует зона химических реакций (ЗХР). Ударный скачок, где выгорание равно нулю обычно представляет собой гладкую поверхность, в одномерных расчётах – это плоскость Неймана, в двумерных или трёхмерных расчётах – это поверхность Неймана. Особенно остро этот вопрос сформулирован в указанном выше обзоре [9]: "Вторая половина XX столетия обеспечила нас детальной информацией о трёхмерной переходной ячеистой структурой волн детонации. Эта совокупность данных лишает законной силы классическую модель ЗНД для анализа структуры детонации. Важные последствияя таковы:

1) мы больше не можем определять равновесное состояние детонации правильно (т.е. скорость детонации, давление, плотность, концентрации продуктов и т.д.) на основе

равновесных уравнений сохранения в волне и критерия Чепмена-Жуге (звуковое условие в плоскости равновесия);

2) мы не можем определять поток непосредственно в пределах структуры, а, следовательно, и толщину зоны реакции. В результате мы не можем определять динамические параметры (т.е. пределы, критическую энергию инициирования, критический диаметр трубы и т.д.)."

Предлагаемое ниже объяснение природы ячеистой структуры на фронте волны детонации основано на аналитическом исследовании свойств системы газодинамических уравнений теории ЗНД, применённых к трёхмерному случаю движения лагранжевых частиц в зоне химических реакций (ЗХР). Приведены оценки для радиуса вращения лагранжевых частиц в ЗХР для трёх типов ВВ на основе ТЭН'а, ОКТОГЕНА и ТАТБ.

Система уравнений газодинамического течения в ЗХР волны детонации с учётом процессов энерговыделения за ударным фронтом, согласно классической теории детонации (КТД) - модели Зельдовича - Неймана – Дёринга имеет вид:

$$\begin{cases} \frac{d\rho}{dt} = \rho \cdot di\nu \vec{\nu} = 0 \quad (a) \qquad \frac{d\vec{\nu}}{dt} + \frac{\nabla P}{\rho} = 0 \quad (b) \\ \frac{dE}{dt} = -P \cdot \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{\rho}\right) \quad (c) \qquad \frac{dF}{dt} = K(P,\rho,F) \quad (d) \\ E(P,\rho,F) \equiv (1-F) \cdot \left(\varepsilon_1(P,\rho) - \varepsilon_0\right) + F \cdot \left(\varepsilon_2(P,\rho) - Q_0\right) \quad (e) \end{cases}$$
(1.1)

В системе уравнений (1.1) предполагается выполненными приближения для давлений и плотностей в гетерогенной смеси фракций ВВ и ПВ в ЗХР [12]:

$$\{P_1 \approx P_2 \equiv P \qquad \rho_1 \approx \rho_2 \equiv \rho \qquad (1.2)$$

Далее предполагаем, что движение детонационной волны установилось и происходит с некоторой волновой скоростью *D* вдоль координаты *z*. Тогда по координатам *x*, *y* и *z* образуется течение в виде конвективной *стационарной* структуры в ЗХР. Удобно ввести координату  $\xi = D \cdot t - z$  и массовую скорость вдоль координаты  $\xi$  в системе отсчёта с неподвижным фронтом - стационарная система координат (ССК):  $v_{\xi} \equiv D \cdot v_z$ . Тогда уравнения (1.1) переходят в систему уравнений с координатами {*x*, *y*,  $\xi$ } в ССК:

$$(\vec{v}\nabla)\rho + \rho \cdot div(\vec{v}) = 0 \quad (a) \qquad (\vec{v}\nabla)\vec{v} + \frac{\nabla P}{\rho} = 0 \qquad (b)$$

$$(\vec{v}\nabla)E + P(\vec{v}\nabla)\frac{1}{\rho} = 0 \quad (c) \qquad (\vec{v}\nabla)F = K(P,\rho,F) \quad (d)$$

$$E = E(P,\rho,F) \qquad (e)$$

$$(1.3)$$

Течение в ЗХР, удовлетворяющее системе уравнений (1.3) можно найти как плоское течение, а можно как двумерное течение или трёхмерное.

Можно высказать гипотетическое утверждение: реализация той или иной структуры стационарного течения (плоского, двумерного или трёхмерного) связана с достижением

минимального темпа производства энтропии для соответствующей геометрии течения (теорема Гленсдорфа-Пригожина):

$$\frac{d}{dF}KGP(P(F),\rho(F),F) = 0 \qquad KGP(P,\rho,F) \equiv K(P,\rho,F) \cdot \frac{d}{dF}S(P,\rho,F) \quad (1.4)$$

Введение функции  $KGP(P,\rho,F)$  и её применение для описания стационарных (или квазистационарных) неравновесных процессов в детонации изложено в работах [13-15]. Представим теперь систему уравнений (1.3) в виде уравнений вдоль траекторий движения лагранжевых частиц. Эти уравнения в общем случае описывают трёхмерное стационарное течение жидкости со стационарным выгоранием на основе модели ЗНД. Перейдём в системе уравнений (1.3) к дифференцированию по элементу длины траектории лагранжевой частицы dl:

$$\begin{cases} \upsilon \frac{d\rho}{dl} + \rho \cdot di\upsilon(\vec{\upsilon}) = 0 \quad (a) \qquad \upsilon \frac{d\vec{\upsilon}}{dl} + \frac{\nabla P}{\rho} = 0 \quad (b) \qquad \frac{dE}{dl} + P \cdot \nabla \frac{1}{\rho} \cdot \frac{d\rho}{dl} = 0 \quad (c) \\ \upsilon \frac{dF}{dl} = K(P,\rho,F) \quad (d) \qquad E = E(P,\rho,F) \quad (e) \qquad \frac{dx}{\upsilon_x} = \frac{dy}{\upsilon_y} = \frac{d\xi}{\upsilon_\xi} = \frac{dl}{\upsilon} \quad (f) \end{cases}$$
(1.5)

Далее систему уравнений (1.5) можно привести к системе уравнений с координатой выгорания *F* вдоль траектории *l*.

$$\begin{cases} \rho^2 \cdot \left(\frac{d\vec{v}}{dF}\right)^2 = \frac{dP}{dF} \cdot \frac{d\rho}{dF} \quad (a) \qquad \rho \cdot \frac{d}{dF} \left(\frac{\vec{v}^2}{2}\right) + \frac{dP}{dF} = 0 \quad (b) \\ E\left(P,\rho,F\right) + \frac{P}{\rho} + \frac{\vec{v}^2}{2} = C_{JE}\left(\vec{r}_0\right) \quad (c) \qquad \nabla F = -K\left(P,\rho,F\right) \cdot \rho \frac{d\vec{v}}{dP} \quad (d) \qquad (1.6) \\ \frac{dx}{v_x} = \frac{dy}{v_y} = \frac{d\xi}{v_{\xi}} = \frac{dF}{K\left(P,\rho,F\right)} \quad (e) \quad C_{JE}\left(\vec{r}_0\right) \equiv \left[E + \frac{P}{\rho} + \frac{\vec{v}^2}{2}\right] = \left[E_f + \frac{P_f}{\rho_f} + \frac{\vec{v}_f^2}{2}\right] \quad (f) \end{cases}$$

В уравнение (1.6) - (а) входит вектор скорости  $\vec{\upsilon}$  со своими тремя компонентами. А в уравнения (1.6) - (b, c) входит квадрат вектора скорости – фактически, входит только модуль скорости  $\vec{\upsilon}$ . Удобно представить вектор скорости  $\vec{\upsilon}$  в виде единичного вектора  $\vec{k}$  и модуля скорости  $\vec{\upsilon}$ :  $\vec{\upsilon} = \vec{k} \cdot \vec{\upsilon}$  (1.7).

Тогда уравнение (1.6)-(a) можно преобразовать:  $\nu^2 \cdot \left(\frac{d\vec{k}}{dF}\right)^2 = \frac{1}{\rho^2} \cdot \frac{dP}{dF} \cdot \frac{d\rho}{dF} - \left(\frac{d\nu}{dF}\right)^2 (1.8)$ 

И далее записать с параметром *l* для дифференцирования. В этом случае это уравнение приобретёт наглядный физический смысл:

$$\upsilon^2 \cdot \left(\frac{d\vec{k}}{dl}\right)^2 = \frac{1}{\rho^2} \cdot \frac{dP}{dl} \cdot \frac{d\rho}{dl} - \left(\frac{d\upsilon}{dl}\right)^2 \quad (1.9). \quad 3\text{десь величина} \quad \left|\frac{d\vec{k}}{dl}\right| \equiv \frac{1}{R} \quad - \text{ это радиус кривизны}$$

траектории, по которой в данный момент движется лагранжевая частица. Если учесть, что  $dl = v \cdot d\tau$ , то уравнение (1.9) преобразуется к виду:  $\left(\frac{v^2}{R}\right)^2 + \left(\frac{dv}{d\tau}\right)^2 = \frac{1}{\rho^2} \cdot \frac{dP}{d\tau} \cdot \frac{d\rho}{d\tau}$  (1.10).

Здесь:  $\frac{v^2}{R}$  - центростремительное ускорение частицы, ортогональное вектору скорости v,

 $\frac{d\upsilon}{d\tau}$ - тангенциальное ускорение лагранжевой частицы вдоль лагранжевой траектории,

параллельной вектору скорости  $\dot{v}$  и  $\frac{1}{\rho} \sqrt{\frac{dP}{d\tau} \cdot \frac{d\rho}{d\tau}}$  - полная длинна вектора ускорения частицы на лагранжевой траектории. Центростремительное и тангенциальное ускорения взаимно

ортогональны. Из выражения (1.10) можно найти мгновенный радиус кривизны движения

частицы по лагранжевой траектории:  $R = \upsilon^2 / \sqrt{\left(\frac{1}{\rho^2} \cdot \frac{dP}{d\tau} \cdot \frac{d\rho}{d\tau} - \left(\frac{d\upsilon}{d\tau}\right)^2\right)}$  (1.11). Если в

формуле (1.11) вернуться от временного параметра  $\tau$  к выгоранию F, то получим:

$$R(F) = \nu^{2} / \left( K(P,\rho,F) \cdot \sqrt{\left(\frac{1}{\rho^{2}} \cdot \frac{dP}{dF} \cdot \frac{d\rho}{dF} - \left(\frac{d\nu}{dF}\right)^{2}\right)} \right)$$
(1.12)

Из выражения (1.12) следует очень существенный вывод: радиус кривизны траектории, по которой следует лагранжевая частица в зоне химических реакций, обратно пропорционален темпу кинетики – чем выше темп кинетики, тем сильнее "закручиваются" лагранжевые частицы. Эта картина вращения лагранжевых частиц в ЗХР может претендовать на объяснение причины часто наблюдаемой ячеистой структуры фронта волны детонации. Действительно, лагранжевые частицы, в процессе выгорания ВВ, уходят с поверхности фронта ударного скачка в область ЗХР по траекториям, которые могут сильно закручиваться, обладая малыми радиусами вращения R. Малый радиус вращения обязан высокому темпу кинетики горения BB на фронте ударного скачка в распространяющейся волне детонации.

Эта трёхмерная картина детонации со своей ячеистой структурой в ЗХР будет попрежнему укладываться в классическую формулировку модели детонации Зельдовича – Неймана - Дёринга (ЗНД) и описываться той же системой уравнений (1.1), какую используют для описания одномерной плоской волны детонации.

#### Литература

1 Физика взрыва, т. 1, издание третье, дополненное и переработанное, под редакцией. Л.П. Орленко, М.: Физматлит. 2002 г.

2 К.И. Щёлкин. Детонация. М. "Наука". 1968.

3 К.И. Щёлкин, Я.К. Трошин. Газодинамика горения. М. Изд-во АН СССР. 1963. 256 с.

4 А.Н. Дрёмин, С.Д. Савров. Об устойчивости детонационного фронта жидких ВВ // ФГВ. №1. 1966. С.36-46.

5 D.R. White. Turbulent Structure of Gaseous Detonation // Phys. of Fluids. V.4. No.4. P. 465.

6 С.С. Рыбанин. Турбулентность при детонации // ФГВ. Т.2. №1.С.29-35.

<sup>7</sup> В.С. Трофимов, А.Н. Дрёмин. К обоснованию правила отбора для скорости детонации // ФГВ. №3. 1966. С. 19-30.

<sup>8</sup> А.Н. Дрёмин, О.К. Розанов, С.Д. Савров, В.С. Трофимов. Структура детонационного фронта в конденсированных взрывчатых веществах // ФГВ. Т.5. №3. 1969. С. 291-304.

9 Дж. Х. Ли, М.И. Радулеску. О гидродинамической толщине ячеистой детонации (обзор) // Физика горения и взрыва. Т. 41. №6. 2005. С. 157-180.

10 I. Plaksin, J. Campos, R. Mendes, J. Ribeiro and J. C. Gois. "Pulsing Behavior in Detonation of PBX" // "International Conference on Shock Wave in Condensed Matter". St.Petersburg. Russia. 1998. P.

11 I. Plaksin, J. Campos, R. Mendes, M. Mendoca and J. Gois. "Pulsing Behavior and Corner Turning Effect of PBX" // 11<sup>th</sup> International Detonation Symposium. Snowmass, Colorado. 1998. P. 168-172.

12 И.В. Кузьмицкий. Уравнение состояния гетерогенной смеси взрывчатых веществ и продуктов взрыва в зоне химических реакций. Кинетическое приближение // Химическая Физика. Т.27. № 3. 2008. С. 35-45.

13 И.В. Кузьмицкий. Критерии детонации как фазового перехода для стационарных режимов Чепмена-Жуге на основе теоремы Гленсдорфа-Пригожина и волна разрежения // International Conference "Shock Wave in Condensed Matter". Saint-Petersburg- Novgorod, Russia. 5-10 September. 2010. Р. 38-42.

14 И.В. Кузьмицкий. Критерии детонации как фазового перехода для стационарных режимов Чепмена-Жуге на основе теоремы Гленсдорфа-Пригожина и волна разрежения //Международная конференция XIII Харитоновские тематические научные чтения "Экстремальные состояния вещества. Детонация. Ударные волны". Сборник тезисов докладов. Саров. Россия. 14-18 марта. 2011. С. 43-44.

15 И.В. Кузьмицкий. Критерии детонации как фазового перехода для стационарных режимов Чепмена-Жуге на основе теоремы Гленсдорфа-Пригожина и волна разрежения // Научно-технический семинар "Физика горения и взрыва". Сборник тезисов. РФЯЦ-ВНИИТФ. Снежинск. 2011. С. 21.

# Алюминизированные BB: физика детонации и численная модель детонации

### В.Ю. Клименко

Институт химической физики, Москва, Россия

#### 1. Введение

Боеприпасы нового поколения снаряжаются ВВ комбинированного (бризантное + фугасное) действия. Эти новые ВВ содержат алюминий. Современная разработка боеприпасов базируется на компьютерном моделировании, что позволяет быстро и дешево проектировать максимально эффективные боеприпасы. Однако для алюминизированных ВВ до сих пор так и созданы достаточно точные численные модели для использования в гидрокодах, применяемых при компьютерном проектировании боеприпасов.

Разработка численных моделей базируется на понимании физики детонационных процессов в алюминизированных ВВ (АВВ). Эти ВВ изучаются уже около 40 лет и казалось бы, что все давно и хорошо изучено. Однако появление низкочувствительных АВВ, в которых отсутствуют поры, качественно изменило физику процессов в АВВ. Соответственно, необходимо изучить эту физику настолько, чтобы можно было дать полное описание процессов сгорания алюминия в детонационной волне, т.е. необходимо разработать физическую модель детонации АВВ. А потом эту модель трансформировать в численную модель.

#### 2. Физическая модель

Пористость ВВ оказывает огромное влияние на структуру детонационной волны. В работе [1] было установлено, что уменьшение пористости в гексогене от 5 до 0 % уменьшает ширину зоны химической реакции на 1-2 порядка. В наших расчетах ансамбля пор в кристалле

октогена [2] мы показали, что при пористости выше 4-5 % фронт ударной волны размазывается. Если в монокристалле ширина ударного фронта порядка 100 ангстрем (0.01 мкм), то при пористости более 4-5 % ширина фронта становится сравнимой с характерным размером неоднородностей (порядка 1 мкм). В результате этого быстрый механизм, связанный с активирующим действием ударного фронта, заменяется медленным термическим механизмом. Скорость распада ВВ падает при этом на 2 порядка. И эксперименты подтверждают это. Так в составе PBX-9501 (95.5 % октогена) пористость равна 1.5 % и зона химической реакции порядка 2-3 нсек ( $\Delta x = 20$ ÷30 мкм) [3]. В гексогеновом составе пористостью 5-10 % зона химреакции равна 100-200 нсек ( $\Delta x = 1000$ ÷2000 мкм) [1].

Теперь рассмотрим, как пористость влияет на процесс сгорания алюминия в ABB. Недавно, используя гидрокод, мы провели расчеты поведения частицы алюминия при проходе через него детонационной волны. Зерно диаметром 100 мкм покрыто окисной пленкой  $Al_2O_3$ (которая является керамикой) толщиной 1 мкм. В качестве BB, окружающего частицу Al, использован октоген. Момент прохода детонационной волны через частицу показан на рис 1. Разрушение керамической пленки  $Al_2O_3$  происходит сразу же во фронте детонационной волны. Это наглядно видно на рисунке. Для описания керамики использовалась высокоточная модель Johnson-Holmquist.



**Рис. 1.** Прохождение детонационной волны через частицу алюминия. Вверху – поле давлений от 0 до 380 кбар, внизу – степень разрушения керамической пленки от 0 (синий цвет) до 1 (красный цвет).

Сразу же за разрушением пленка, превратившаяся в порошок, сдувается с поверхности частицы алюминия набегающим потоком газов (продуктов взрыва). Перепад скорости на границе частицы равен примерно 700 м/сек. На рис. 2 показан профиль скорости в сечении, проходящем через центр частицы алюминия.



**Рис. 2.** Профиль скорости V<sub>x</sub> в сечении ОА (рис.3).

В итоге, очищенная пленки частица алюминия оказывается ОТ потоке В высокотемпературных продуктов детонации и сразу же начинается быстрая реакция поверхностных атомов Al с молекулами окислителя из продуктов взрыва. Температура продуктов взрыва более 2000 К. Поэтому энергия соударения молекул окислителя с атомами Al очень большая. В результате мощной экзотермической реакции выделяется большая дополнительная энергия. В итоге, образующиеся молекулы Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> имеют большую кинетическую энергию, отлетают от поверхности Al и сдуваются набегающим потоком газов. Поверхность остается свободной для атаки следующих молекул окислителя. Таким образом, идет послойное (на атомном уровне) окисление атомов алюминия. Получается некий аналог послойного горения на микроуровне. Этот эффективный механизм обеспечивает сгорание частиц Al размером 15 мкм в составе РАХ-30 на 80 % за время порядка 3 мксек.



Рис. 3. Сечение ОА через центр частицы алюминия.

Если же пористость алюминизированного BB выше 4-5 %, то тогда детонационный фронт уширяется и в нем уже нет такого резкого перепада давлений, как в беспористых BB. В этом случае окисная пленка на поверхности частицы алюминия будет разрушаться не столь эффективно. Кроме того, ввиду затянутой (на 2 порядка) зоны химической реакции поступление окислителя из продуктов взрыва будет замедленным. Поэтому интенсивность

реакции окисления алюминия будет низкой и основная его доля будет сгорать на поздних стадиях расширения. Но, тут физика процесса уже другая – она регулируется теплопроводностью, механизмом очищения поверхности от окисной пленки и т.д. Поэтому результаты по изучению детонации алюминизированных BB, полученные в 70-90 годах, следует использовать для современных BB с пониманием того, что механизмы то качественно разные для тех и нынешних ABB.

#### 3. Численная модель

Теперь, когда физика детонационных процессов в современных безпористых алюминизированных ВВ понятна, то можно перейти к разработке численной модели. Причем надо приготовить такую модель, которую нетрудно вставить в любой гидрокод и которую легко откалибровать для нового ABB.

Модель состоит из уравнения кинетики сгорания алюминия и уравнения состояния продуктов взрыва. Рассмотрим процесс горения алюминия. Главной его особенностью является поверхностное горение сферических частиц алюминия. Обозначим  $R_0$  – начальный радиус частицы алюминия, r – текущий радиус и  $\lambda$  - объемная доля сгоревшего алюминия равна. Соотношение между начальным и текущим радиусом определяется следующим образом

$$\frac{V}{V_0} = 1 - \lambda \qquad \Rightarrow \qquad \frac{r^3}{R_0^3} = 1 - \lambda \qquad \Rightarrow \qquad r = R_0 (1 - \lambda)^{\frac{1}{3}}$$
(1)

Скорость горения рассчитывается через поверхность горения S и линейную скорость горения dr/dt

$$-\frac{d\lambda}{dt} = \frac{1}{V_0} \frac{dV}{dt} = \frac{1}{V_0} \frac{dr}{dt} S = \frac{1}{V_0} \frac{dr}{dt} 4\pi r^2$$
(2)

Подставляем в уравнение (2) значение *r* из уравнения (1)

$$-\frac{d\lambda}{dt} = \frac{1}{V_0} \frac{dr}{dt} 4\pi r^2 = \frac{1}{4/3\pi R_0^3} \frac{dr}{dt} 4\pi R_0^2 (1-\lambda)^{\frac{2}{3}} = \frac{3}{R_0} \frac{dr}{dt} (1-\lambda)^{\frac{2}{3}}$$
(3)

Здесь член  $(1-\lambda)^{2/3}$  описывает топологию сферического горения снаружи внутрь, а *dr/dt* является линейной скоростью горения. Эта скорость зависит от давления и имеет классическое выражение

$$\frac{dr}{dt} = a P^n \tag{4}$$

С учетом расхода окислителя, даваемого распадом ВВ, формула приобретает вид

$$\frac{dr}{dt} = a P^n \left( 1 - \frac{C}{C_{\max}} \lambda \right)$$
(5)

где  $C_{max}$  – максимальная доля алюминия сгорающего только за счет продуктов взрыва, а C – доля алюминия в данном составе BB. В итоге, объемная (массовая) скорость горения равна

$$-\frac{d\lambda}{dt} = \frac{3}{R_0} a P^n \left(1-\lambda\right)^{\frac{2}{3}} \left(1-\frac{C}{C_{\max}}\lambda\right) = \frac{6a}{d_0} P^n \left(1-\lambda\right)^{\frac{2}{3}} \left(1-\frac{C}{C_{\max}}\lambda\right)$$
(6)

где  $d_0$  – начальный диаметр частицы. В уравнении кинетики два калибровочных параметра *а* и *n*. Они определяются в ходе калибровочной процедуры, когда компьютерный расчет по модели подгоняется под эксперимент.

На настоящий момент существует много работ, в которых проводится расчет уравнения состояния продуктов взрыва с учетом сгорания алюминия. Это расчеты с использованием термохимических кодов. Однако для применения в гидрокодах они, как правило, не годятся. Для включения в гидрокод нужно уравнение состояния в явном виде  $P = P(V, E, \lambda)$ , где  $\lambda$  – степень сгорания алюминия.

Такое уравнение предложено в работе Бейкера [4]. Он назвал его обобщенным уравнением JWL. Уравнение имеет следующий вид:

$$P = A \left( 1 - \frac{\omega}{R_1 V} \right) e^{-R_1 V} + B \left( 1 - \frac{\omega}{R_2 V} \right) e^{-R_2 V} + \frac{\omega E}{V}$$
(7)  
rge  $A = a_1 + a_2 \lambda$   $B = b_1 + b_2 \lambda$   $R_1 = r_{11} + r_{12} \lambda$   $R_2 = r_{21} + r_{22} \lambda$   $\omega = \omega_1 + \omega_2 \lambda$ 

Здесь 10 параметров:  $a_1$ ,  $a_2$ ,  $b_1$ ,  $b_2$ ,  $r_{11}$ ,  $r_{12}$ ,  $r_{21}$ ,  $r_{22}$ ,  $\omega_1$  и  $\omega_2$ . Бейкер определяет их для каждого состава BB с помощью довольно сложной процедуры. Сначала он с помощью термохимического кода JAGUAR рассчитывает давления для определенного набора точек  $P_{ijk}$ ( $V_i$ ,  $E_j$ ,  $\lambda_k$ ), которые рассматриваются как квази-экспериментальными, а затем использует процедуру нелинейной оптимизации для подгонки давлений, рассчитанных по обобщенному уравнению JWL, под эти "экспериментальные" давления и определения 10 параметров уравнения (6). Процедура довольно сложная. Бейкер рассчитал параметры для 4 составов: PAX-3 и PAX-30 на основе октогена, PAX-42 на основе гексогена и PAX-29 на основе CL-20.

Такое обобщенное уравнение состояния JWL можно вставлять в гидрокод и проводить расчет и разработку боеприпасов. Но, это только для этих 4 составов. А как же делать расчеты для других составов? Ведь у нас в стране другие алюминизированные составы. Надо повторять методику Бейкера, в которой ключевое место занимает термохимический код JAGUAR. Этого кода у нас нет, да если бы и был, то все равно его методика довольно таки сложная. Для массового использования она не годится.

Мы предлагается заменить обобщенное уравнение JWL стандартным уравнением JWL с дополнительным членом. Как? Рассмотрим все на конкретном примере – состав PAX-30. Для него Бейкер дает коэффициенты обобщенного уравнения JWL. Используя их, можно построить поверхности P = P(V, E) для нескольких значений  $\lambda = 0$ ,  $\lambda = 0.5$  и  $\lambda = 1$ . Сделаем сечения этих поверхностей через точку Чэпмена-Жуге. Они представлены на рис. 4.

Детонационный процесс в алюминизированных ВВ состоит из двух основных стадий: (1) стадия быстрого распада базового ВВ (в данном случае октогена) за время порядка 10-20 нсек и (2) стадия относительно медленного горения частиц алюминия (время порядка 5-10 мксек). Т.е. характерные времена этих стадий различается на 3 порядка. Развитие процесса схематически изображено на рис. 4 в виде некой траектории, помеченной кружками. Видно, что кривые нулевого и 100% сгорания алюминия пересекаются в точке примерно P=160 кбар и V=0.95 (назовем эту точку узловой). При состояниях выше (левее) узловой точки кривая  $\lambda = 1$  лежит ниже кривой  $\lambda = 0$ . И тут важно заметить, что в этом секторе BB пребывает всего лишь порядка 0.1 мксек и реакция алюминия составляет всего лишь несколько процентов. Таким образом, в этом секторе траектория совсем незначительно отклоняется от кривой  $\lambda = 0$ . Поэтому состояния выше узловой точки можно описывать уравнением состояния JWL с нулевой реакцией алюминия. Ошибка здесь мизерная, намного меньше, чем требуется для расчета с использованием гидрокода.



**Рис. 4.** Сечения поверхностей P = P(V, E) для продуктов взрыва состава РАХ-30 при разных степенях сгорания алюминия  $\lambda$ .

А как же проводить расчеты состояний ниже (правее) узловой точки. Здесь скорость изменения состояния сильно замедляется. Характерное время движения от значения объема  $V/V_0=1$  до  $V/V_0=2$  составляет 3-5 мксек и за такое время алюминий успевает сгореть на 80-90%. Таким образом, между узловой точкой и точкой  $V/V_0=2$  идет интенсивная реакция алюминия. Поэтому состояния в этом секторе надо описывать с учетом этой реакции. Методом Бейкера это делать сложно, долго и дорого. Используя принцип Ми-Грюнайзена, можно аппроксимировать уравнение Бейкера следующим уравнением:

$$P = P_{\lambda=0} + \frac{\omega}{V} \Delta E \tag{8}$$

где

$$P_{\lambda=0} = A \left( 1 - \frac{\omega}{R_1 V} \right) e^{-R_1 V} + B \left( 1 - \frac{\omega}{R_2 V} \right) e^{-R_2 V} + \frac{\omega E}{V}$$
(9)

представляет собой базовое уравнение состояния JWL для нулевого сгорания алюминия, а  $\Delta E$  представляет собой энергию, выделяемую при реакции алюминия, и она равна

$$\Delta E = \lambda Q$$

Здесь *Q* – энергия полного сгорания алюминия.

Другими словами, у Бейкера уравнение (6) явно зависит от степени сгорания алюминия, а у нас уравнение (7) явно зависит от энергии, выделившейся при сгорании. Уравнение Бейкера можно квалифицировать как «химическое», а наше – «калорическое». При горении алюминия точка состояния системы переходит у Бейкера с одной химической поверхности на другую, а у нас с одной энергетической поверхности на другую. У Бейкера эти поверхности определяются из его расчета, а у нас они определяются в ходе калибровки, в ходе которой происходит подгонка параметров модели под воспроизведение эксперимента. Уравнение Бейкера называется обобщенным уравнением состояния JWL, а наше – полуэмпирическим уравнением состояния JWL.

Таким образом, численная модель детонации для алюминизированных ВВ представляет собой следующие два уравнения:

1) уравнение кинетики горения алюминия

$$-\frac{d\lambda}{dt} = \frac{6a}{d_0} P^n \left(1 - \lambda\right)^{\frac{2}{3}} \left(1 - \frac{C}{C_{\text{max}}}\lambda\right)$$
(10)

2) полуэмпирическое уравнение состояния JWL

$$P = P_{\lambda=0} + \frac{\omega}{V} \lambda Q \tag{11}$$

где базовое уравнение состояния JWL имеет стандартную форму

$$P_{\lambda=0} = A \left( 1 - \frac{\omega}{R_1 V} \right) e^{-R_1 V} + B \left( 1 - \frac{\omega}{R_2 V} \right) e^{-R_2 V} + \frac{\omega E}{V}$$
(12)

Уравнение кинетики имеет 2 калибровочных параметра a и n. В Ливерморской лаборатории (США) тщательно изучили горение алюминия при высоких давлениях и предлагают n = 0.3 [5]. В итоге, для кинетики остается один калибровочный параметр a. Полуэмпирическое уравнение состояния имеет 6 калибровочных параметров A, B,  $R_1$ ,  $R_2$ ,  $\omega$  и Q. Калибровка проводится в 2 этапа – делаются 2 натурных эксперимента «цилиндр-тест». Вначале проводим цилиндр-тест со вспомогательным составом (а именно, с составом из крупных частиц алюминия). Используя 2-мерный гидрокод, моделируем расширение цилиндра и при подгонке расчета под эксперимент определяем параметры A, B,  $R_1$ ,  $R_2$ ,  $\omega$  базового уравнения состояния JWL (11). Обычно современные алюминизированные составы имеют частицы алюминия размером 15-30 мкм, время сгорания которых составляет 5-10 мксек. Для вспомогательного состава берем частицы алюминия на порядок больше 300-400 мкм. На втором этапе проводим цилиндр тест с основным составом (частицы 15-30 мкм) и опять-таки с помощью гидрокода (подгонкой расчета под эксперимент) определяем эффективную теплоту сгорания алюминия Q и параметр кинетики a.

#### 4. Расчеты

Теперь продемонстрируем использование новой модели для конкретного состава – американского состава РАХ-30 (октоген/алюминий/связка – 77/15/8), плотность которого

 $\rho_0$ =1.885 г/см<sup>3</sup>. Проводим цилидр-тест для вспомогательного состава и с помощью гидрокода находим следующие параметры базового уравнения состояния: *A*=7.19151 Мбар; *B*=0.097112 Мбар; *R*<sub>1</sub>=4.59098; *R*<sub>2</sub>=0.084089;  $\omega$ =0.233665. На втором этапе проводим цилиндр-тест уже для реального состава РАХ-30 с размером частиц 15 мкм. Здесь алюминий сгорает быстро и оказывает сильное влияние на разлет стенок цилиндра. Подгоняя расчетную скорость разлета под экспериментальную скорость, мы определяем параметры кинетики *Q* = 2.1 кдж/см<sup>3</sup> и *a* = 0.94 мкм/Мбар<sup>0.3</sup>. Здесь *C*<sub>max</sub> = 0.19.

Модель с параметрами ( $C_{max} = 0.19$ , Q = 2.1 кдж/см<sup>3</sup>, a = 0.94 мкм/Мбар<sup>0.3</sup> и n=0.3.) прекрасно воспроизводит эксперимент (см. рис. 5). Оказалось, что даже лучше, чем точная модель Бейкера [6]. Это можно объяснить следующими причинами. Во-первых, Бейкер использует кинетику горения в форме  $d\lambda/dt = -K(1-\lambda)$ . Это уравнение для гомогенного процесса, что противоречит физике процесса поверхностного горения частиц алюминия. Во-вторых, вполне возможно, что термохимический код JAGUAR, который лежит в основе метода Бейкера, дает некоторую ошибку в расчете уравнения состояния продуктов взрыва.



**Рис. 5.** Сравнение расчетных и экспериментальных скоростей стенки цилиндра в цилиндр-тесте для состава РАХ-30: эксперимент и расчет Бейкера [6] показаны кружками, наш расчет – сплошная линия.

#### 5. Заключение

Таким образом, мы разработали численную модель для расчета алюминизированных ВВ. Модель имеет точность выше, чем модель Бейкера, которая в США является основной для разработки боеприпасов нового поколения. Расчеты для ряда конкретных боеприпасов по новой модели приведены в работе [7]. Здесь мы демонстрируем использование модели для разработки Explosively Formed Projectile (EFP) Warhead.

#### Литература

- 1. Lubyatinsky S.N., Loboiko B.G. Density Effect on Detonation Reaction Zone Length in Solid Explosives // Shock Compression of Condensed Matter-1997, Amherst, USA, 1997, pp. 743-746
- 2. *Klimenko V.Yu.* Homogeneous Mechanism for Detonation of Heterogeneous HE // Shock Compression of Condensed Matter-2003, Portland, USA, 2003, pp. 355-358.

- 3. *Menikoff R.* Detonation Wave Profiles in PBX-9501 //Los Alamos National Laboratory report LA-UR-05-1633 (March 2005).
- 4. *Baker E.L., Capellos C., Stiel L.I.* Generalized Thermodynamic Equation of State for Reacting Aluminized Explosives // 13<sup>th</sup> International Detonation Symposium, Norfolk, USA, 2006, pp. 1161-1170.
- Reaugh J.E., Lee E.L., Maienschein J.L., Nichols A.L. Reduced Yield Detonation Characteristics in Large Failure Diameter Materials // 11<sup>th</sup> International Detonation Symposium, Snowmass, USA, 1998, pp. 1038-1046.
- 6. *Baker E.L., Balas W., Steil L.I., Capellos C., Pincay J.* Theory and Detonation Products Equation of State for New Generation of Combined Effects Explosives // 2007 Insensitive Munitions and Energetic Materials Technology Symposium, Miami, USA, 2007.
- 7. *Клименко В.Ю.* Численная модель для инженерных расчетов алюминизированных ВВ // Вопросы оборонной техники. Серия 14, декабрь 2011.

## МЕХАНИКА МНОГОМАСШТАБНОГО ДЕФОРМИРОВАНИЯ И СТРУКТУРНЫЕ НЕУСТОЙЧИВОСТИ, ИНИЦИИРУЕМЫЕ УДАРНЫМ НАГРУЖЕНИЕМ

#### Ю.И. Мещеряков

## Институт проблем машиноведения РАН, Санкт-Петербург, Россия

Одной из наиболее важных задач динамики материалов является установление связи между характеристиками микроструктуры материала и его макроскопическим откликом на ударное нагружение. В условиях квазистатического деформирования был введен в рассмотрение так называемый «мезоскопический» уровень [1,2]. В отличие от квазистатики, в динамически деформируемой среде мезоуровень – это переходная структура, в которой пространственный масштаб элементов структуры меняется в зависимости от степени нестационарности процесса. В случае динамических режимов деформирования более уместно говорить о масштабных уровнях *пространственно-временной корреляции*.

Поскольку движение носителей пластической деформации – это стохастический процесс, кинетика нелокальных корреляций должна описываться на языке функции распределения частиц по скоростям или ее статистических моментов. Как известно, первым статистическим моментом функции распределения является средняя скорость частиц, которая характеризует потоковое движение частиц среды. Случайный характер движения частиц среды отражает второй статистический момент функции распределения - дисперсия скорости частиц. Кроме дисперсии и средней скорости частиц среды, динамические переменные многомасштабной механики включают так называемый «дефект» скорости, который характеризует изменение массовой скорости как следствие обмена энергией между масштабными уровнями пространственно-временных корреляций. Между дефектом скорости и дисперсией имеет место следующее соотношение [4]:

$$\Delta u = \frac{1}{2} \frac{dD^2}{du}.$$
(1)

Это соотношение можно записать в следующем виде:

$$\Delta u = D\left(\frac{dD/dt}{du/dt}\right).$$
(2)

В частном случае, когда выполняется равенство dD/dt = du/dt, т.е. скорость изменения вариации массовой скорости (корня квадратного из дисперсии) равна среднему массовому ускорению, дефект скорости равняется вариации скорости:

$$\Delta u = D . \tag{3}$$

Соотношение (2) можно записать в терминах деформации
$$\Delta \varepsilon_{mc} = \varepsilon_D \left( \frac{d\varepsilon_d / dt}{d\varepsilon_{mc} / dt} \right)$$
(4)

Здесь  $\varepsilon_D = D/C_0$  - это локальная деформация,  $d\varepsilon_D/dt = d\varepsilon_{mc}/dt$  - изменение макроскопической деформации за счет пульсаций скорости. Если скорость локальной деформации равна макроскопической скорости деформации, т.е.  $d\varepsilon_D/dt = d\varepsilon_{mc}/dt$ , то все изменение макроскопической деформации при энергообмене между масштабными уровнями определяется локальной деформацией, вызванной пульсациями скорости.

$$\Delta \varepsilon_{mc} = \varepsilon_D. \tag{5}$$

Выражения (3) и (5) отражают равновесный режим энергообмена. между масштабными уровнями пространственно-временных корреляций. Такая ситуация аналогична так называемому «режиму универсального статистического равновесия Колмогорова» в турбулентности [3]. Этот режим предполагает, что взаимодействие между пульсациями скорости отсутствует и имеет место только взаимодействие со средой, в которой турбулентные вихри движутся. При этом пространственные и временные масштабы процессов переноса определяются значением числа Рейнольдса, равным единице.

В другом частном случае, когда дефект скорости сравнивается со средней скоростью, т.е  $\Delta u = u$ , из (2) следует

$$\left(\frac{D}{u}\frac{\dot{D}}{\dot{u}}\right) = 1.$$
(6)

Это соотношение можно рассматривать как критерий перехода твердого тела в структурно-неустойчивый режим деформирования. В [5] показано, что при выполнении критерия (6), меняется тип уравнения, описывающего распространение волны - гиперболическое уравнение трансформируется в уравнение с сильно выраженным затуханием амплитуды волны. Критерий (6) гласит, что переход твердого тела в структурно-неустойчивый режим деформирования происходит тогда, когда скорость изменения вариации скорости выше среднего массового ускорения. Критерий (6) подтвержден в ударных экспериментах со сталями, алюминиевыми сплавами, медью и др. материалами [4-6].

Экспериментально наблюдаемая взаимосвязь массовой скорости в ударной волне с дисперсией массовой скорости в форме (1) является *фундаментальной* характеристикой динамики материалов. Распространение ударной волны можно рассматривать как суперпозицию двух мод движения - усредненного движения фронта волны и быстро флюктуирующих движений областей пространственно-временной корреляции в окрестности волнового фронта. Масштабные подуровни пространственно-временных корреляций могут иметь собственные распределения в пространстве скоростей. При этом возможны три ситуации: а) ширина распределения по скоростям для первого масштабного уровня больше, чем для

второго; б) ширина распределения по скоростям для второго масштабного уровня больше, чем для первого; в) распределения по скоростям на обоих подуровнях одинаковы.





(б)

(в)

(a)

Макроскопическая скорость среды является результатом усреднения по ансамблю всех частиц второго масштабного уровня. В свою очередь, усредненная по ансамблю частиц уровня-1 массовая скорость равна мгновенной скорости индивидуальной частицы уровня-2 и совпадает с макроскопической скоростью среды только в том случае, когда дисперсия скорости на уровне-1 равна дисперсии скорости на уровне-2.

Существенным для динамики материалов является то обстоятельство, что даже если на макроуровне динамическое деформирование осуществляется по одномерной схеме, на мезоуровне оно трехмерно. В силу условий неразрывности среды, наличие распределения частиц по скоростям предполагает трехмерность деформирования на более низких масштабных уровнях. В результате реализуются такие кинематические механизмы, которые формируют структуры, трехмерные адиабатического ротационные сетки полос сдвига ипи микродвойников. Так, совокупное действие высокого гидростатического давления и флюктуаций второго масштабного уровня приводит к зарождению структур масштабного уровня-2 размером 50-100 µ m.. Взаимодействие пульсаций скорости первого масштабного уровня и гидростатического давления приводит к зарождению хаотически распределенных объемных формаций из сеток микродвойников размером  $5 \div 20 \, \mu m$  с расстоянием между двойниками 100÷300 nm. Оба типа структур, реализованные в меди при разных режимах нагружения, представлены на рис 2 а, б [4].



**Рис.2.** Структуры в меди: (а) в благоприятно ориентированных зернах (уровень-2); б) равномерно распределенные по образцу (уровень-1).

Специфика динамического деформирования, заключается в том, что деформация на микроуровне проходит по многим каналам одновременно – дислокационное скольжение, двойникование, диффузия точечных дефектов и т.д. Вклад каждого из механизмов деформации не может быть точно учтен, поэтому теоретическая модель, базирующаяся на физических механизмах деформирования, не может быть чисто детерминистской. Модель должна включать статистические переменные, а также обеспечивать «мягкую» связь переменных, относящихся к разным масштабным уровням. Удобной тестовой задачей может служить задача о распространении стационарного пластического фронта. Стационарные ударные волны часто используются для верификации определяющих уравнений среды, определения эффективной вязкости, а также при разработке численных методов. Наиболее простой двухуровневой моделью динамического деформирования может служить модель, в которую одновременно включены: (а) дислокационное скольжение и (б) механизм, базирующийся на обмене импульсом и энергией между макроуровнем и мезоуровнем в форме (1). При этом определяющее уравнение [7,8] для скорости пластической деформации включает два релаксационных члена - первый член описывает вклад дислокаций в релаксацию напряжения по механизму Орована  $\varepsilon_t^d = bNV_d$ , в то время как второй член характеризует вклад коллективных механизмов деформации:

$$\sigma_t - \rho C_l^2 \varepsilon_t^T = -2\mu (\varepsilon_t^d + \Delta \varepsilon_t^{mc}), \qquad (7)$$

Здесь  $\Delta \varepsilon_t^{mc}$  - это скорость деформации за счет обмена импульсом между соседними масштабными уровнями корреляции. В соответствии с выражением (5), дополнительная макроскопическая деформация,  $\Delta \varepsilon_{mc}$  определяется пульсационными движениями областей пространственно-временной корреляции. Эксперименты по одноосной

деформации выявили важную связь между вариацией массовой скорости в волне и скоростью деформации на пластическом фронте:

$$D = \frac{R}{C_0} \frac{du(t)}{dt},$$
(8)

где *R* - коэффициент пропорциональности имеет смысл ширины волнового фронта. Как известно, аналогичная связь имеет место в турбулентности, где интенсивность турбулентных пульсаций также пропорциональна ускорению [3]. Использование соотношения (8) приводит к следующему уравнению для массовой скорости в волне:

$$L_0 u_{tt} + u_t + L_1 u + L_2 u^2 + L_3 = 0, (9)$$

Решение уравнения второго порядка с квадратичной нелинейностью ищется в виде  $u = u_0 + u_1$ . При  $u_1 << u_0$  это решение имеет вид

$$u_{o} = U_{0} \left\{ 1 + \exp\left[\frac{U_{0}\gamma_{*}M(a_{1}-2)}{a_{1}C_{0}}z\right] \right\}^{-1}$$
(10)

$$u_1 = A e^{-\frac{az}{2}} \sin \frac{\lambda}{2} (z - B), \qquad (11)$$

Коэффициент *A* в (10) равен вариации массовой скорости (A = D), в то время как волновое число  $\lambda^2 \Box \frac{1}{R^2}$ , т.е. пространственный период осцилляций массовой скорости, равен ширине фронта волны. В этом случае в стационарной волне процесс мезо-макро энергообмена обратим - в первой половине фронта волны происходит передача импульса с макроуровня на мезоуровень, в то время как во второй половине идет обратный процесс – передача импульса с мезоуровня на макроуровня.

Работа выполнена в рамках гранта РФФИ, проект № 12-01-00340а

#### Литература

- 1. В..Е. Панин, Ю.В. Гриняев, Т.Ф. Елсукова, А.Г. Иванчихин. Структурные уровни деформации в твердом теле.// Известия ВУЗов.Физика.Т.25,№ 6, сс 5-27, 1982.
- В.И. Владимиров, В.Н. Иванов, Н..Д. Приемский. Мезоскопический уровень деформации. // В сб. «Физика прочности и пластичности». Под ред С.И. Журкова. «Наука». сс. 69-80, 1986.
- 3. J.O. Hinze. Turbulence. New York: Mc. Graw Hill Inc., 680 p. 1959.
- Yu.I. Meshcheryakov, A.K. Divakov, B.K Barakhtin., N.I. Zhigacheva.. Interscale momentum exchange in dynamically deformed heterogeneous medium.// In: "Shock Compression of Condensed Matter-2011", AIP Conference proceedings-1426. Editors: M.L.Elert, J.P. Borg, Melville, N. Y.pp. 1109-1112, 2012.
- 5. Ю.И. Мещеряков. Об эвлюционном и катастрофическом режимах энергообмена в динамически нагружаемых средах. // Доклады РАН. № 6, сс. 765-768, 2006.
- 6. Yu.I. Meshcheryakov, A.K. Divakov, N.I. Zhigacheva, I.P. Makarevich, B.K. Barakhtin. Dynamic structures in shock-loaded copper. // Physical Review B.Vol.78, pp.64301-64316, 2008.
- J.W. Taylor. Dislocation dynamics and dynamic yielding, // J. Appl. Phys. Vol. 36, No 10, pp. 3146-3155, 1965.
- 8. G.E. Duvall. Propagation of plane shock waves in a stress-relaxing medium. // In:

"Stress Waves in Inelastic Solids" Ed. by H. Kolsky and W. Prager. Springer-Verlag, Berlin, pp. 20-32, 1964.

## ПРОСТРАНСТВЕННОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПОВРЕЖДЕННОСТИ НА РАННЕЙ СТАДИИ ОТКОЛЬНОГО РАЗРУШЕНИЯ В МЕДИ

# И.Н. Кондрохина, А.М. Подурец, О.Н. Игнатова, С.С. Надёжин, В.И. Скоков, А.Н. Малышев, Ю.В. Батьков

РФЯЦ-ВНИИЭФ, ИФВ, Саров, Россия

Изучено пространственное распределение повреждённости в медных образцах после нагружения их ударными волнами до давления 30 ГПа и разгрузки в тонкий зазор, в результате чего материал испытывал кратковременные растягивающие напряжения (<1 мкс). Схема опыта показана на рис. 1. После нагружения ударной волной методом соударения, образцы разгружались в зазор как переменной (140-300 *мкм*), так и постоянной (300 *мкм*) величины. Скорость ударника составляла W=1.6 км/с. Образцы сохранялись для дальнейших металлографических исследований.



 ударник *Cu* (*W<sub>y0</sub>*=1.6 *км/c*); 2 - экран *Cu*; 3 - образец *Cu*; 4 - обойма *Cu*;
 6- подложки *Cu*; 7 - зазор переменной или постоянной величины (*Δ<sub>2</sub>*=140-320 мкм – эксп.№1, или *Δ<sub>2</sub>*=300 мкм эксп.№2);
 8 - манганиновые датчики (*D*1 и *D*2); 9 - цементная опалубка.

#### Рисунок 1 - Схема проведения опытов

Расчет с использованием моделей сдвиговой и откольной прочности дает монотонно возрастающее по диаметру образца распределение поврежденности - от границы с меньшим зазором до границы с бо́льшим зазором или постоянную величину (~20%), если зазор –const

 $\Delta_3$ =300 мкм. Ожидаемое расчетное распределение поврежденности в образце ( $\Delta_3$ =140-320 мкм) на момент времени *t*=10 мкс (начало отсчета от момента соударения) приведено на рисунке 2.



Рисунок 2 – Расчетное распределений поврежденности по диаметру образца (L) в области растягивающих напряжений

После экспериментов сохраненные образы разрезались и проводился металлографический анализ. В образцах обнаружено неравномерное («зонное») распределение повреждённости: области с повреждённостью в виде отдельных пор и трещин перемежаются с областями без повреждённости (см. рис. 3).



Рисунок 3 - Распределение поврежденности по плоскости поперечного шлифа образца №1 на глубине среза *H*<sub>1</sub>≈0 мм

С помощью металлографического исследования серии срезов изучена геометрическая форма зон повреждённости (см. рис. 4). Зоны имеют форму пластин, при этом плоскость пластин лежит перпендикулярно направлению распространения ударной волны. Размеры зон достигают 10-20 *мм* в поперечнике и 0,5-5 *мм* по толщине.



Рисунок 4 – Пространственное распределение повреждённости в образце №1. Номерами обозначены отдельные зоны

Наблюдаемая картина не объясняется современными модельными представлениями.

# ВЛИЯНИЕ ДОБАВКИ ФУЛЛЕРЕНА С<sub>60</sub> НА ПРОЧНОСТНЫЕ СВОЙСТВА НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ МЕДИ И АЛЮМИНИЯ ПРИ УДАРНО-ВОЛНОВОМ НАГРУЖЕНИИ

# Безручко Г.С.<sup>1</sup>, Разоренов С.В.<sup>1</sup>, Попов М.Ю.<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Институт проблем химической физики РАН, Черноголовка, Россия <sup>2</sup> Технологический институт сверхтвердых и новых углеродных материалов, Троицк, Россия

Хорошо известно [1–3], что прочностные свойства конструкционных материалов сильно зависят от их внутренней структуры, технологии получения и обработки. Одним из способов модификации свойств, в том числе и прочностных, конструкционных материалов, включая металлы, являются различные добавки. Последнее десятилетие очень активно проводятся исследования свойств фуллеренов и их производных, обладающих широким спектром применения. Использование фуллеренов в качестве добавки к некоторым материалам может повышать их прочностные характеристики, например, микротвердость или предел текучести, в несколько раз [4]. Данная работа посвящена исследованию влияния добавок фуллеренов на упруго-пластические и прочностные свойства алюминиевых и медных образцов при ударноволновом нагружении.

Исследования проводились с исходными образцами алюминия и меди, спрессованными из порошка при давлении 5-7 Кбар, и с образцами из смеси исходного металлического порошка с добавкой 5% и 2% (здесь и далее указываются весовые %) фуллерена C<sub>60</sub> для алюминиевых и медных образцов, соответственно. Для прессования алюминиевых смесевых образцов использовались алюминиевый порошок с размером частиц 100 мкм чистотой 99.5% или порошок из сплава алюминия (Al 93%, Cu 2-5%, Mg 1-3%) в виде стружки с максимальным

размером 0.5 мм и фуллерен  $C_{60}$  чистотой 99.9% в виде микрокристаллического порошка с размером частиц 5-100 мкм. После обработки смеси Al-5% $C_{60}$  в планетарной мельнице из нее путем спекания изготавливались образцы чистого наноструктурного и модифицированного фуллереном алюминия [4]. Спекание образцов осуществлялось следующим образом. Прессование порошка смеси проводилось в пресс-форме (цилиндрическая поршневая ячейка) в инертной атмосфере аргона при давлении 7 Кбар или 10 Кбар с последующим спеканием при температуре 280°C в течение 5 мин. Конечная структура модифицированных образцов представляла собой кластеры Al- $C_{60}$ , спеченные в прочные частицы размером 1-10 мкм, состоящие в свою очередь из кристаллитов Al-5% $C_{60}$  со средним размером ~54 нм. Плотность спеченных образцов уменьшалась относительно плотности исходного алюминия на 0.4-1%.

Для изготовления медных образцов использовался медный порошок чистотой 99.5% и размером гранул около 10 мкм и фуллерен  $C_{60}$  чистотой 99.5%. Концентрация  $C_{60}$  в смеси Си-С<sub>60</sub> составляла ~2%. Наноразмерный порошок Cu-C<sub>60</sub> синтезировался методом его механического легирования в планетарной мельнице, объединенного с измельчением медных частиц [5]. После обработки в планетарной мельнице нанокластеры Cu-C<sub>60</sub> агломерировались в прочные частицы размером 1-10 мкм, из которых затем проводилось спекание горячим прессованием макрообразцов диаметром 10 мм и высотой 2 – 5 мм наноструктурированной чистой или модифицированной фуллеренами C<sub>60</sub> меди. Порошок сжимался при нагружении давлением 5-7 Кбар и спекался при нагреве до температуры 400 – 450°C в течение 3 мин. Средний размер кристаллитов в медных образцах, рассчитанный по области когерентного рассеяния, составлял ~33 нм. Предположительно, частицы меди обволакивались слоем фуллерена. Подробно методика изготовления смесевых образцов Al-C<sub>60</sub> и Cu-C<sub>60</sub> описана в работах [4, 5].

Для всех образцов проводилось измерение плотности, скорости звука и макротвердости. Измеренная плотность образцов чистых алюминия и меди изменялась в пределах 2.65-2.68 г/см<sup>3</sup> и 8.67 – 8.73 г/см<sup>3</sup>, соответственно. Скорость звука измерялась ультразвуковым измерителем скорости, ее значение изменялась в пределах от 5.17 до 5.77 км/с для алюминиевых образцов и от 4.24 до 4.37 км/с для медных образцов.

Измерения твердости по Роквеллу проводилось на установке TH-300 стальным индентером диаметром 1.6 мм. В первой партии образцов измерение твердости проводилось для каждого образца. Твердость алюминиевых образцов варьировалась в пределах от 27.1 до 37.2, для медных – от 86.3 до 87.5. Большой разброс твердости алюминиевых образцов может быть связан с образованием трещин в процессе измерения в месте давления стального шарика, возможно, вследствие попадания стального шарика на участок с внутренними порами или пустотами. Так как образование внутренних трещин при таких измерениях может привести к уменьшению прочности образца, то для исключения этого эффекта для второй партии образцов измерения твердости проводилось на контрольном образце, ее величина составляла в среднем

37.25.

Измеренные значения плотности образцов смеси Al-C<sub>60</sub> изменялись в пределах от 2.5 до 2.65 г/см<sup>3</sup>. Для смеси Cu-C<sub>60</sub> плотность образцов менялась в пределах от 7.64 до 7.85 г/см<sup>3</sup>. Измеренная скорость звука для смеси Al-C<sub>60</sub> изменялась от 5 до 5.57 км/с, для смеси Cu- C<sub>60</sub> - от 3.43 до 3.7 км/с. Твердость образцов первой партии для смеси Al- C<sub>60</sub> составила 98.9 и для смеси Cu- C<sub>60</sub> – 108.9. Твердость образцов второй партии для смеси Al-C<sub>60</sub> – 96.1 и для смеси Cu-C<sub>60</sub> – 115.

Таким образом, измерения исходных характеристик образцов показали, что добавка нескольких процентов фуллерена приводит, во-первых, к снижению плотности как алюминиевых (на ~3%), так и медных (на ~11%) образцов, и, во-вторых, к сильному росту твердости. Для алюминиевых образцов 5% добавка  $C_{60}$  привела к росту твердости практически в три раза, тогда как для медных образцов – примерно в 1.3 раза.

Исследование упруго-пластических и прочностных свойств смеси Al-C<sub>60</sub> и Cu-C<sub>60</sub> осуществлялось на образцах толщиной от 1.83 мм до 2.01 мм и диаметром 10 мм. Ударноволновое нагружение образцов осуществлялось плоскими алюминиевыми ударниками толщиной ~0.4 мм, разогнанными до скорости ~660 м/с с помощью специальных взрывных устройств [6]. Измерения основывались на анализе волновых профилей, полученных в процессе нагружения. В экспериментах непрерывно регистрировались профили скорости свободной поверхности образцов лазерным доплеровским измерителем скорости VISAR [7]. На рисунке 1 приведена схема экспериментов по нагружению тестируемых образцов плоской ударной волной.



Рисунок 1 – Схема регистрации профилей скорости свободной поверхности образцов при ударноволновом нагружении. 1 – образец, 2 – ударник, 3 – экран, 4 – полиэтиленовая пленка, 5 – упоры, 6 – взрывная линза.

На рисунке 2 приведены полученные в экспериментах профили скорости свободной поверхности образцов чистого прессованного алюминия и смесевых образцов  $Al+5\%C_{60}$ , изготовленных при давлении прессования 10 Кбар (а) и 7 Кбар (б). На всех профилях перед ударным скачком наблюдается слабый (несколько м/с) предвестник, вызванный воздействием на образцы воздушной волны, распространяющейся перед ударником. Для образцов чистого алюминия в обоих случаях регистрируется типичный волновой профиль для экспериментов с

откольным разрушением образцов. На поверхность образца выходит волна сжатия, за которой следует волна разгрузки до момента откольного разрушения. Откол приводит к формированию четко выраженного откольного импульса, вызывающего последующие затухающие колебания скорости, связанные с его реверберацией в откольной пластине. Перед выходом пластической волны сжатия в этих образцах (профиль 1) после воздушной волны наблюдается плавное нарастание скорости, вероятно вызванное первоначальным уплотнением вещества в волне сжатия. На профиле 4 перед пластической волной наблюдается небольшой скачок скорости, связанный с выходом на поверхность упругого предвестника амплитудой ~0.1 ГПа.

В отличие от профилей скорости для чистого алюминия, во всех экспериментах со смесевыми образцами на фронте ударной волны регистрируется формирование двухволновой структуры, связанное с потерей устойчивости фронта вследствие упругопластического перехода. Давление в точке перегиба соответствует динамическому пределу упругости, определяемому из профиля скорости как  $\sigma_{HEL} = 1/2C_L\rho_0 W_{HEL}$ , где  $C_L$  – продольная скорость звука,  $\rho_0$  – начальная плотность вещества,  $W_{HEL}$  – амплитуда упругого предвестника. Видно, что при добавлении фуллерена в образцы предел упругости последних, показанный на рисунке стрелками, значительно возрастает, причем его рост тем больше, чем меньше пористость образца. Кроме того, нужно отметить, что в отличие от чистых образцов, в смесевых образцах после откольного разрушения практически не наблюдается формирования скорости. Такая картина разрушения типична для сильно негомогенных материалов, таких как спеченные керамики, различные композиты и т.п., и связана с формирование общирной зоны разрушения, на которой и происходит очень быстрая дисперсия откольного импульса [8].

Критические напряжения, приводящие к откольному разрушению образцов, пропорциональны спаду скорости от первого максимума до ее минимума в волне разгрузки перед разрушением. Непосредственно из профиля W(t) находятся величины максимальной скорости  $W_{max}$  и скорости поверхности перед выходом на нее фронта откольного импульса  $W_{min}$ , а откольная прочность образцов определяется как [6]:

$$\sigma^* = \frac{1}{2}\rho_0 c_0 (W_{\max} - W_{\min} + \delta W),$$

где  $\rho_0$  - плотность образца,  $c_0$  - объемная скорость звука,  $W_{max}$  и  $W_{min}$  – максимальная и минимальная величина скорости поверхности на волновом профиле,  $\delta W$  - поправка на искажение профиля поверхности вследствие упругопластического поведения тестируемого материала. В случае, когда материал не проявляет выраженных упругопластических свойств, или его продольная и объемная скорости звука близки, этой поправкой можно пренебречь.

Из рисунке 2 видно, что в смесевых образцах реализуются значительно более низкие разрушающие напряжения. Откольная прочность чистых алюминиевых образцов составляет 1.38 ГПа, тогда как в смесевых образцах она уменьшается до ~0.4 ГПа в образцах первой

партии, спрессованных при давлении 10 Кбар. Как и ожидалось, разрушающие напряжения, рассчитанные из волновых профилей, для образцов второй партии, имеющих более высокую пористость, связанную с технологией их приготовления, значительно меньше и составляют ~0.2 ГПа. Уменьшение прочности в смесевых образцах несомненно связано с наличием во внутренней структуре образцов более твердых частиц фуллерена, которые в этом случае играют роль концентраторов напряжений [9], на которых начинается и происходит развитие разрушения образцов.



**Рисунок 2** – Профили скорости свободной поверхности образцов алюминия AD0 и смеси алюминия и 5% фуллерена AD0+5%C<sub>60</sub> при сжатии плоской ударной волной. Давление прессования образцов 10 Кбар (а), 7 Кбар (б). (т – пористость,  $\sigma_{HEL}$  – динамический предел упругости).

Результаты анализа волновых профилей, полученных в экспериментах с чистыми и смесевыми алюминиевыми образцами представлены в таблице 1. В таблице также указаны условия прессования образцов – максимальное давление и температура.

N⁰	образец	h <sub>обр</sub> , мм	m, %	σ <sub>HEL</sub> , ΓΠa	σ <sub>отк</sub> , ГПа	Р <sub>max</sub> , ГПа
1	АД0, прессованный	1.825	1.1	< 0.1	1.38	5.04
2	АД0+5%С <sub>60</sub> , Р <sub>п</sub> =10 Кбар, 280°С	1.966	0.19	1.35	0.4	4.54
3	АД0+5%С <sub>60</sub> , Р <sub>п</sub> =10 Кбар, 280°С	2.011	0.96	0.99	0.36	3.81
4	АД0, прессованный	1.984	2.4	0.09	0.89	4.18
5	АД0+5%С <sub>60</sub> , Р <sub>п</sub> =7 Кбар, 280°С	1.938	2.37	1.7	0.21	3.98
6	АД0+5%С <sub>60</sub> , Р <sub>п</sub> =7 Кбар, 280°С	1.822	4.59	0.82	0.2	3.22

Таблица	1.
1 аолица	

На рисунке 3 представлены профили скорости свободной поверхности образцов прессованной меди разной толщины и для сравнения профиль скорости свободной поверхности технически чистой поликристаллической меди М1 [10]. Видно, что для спрессованных образцов меди на волновом профиле формируется плавный подъем скорости перед пластической ударной волной, связанный с первоначальным уплотнением материала в

процессе сжатия. Затем регистрируется скачок параметров в пластической ударной волне и следующая за ней волна разгрузки. Откольное разрушение образцов приводит к формированию откольного импульса и последующих затухающих колебаний скорости поверхности, связанных с реверберацией импульса в откольной пластине. Известно [8,10], что медь имеет очень низкий предел упругости, который проявляется в виде слабого упругого предвестника перед пластической волной (профиль 1). Увеличение на ~30% толщины спрессованного образца приводит к сильному затуханию ударной волны, которая трансформируется практически в слабую волну сжатия (профиль 3). Судя по величине спада скорости от максимума до первого минимума, пропорционального откольной прочности, видно, что прочность образца электролитической меди М1 значительно превосходит откольную прочность прессованной меди, что связано с наличием в структуре последней большого количества несплошностей, связанных с технологией ее изготовления.

На рисунке 4 приведены профили скорости свободной поверхности образцов чистой прессованной меди и смесевых образцов из меди и 2% фуллерена, спрессованных при давлении 5 – 7 Кбар. Из рисунка видно, что на волновых профилях смесевых образцов наблюдается расщепление ударной волны на две волны сжатия. Такая двухволновая структура волнового фронта может быть связана с формированием упругого предвестника в области давления 1.35 ГПа при максимальном давлении сжатия ~2 ГПа. Поскольку различие продольной и объемной скоростей звука в меди мало, на волновых профилях наблюдается небольшое расхождение между пластической и упругой волнами сжатия.



Рисунок 3 – Профили скорости свободной поверхности образцов прессованной меди Си и меди М1 при сжатии плоской ударной волной для различных толщин образцов. Рисунок 4 – Профили скорости свободной поверхности образцов прессованной меди и смесевых образцов меди и 2% фуллерена, спрессованных при давлении 5 – 7 Кбар (m – пористость,  $\sigma_{HEL}$  – динамический предел упругости).

В экспериментах со смесевыми образцами второй партии при максимальном давлении ударного сжатия 5.6 ГПа формирование двухволновой структуры фронта вследствие выхода упругого предвестника на свободную поверхность не наблюдалось, что связано с превышением скорости пластической ударной волны скорости распространения упругого предвестника, близкой к продольной скорости звука. Также как и в экспериментах со смесевыми образцами алюминия, откольная прочность смесевых образцов Cu+2%C<sub>60</sub> падает по сравнению с откольной прочностью чистой спрессованной меди.

Результаты анализа волновых профилей, полученных в экспериментах с чистыми и смесевыми медными образцами, представлены в таблице 2.

N⁰	образец	h <sub>обр</sub> , мм	m, %	σ <sub>HEL</sub> , ΓΠa	σ <sub>отк</sub> , ГПа	P <sub>max</sub> , ΓΠ
1	М1, литая медь	1.98	0.1	0.2	2.1	6.18
2	Си, прессованная	1.834	2.38	-	1.1	5.5
3	Си, прессованная	2.994	2.7	-	0.43	1.15
4	Cu+2%C <sub>60</sub> 5 – 7 Кбар, 450°С	2.000	4.34	1.57	0.43	3.42
5	Сu+2%С <sub>60</sub> 5 – 7 Кбар, 450°С	2.035	5.1	1.35	0.26	2.09
6	Cu+2%C <sub>60</sub> 7 Кбар, 400°C	1.976	6.6	-	0.3	5.59

Таблица 2.

Таким образом, анализ полученных в ударно-волновых экспериментах волновых профилей показал, что добавка в исходные алюминиевые образцы 5% по весу фуллерена  $C_{60}$  приводит к росту более чем в 10 раз его динамического предела упругости. Смесевые образцы меди также демонстрируют многократное увеличение предела упругости по сравнению с технической медью. Рассчитанные из профилей скорости значения предела упругости составляют 0.82 – 1.7 ГПа для алюминиевых образцов и 1.35 – 1.57 ГПа для медных образцов, в зависимости от пористости образцов. Динамическая (откольная) прочность как алюминиевых, так и медных образцов с добавками фуллерена, как и ожидалось, уменьшается примерно в 3 раза. Падение прочности, безусловно, связано с влиянием твердых частиц фуллерена на процесс динамического разрушения при высокоскоростном растяжении, как концентраторов растягивающих напряжений в материале, на которых происходит зарождение и развитие повреждений в материале, приводящее к его макроразрушению – отколу.

#### Литература

- 1. Ударные волны и явления высокоскоростной деформации металлов. Под ред. М.А.Мейерса, Л.Е.Мурра, М.: «Металлургия», 1984.
- Аниськин М.В., Игнатова О.Н., Каганова И.И., Кальманов А.В., Кошатова Е.В., Лебедев А.И., Лосев В.В., Подурец А.М., Поляков Л.В., Ткаченко М.И., Цибиков А.Н., Салищев Г.А., Гаркушин Г.В., Разоренов С.В., Zocher М.А. Механические свойства тантала с различной микроструктурой при высокоскоростном деформировании. // Физическая мезомеханика. 2010. Т.13. № 4. С. 65-71.
- 3. Гаркушин Г.В., Разоренов С.В., Канель Г.И. Влияние структурных факторов на субмикросекундную прочность алюминиевого сплава Д16Т. // ЖТФ. 2008. Т.78, № 11, С. 53 59.
- Popov M., Medvedev V., Blank V., Denisov V., Kirichenko A., Tat'yanin E., Aksenenkov V., Perfilov S., Lomakin R., D'yakov E., and Zaitsev V. Fulleride of aluminum nanoclusters. // JOURNAL OF APPLIED PHYSICS. 2010. V. 108. 094317.
- Medvedev V.V., Popov M.Y., Mavrin B.N., Denisov V.N., Kirichenko A., Tat'yanin E.V., Ivanov L.A., Aksenenkov V.V., Perfilov S.A., Lomakin R., Blank V.D. Cu–C60 nanocomposite with suppressed recrystallization. // Appl Phys A. 2011.
- 6. Канель Г.И., Разоренов С.В., Уткин А.В., Фортов В.Е. Ударно-волновые явления в конденсированных

среда. - М.: «Янус-К», 1996.-408с.

- 7. Barker L.M., Hollendach R.E. Laser interferometer for measuring high velocities of any reflecting surface // J. Appl. Phys. 1972. V.43. p.4669-4675.
- 8. Канель Г.И., Разоренов С.В., Уткин А.В., Фортов В.Е. Экспериментальные профили ударных волн в конденсированных веществах. М.: Физматлит, 2008, 248 стр.
- Razorenov S.V., Kanel G.I., Herrmann B., Zaretsky E.B., Ivanchichina G.E. Influence of nano-size inclusions on spall fracture of copper single crystal. In: Shock Compression of Condensed Matter – 2007, Eds.: M.Elert, M.D.Furnish, R.Chau, N.Homles, and J.Nguyen, AIP Conference Proceedings 955. New York. 2007. p. 581-584.
- Гаркушин Г.В., Иванчихина Г.Е., Игнатова О.Н., Каганова И.И., Малышев А.Н., Подурец А.М., Раевский В.А., Разоренов С.В., Скоков В.И., Тюпанова О.А. Механические свойства меди М1 до и после ударного сжатия в широком диапазоне длительности нагрузки. // Физика металлов и металловедение. 2011. Т. 111, № 2, С. 203-212.

## ЛОКАЛЬНЫЕ СДВИГОВЫЕ И ОТКОЛЬНЫЕ ПОВРЕЖДЕНИЯ СТАЛЬНЫХ ОБОЛОЧЕК ПРИ КВАЗИСФЕРИЧЕСКОМ ВЗРЫВНОМ НАГРУЖЕНИИ\*

## Е. А. Козлов, С.А. Бричиков, Д.П. Кучко, М.А. Ральников, А.В. Ольховский, Н.С. Жиляева, Л.П. Брезгина, В.Н. Повышев

РФЯЦ-ВНИИТФ им. Е.И.Забабахина, Снежинск., Россия

**Цель данной работы** – получение систематических сравнительных экспериментальных данных по влиянию на динамику квазисферического схождения стальных оболочек их исходной толщины, относительного радиуса расположения в слое взрывчатого вещества, отличий реологических свойств. Такая информация необходима для проверки современных кинетических прочностных моделей сталей, контроля адекватности расчетного описания протекания в волнах напряжений обратимого полиморфного превращения, оценки возможного влияния изменения свойств материала оболочки на динамику ее схождения при взрывном нагружении.

Объект исследования – сферические оболочки из стали 12X18H120T и закаленной стали 30XГСА (HRC 35...40) с внешним радиусом 30 mm и исходной толщиной  $h_0 = 1, 2, 3, 4$  и 5 мм.

Взрывное нагружение оболочек – сферический слой из октоген-содержащего BC с внешним радиусом  $R_{BB} = 40$  мм и толщиной  $h_{BB} = 10$  мм, синхронно инициируемый 96 детонационными инициаторами.

#### Методики регистрации

Схождение оболочек при взрывном нагружении исследовано с помощью:

- многоканальной лазерной интерферометрии по схеме Фабри-Перо [1],
- многоканальной гетеродинной системы измерения скорости (НЕТ-V или PDV) [2],
- ультрамалоракурсной гамма-томографии [3],

<sup>\*</sup> Local Shear and Spall Damages of Steel Shells under Quasi-Spherical Explosive Loading,

E.A.Kozlov, S.A.Brichikov, D.P.Kuchko, M.A.Ral'nikov, A.V.Ol'khovsky, N.S.Zhilyaeva, L.P.Brezgina, V.N.Povyshev, Russian Federal Nuclear Center – VNIITF, Snezhinsk, Russia

- метода сохранения с последующим изучением «мягко остановленных» сходящихся оболочек [4].
   После взрывного нагружения сохраненные оболочки исследованы методами:
- интегральной малоракурсной гамма-томографии [3],
- оптической, сканирующей и просвечивающей электронной микроскопии [4],
- рентгенодифракционного анализа[4],
- измерениями распределений по r,θ,φ микротвердости H<sub>µ</sub>(r,θ,φ) и твердости H<sub>ν</sub>(r,θ,φ) [4].

#### Результаты и их обсуждение

Результаты получены в виде временных разверток интерферограмм (Рис. 1a,b) и восстановленных по ним профилей изменения во времени скорости схождения внутренней поверхности исследуемых оболочек  $W_{ij}(t)$  [1,2] и расчетных профилей скорости  $W_{ij}(t)$  по двумерной методике СПРУТ [5] (рисунок 1c). Значение первого индекса скорости  $W_{ij}$  i = 1 соответствует движению участков внутренней поверхности оболочки, расположенных под детонационными инициаторами, а i = 2 – под проекциями мест четверных столкновений волн от смежных инициаторов. Значение второго индекса j = 1, 2, 3, 4 и 5 соответствует номинальной исходной толщине исследуемой оболочки.

Величина развивающихся на внутренней поверхности оболочек детерминированных возмущений определялась по результатам интегрирования разности экспериментальных

профилей скорости  $h_j(t) \equiv \int_0^t (W_{2j} - W_{1j}) dt$  или разности соответствующих перемещений

$$h_j(t) = S_{2j} - S_{1j}$$
.

30XFCA HRC 35...40

#### 12X18H120T



**Рис.1.** Типичные временные развертки интерферограмм, полученные во взрывных экспериментах с оболочками из закаленной стали  $30X\Gamma$ СА разной исходной толщины  $h_0 = 1,94$  и 3,98 мм (a,b), а также – расчетные изменения во времени скорости движения характерных участков внутренней поверхности оболочек из стали 12X18H10T с исходной толщиной  $h_0 = 1, 2, 3, 4$  и 5 мм (c).

На рисунке 2а представлены результаты лазерно-гетеродинных измерений изменения во времени скорости движения участков внутренней поверхности оболочки из 12X18H120T с начальной толщиной  $h_0 = 2$  мм под проекциями детонационных инициаторов  $W_{12}(t)$  и соответствующее ему смещение  $S_{12}(t)$ . Видно, что записи лазерно-гетеродинной методикой [2] получены в течение 7мкс при перемещениях внутренней границы оболочки под инициаторами на 16 мм от своего исходного положения, то есть – при схождении внутренней границы оболочки до радиуса 12 мм или  $0.3R_{BB}$ . Информация по динамике схождения оболочки получена как на начальной, волновой стадии разгона,

так и на участке инерционного схождения, вплоть до начала кумуляции при  $R \le (0,2-0,3)R_{BB}$ . На рисунках 26,в показаны профили изменения во времени скоростей участков внутренней границы оболочек из 12X18H10T различной исходной толщины  $h_0 = 3 \text{ мм}$  (б) и  $h_0 = 4 \text{ мм}$  (в), причем как под проекциями детонационных инициаторов  $W_{1j}(t)$ , так и под проекциями мест четверных столкновений волн от смежных инициаторов  $W_{2j}(t)$ . Там же приведены изменения во времени смещений  $S_{1j}(t)$  и  $S_{2j}(t)$ , модуль разности которых характеризует динамику роста детерминированных возмущений на внутренней границе анализируемой оболочки с начальной толщиной j = 3 и 4 мм. Видно, что амплитуда детерминированных возмущений по результатам лазерно-гетеродинных измерений на момент окончания регистрации достигает 10-12 мм.



Рисунок 2 – Изменение во времени скорости схождения W<sub>ij</sub> и перемещения S<sub>ij</sub> внутренней границы оболочки из 12Х18Н10Т с исходной толщиной h<sub>0</sub> = 2мм (a), h<sub>0</sub> = 3мм (б) и h<sub>0</sub> = 4мм (в) под проекциями детонационных инициаторов (j=1) и проекциями мест четверных столкновений волн от смежных инициаторов (j=2) по результатам лазерно-гетеродинных измерений

На рисунках За и б представлены в сравнении сводные данные по  $W_{1j}$  для каждой из изучаемых сталей при всех исследованных толщинах оболочек. Видно, что тонкие, безоткольно сходящиеся оболочки при  $h_0 = 1$  и 2 мм увеличивают свою скорость при схождении до радиуса  $R = 0,3R_{BB}$ . В оболочках с  $h_0 = 3$  мм повреждения, по-видимому, возникают на высоких радиусах на начальном этапе схождения, однако залечиваются при схождении. Более толстые оболочки с  $h_0 = 4$  и 5 мм, в которых реализуются развитые откольные и даже множественные откольные и сдвиговые повреждения, сходятся примерно с постоянной скоростью.



Рисунок 3 – Изменение во времени скоростей движения внутренней границы стальных оболочек различной исходной толщины под проекциями детонационных инициаторов a) 30XГСА HRC 35...40, h<sub>0</sub> = 1, 2, 3, 4 и 5 мм; б) 12X18H10T, h<sub>0</sub> = 2, 3 и 4 мм

На рисунке 4 представлены в сравнении экспериментальные данные по динамике разгона оболочек, изготовленных из исследуемых сталей, для трех исходных толщин. Видно, что для тонких оболочек ( $h_0 = 2$  мм), разгон которых происходит безоткольно, влияние отличий реологических свойств сталей на динамику схождения – незначительно. По мере увеличения исходной толщины

оболочек до значения, при котором начинает происходить откольное разрушение хотя бы в одной из них, отличия в реологических свойствах сталей начинают проявляться. В таких условиях, когда становятся существенными волновые процессы в материале оболочек, рассматривать их как несжимаемые далее уже нельзя.



Рисунок 4 – Сравнение изменения во времени скоростей схождения внутренних границ оболочек из разных сталей для трех исходных толщин. Все сравниваемые скорости – под проекциями детонационных инициаторов

Для подтверждения факта образования в изучаемых оболочках локальных откольных и сдвиговых повреждений были проведены исследования оболочек методами ультрамалоракурсной (УМРТ) и интегральной малоракурсной (ИМРТ) томографии [3]. На рисунке 5 показаны изображения приведенного коэффициента ослабления рентгеновского излучения  $\mu(r,\theta,\phi)/\mu_{max}$  оболочками из стали 12Х18Н10Т с начальной толщиной  $h_0 = 3$  и 4 мм. На меридиональных сечениях при  $\phi = 0^\circ$  (вид спереди) и  $\phi = 90^\circ$  (вид сбоку) хорошо видны (особенно для  $h_0 = 4$  мм) области локальных повреждений под проекциями мест четверных столкновений волн от смежных детонационных инициаторов.



**Рис. 5.** Полученные методом интегральной малоракурсной томографии изображения двух оболочек из стали 12X18H120T различной исходной толщины  $h_0$  после идентичного взрывного нагружения. Распределения приведенного коэффициента ослабления рентгеновского излучения  $\mu(r,\theta,\phi)/\mu_{max}$  по радиусу г и углу  $\theta$  в меридиональном сечении оболочек при  $\phi = 0^\circ$  (a,g – вид спереди) и при  $\phi = 90^\circ$  (b,h – вид сбоку). Распределения приведенного коэффициента ослабления рентгеновского излучения  $\mu(r,\theta,\phi)/\mu_{max}$  по радиусу г и углу  $\phi$  в коаксиальных сечениях стальных оболочек, сделанных на разных по высоте расстояниях от ее купольной части, а именно: z = 11,5 мм (c,i – сечение 170), z = 12,27 мм (d,j – сечение 181), z = 15,33 мм (e,k – сечение 225), z = 16,10 мм (f, $\ell$  – сечение 236).

Коаксиальные сечения стальных оболочек, сделанные по высоте на различных расстояниях от купольной части, позволяют лучше представить закономерности расположения по радиусу г и углу ф зон пониженной плотности, а также оценить с использованием независимой методики амплитуды детерминированных возмущений, образовавшихся к моменту рентгенографирования на изучаемых оболочках в процессе их квазисферического взрывного нагружения.

В этих же или других специально поставленных экспериментах по сохранению многие стальные оболочки удалось «мягко остановить» (рисунок 6), а затем – исследовать методом сканирующей электронной микроскопии (рисунок 7) и другими методами [4].



Рис.6. Фотографии внешней (a, b, c) и внутренней (d, e, f) поверхностей оболочек из аустенитной стали 12X18H120T разной исходной толщины после идентичного взрывного нагружения



**Рис.7.** Возмущения на внешней (a, b, c) и внутренней (d, e, f) поверхностях оболочки из стали 12X18H120T с исходной толщиной  $h_0$ . Изображение в отраженных электронах

#### Выводы

Полученные сравнительные экспериментальные данные позволили понять, как толщина, относительный радиус расположения в слое взрывчатого вещества, а также свойства материала оболочек, влияют на развитие детерминированных возмущений при взрывном нагружении в случае синхронного многоточечного инициирования. Систематические экспериментальные результаты по формированию, развитию и залечиванию локальных откольных и сдвиговых повреждений стальных оболочек при их квазисферическом взрывном нагружении используются для проверки современных прочностных моделей и сертификации 3D-расчетных методик.

## Литература

- 1. Е.А.Козлов, С.А.Бричиков, Д.С.Боярников и др. Особенности динамики схождения стальных оболочек при их взрывном нагружении по результатам лазерно-интерферометрических измерений. ФММ, 2011, т.112, № 4, с.412-428
- Е.А.Козлов, Д.П.Кучко, М.А.Ральников и др. Фазовые, структурные превращения и особенности откольных разрушений пластин и оболочек из закаленной стали 30ХГСА и стали 12Х18Н10Т при взрывном нагружении. XI Международная конференция «Забабахинские научные чтения», посвященная 95-летию со дня рождения Е. И. Забабахина, 16–20 апреля 2012, Снежинск, Россия
- 3. Л.П.Брезгина, Е.А. Козлов, В.Н.Повышев. Сравнение возможностей ультрамалоракурсной томографии и интегральной малоракурсной томографии для регистрации откольных и сдвиговых

разрушений в оболочках из железа и стали при взрывном нагружении. Дефектоскопия, 2010, т.46, № 12, с.3-22

- 4. Е.А.Козлов, А.В.Добромыслов, Н.И.Талуц и др. Развитие детерминированных возмущений на стальных оболочках при их квазисферическом взрывном нагружении по результатам лазерноинтерферометрических измерений и данным ультрамалоракурсной гамма-томографии. Доклад на Российско-Американской конференции шести лабораторий: LANL, LLNL, SNL, РФЯЦ-ВНИИЭФ, РФЯЦ-ВНИИТФ и ВНИИА «Свойства материалов в экстремальных условиях», 23-28 октября 2011, Барселона, Испания.
- 5. В.А.Быченков, В.В.Гаджиева. Метод СПРУТ расчета двумерных неустановившихся течений разрушаемых сред. // ВАНТ. Сер. «Методики и программы численного решения задач математической физики». 1978, вып. 2 (2)

## LOCAL SHEAR AND SPALL DAMAGES OF STEEL SHELLS UNDER QUASI-SPHERICAL EXPLOSIVE LOADING

## E.A. Kozlov, S.A. Brichikov, D.P. Kuchko, M.A. Ral'nikov, A.V. Ol'khovsky, N.S. Zhilyaeva, L.P. Brezgina, V.N. Povyshev

Russian Federal Nuclear Center – VNIITF, Snezhinsk, Russia

The purpose of this investigation is to obtain systematic comparative experimental data on how the dynamics of the quasi-spherical and spherical convergence of steel shells depends on their initial thickness, a relative radius of their location in an explosive material layer, and differences in their rheological properties. This information is needed to verify modern kinetic strength models for steels, to check sufficiency of calculation description how the reversible solid-solid phase transition proceeds in stress waves, and to estimate how possible changes in the properties of the shell material can influence the dynamics of the shell convergence under explosive loading.

**Subjects of research** – spherical shells of the 12Kh18N10T steel and the quenched 30KhGSA steel (HRC 35...40) with the 30-mm external radius and initial thickness  $h_0 = 1, 2, 3, 4$ , and 5 mm.

**Explosive loading mode for shells** – HE spherical layer with the external radius  $R_{HE} = 40$  mm and thickness  $h_{HE} = 10$  mm are synchronously initiated by 96 detonation initiators.

#### **Recording techniques**

During explosive loading, the shells convergence was investigated via:

- multi-channel Fabry-Perot laser-interferometry [1],
- multi-channel heterodyne velocimetry (HET-V) [2],
- ultrasmall-direction gamma-tomography [3],
- recovery method with the follow-on study of the "softly stopped" converging shells [4].
   After explosive loading, the recovered shells were investigated via:
- integral small-direction gamma-tomography [3],
- optical, scanning and transmission electron microscopy [4],
- X-ray diffraction analysis [4],
- measuring of distributions of microhardness  $H_{\mu}(r,\theta,\phi)$  and hardness  $H_{\nu}(r,\theta,\phi)$  over  $r,\theta,\phi$  [4].

#### **Results and their discussion**

Results are reported in terms of the streak-camera interferometric records (Figure 1a,b) and the time-dependent velocity profile  $W_{ij}(t)$  [1] determined based on these records, as well as velocity profiles  $W_{ij}(t)$  obtained by numerical calculations with using SPRUT-complex [5] (Figure 1c). The value of the first subscript i = 1 corresponds to the convergence of the shell's internal boundary under initiators and i = 2 – under the projections of quaternary collisions between waves from adjacent initiators. The value of the second subscript j = 1, 2, 3, 4, and 5 corresponds to the nominal initial thickness of the test shell.

Deterministic perturbations developing at the internal boundary of shells were judged by the results of integrating the difference between the experimental velocity profiles

$$h_j(t) \equiv \int_0^t (W_{2j} - W_{1j}) dt$$
.



**Fig.1.** Typical streak-camera interferometric records (a,b) of the quenched 30KhGSA steel shells having different initial thickness  $h_0 = 1.94$  and 3.98 mm, as well as calculated time-dependent velocities for the internal boundary of steel shells having initial thickness  $h_0 = 1, 2, 3, 4$ , and 5 mm (c).

Figure 2a shows results of laser-heterodyne measurements of time-dependent velocities for the internal boundary of the 12Kh18N120T steel shell having initial thicknesses  $h_0 = 2$  mm under the projections of detonation initiators  $W_{12}(t)$ , as well as appropriate displacements  $S_{12}(t)$ .



Fig. 2 – Time-dependent velocities  $W_{ij}$  and displacements  $S_{ij}$  for the internal boundary of the 12Kh18N120T steel shell having initial thicknesses  $h_0 = 2mm$  (a),  $h_0 = 3mm$  (b), and  $h_0 = 4mm$  (c) under projections of detonation initiators (j=1) and under projections of quaternary collisions between waves from adjacent initiators (j=2) given by laser-heterodyne measurements

One can see that laser-heterodyne measurements [2] were taken during 7 $\mu$ s when the internal boundary of the shell moved under initiators 16 mm away from its initial position, i.e. when the internal boundary converges to the radius 12 mm or  $0.3R_{HE}$ . The data on the shell convergence dynamics were obtained both at the initial, i.e. wave stage of acceleration, and at the inertial convergence portion up until cumulation occurrence at  $R \le (0.2-0.3)R_{HE}$ . Figures 2b,c show time-dependent velocity profiles for the internal boundary portions for the 12Kh18N120T steel shells having different initial thicknesses  $h_0 = 3$  mm

(b) and  $h_0 = 4 \text{ mm}$  (c) both under projections of detonation initiators  $W_{1j}(t)$ , and under projections of quaternary collisions between waves from adjacent initiators  $W_{2j}(t)$ . The same figures show time-dependent displacements  $S_{1j}(t)$  and  $S_{2j}(t)$ . Difference in these displacements characterizes the dynamics how deterministic perturbations grow at the internal boundary of the shell having initial thicknesses j = 3 and 4 mm. One can see that the deterministic perturbations amplitude measured by a laser-interferometer reaches 10-12 mm by the end of registration.

Figures 3a and b give comparison of summary data on  $W_{1j}$  for each steel grade and for all shell thicknesses studied. The thin spall-free converging shells at  $h_0 = 1$  and 2 mm are seen to increase their velocity when converging to the radius  $R = 0.3R_{HE}$ .



Figure 3 – Dime-dependent velocities of the internal boundary of steel shells having different initial thickness under projections of detonation initiators
a) 30 KhGSA HRC 35...40, h<sub>0</sub> = 1, 2, 3, 4, and 5 mm; b) 12Kh18N120T, h<sub>0</sub> = 2, 3, and 4 mm

Thicker shells ( $h_0 = 4$  and 5 mm) with realized spall and even multiple spall and shear fractures converge approximately with a constant velocity. Figure 4 compares experimental data on the acceleration dynamics for the shells made of the test steels and having different initial thickness.



Figure 4 – Dime-dependent convergence velocities for internal boundaries of shells made of different steels for three initial thicknesses. All compared velocities – under projections of detonation initiators

For thin shells ( $h_0 = 2$  mm), acceleration is noted to proceed without spalls and rheological properties of steels are noted to have insignificant effect. The rheological properties of steels begin to manifest themselves while the initial thickness of shells gradually increases and reaches the values when spallation occurs at least in one steel. In conditions when wave processes in the material of the shells become significant, these shells may not be any longer considered as incompressible.

The ultrasmall-direction gamma-tomography and the integral small-direction gammatomography were used for shells investigations in order to confirm the fact of local spall and shear fracturing in these shells [3]. Figure 5 shows images of the reduced X-radiation attenuation factor  $\mu(r,\theta,\phi)/\mu_{max}$  for the 12Kh18N120T with the initial thickness  $h_0 = 3$  and 4 mm. The meridional sections of the shells at  $\phi = 0^\circ$  (front view) and at  $\phi = 90^\circ$  (side view) are obviously seen (especially for  $h_0 = 4$  mm) areas of the local spall and shear fractures under projections of quaternary collisions between waves from the adjacent initiators. The coaxial sections being at different distances from the domical part of the shells allow better understanding of regularities how the low-density areas are located over the radius r and angle  $\phi$ , as well as independent estimation of the amplitude of the deterministic perturbations occurred on the shells during their quasi-spherical explosive loading.



**Figure .5.** Integral small-direction gamma-tomographic images of the 12Kh18N10T steel shells having initial thickness h<sub>0</sub>. Distributions of the reduced radiation attenuation factor  $\mu(r,\theta,\phi)/\mu_{max}$  over r, $\theta$  in the meridional section of the shells at  $\phi = 0^{\circ}$  (a,g – front view) and at  $\phi = 90^{\circ}$  (b,h – side view). Distributions of the reduced radiation attenuation factor  $\mu(r,\theta,\phi)/\mu_{max}$  over r, $\phi$  in the coaxial sections being from the domical part of the shells at distances z = 11.5 mm (c,i – section 170), z = 12.27 mm (d,j – section 181), z = 15,33 mm (e,k – section 225), z = 16,10 mm (f,\ell – section 236).

In these or other special recovery experiments, many steel shells (Figure 6) were "softly stopped" and then investigated via scanning electron microscopy (Figure 7) and other methods [4].



**Fig.6.** Photos of external (a, b, c) and internal (d, e, f) surfaces of the austenitic 12Kh18N10T steel shells having different initial thickness.

**Fig.7.** Perturbations on the external (a, b, c) and internal (d, e, f) boundaries of the 12Kh18N10T steel shell having initial thickness  $h_0$ .

#### Conclusion

The obtained comparative experimental data allowed understanding how development of deterministic perturbations depends on the shell material properties and thickness of shells under explosive loading with multipoints initiation. Systematic experimental results on local shear and spall damages of steel shells proved to be useful for verification of strength models and certification of 3Dnumerical codes.

#### References

- E. A. Kozlov, S. A. Brichikov, D. S. Boyarnikov et al. Special Features in Convergence Dynamics of Steel Shells under Their Explosive Loading. Results of Laser-Interferometric Measurements, The Physics of Metals and Metallography, 2011, Vol. 112, No. 4, pp. 389–404
- E.A.Kozlov, D.P.Kuchko, M.A.Ral'nikov et al. Phase, structural transformations, and peculiarities of spall fracture of plates and shells of quenched steel 30KhGSA and steel 12Kh18N10T under explosive loading, Int. Conf. ZABABAKHIN SCIENTIFIC TALKS – 2012, Snezhinsk, Russia, 16-20 April 2012
- L. P. Brezgina, E. A. Kozlov, and V. N. Povyshev, Comparison of the Potentials of Ultrasmall-Angle Tomography and Integral Small-Angle Tomography for Recording Spall and Shear Fractures in Iron and Steel Shells under Explosive Loading, Russian Journal of Nondestructive Testing, 2010, Vol. 46, No. 12, pp. 867–883
- 4. E.A.Kozlov, A.V.Dobromyslov, N.I.Taluts et al. Deterministic Perturbations Developing on Steel Shells under Quasispherical Explosive Loading. Investigation Results using Laser Interferometry and Gamma-Tomography. Russian-US Conference on Materials Properties at Extremal Conditions, 6LAB Conference Engineering & Materials at Extreme Conditions, 23-28 October, 2011, Barcelona, Spain
- 5. V.A.Bychenkov and V.V.Gadzhieva, SPRUT Method to calculate 2D Nonsteady Motions of Fructurable Media, Vopr. At. Nauki Tekhn., Ser. Metod. Prog. Chisl. Resh. Zad. Mat. Fiz. 2 (2), 1978

# ВЛИЯНИЕ СКОРОСТИ НАГРУЖЕНИЯ НА ПРОЧНОСТЬ КЕРАМИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ НА ОСНОВЕ САМОСВЯЗАННОГО КАРБИДА КРЕМНИЯ

#### Г.В. Степанов, В.И. Зубов, В.Э. Данилюк, А.Л. Майстренко\*

Институт проблем прочности им. Г.С. Писаренка НАН Украины, Киев, Украина \* Институт сверхтвердых материалов им. В.Н. Бакуля НАН Украины, Киев, Украина

#### Введение

Многолетний опыт производства и эксплуатации ударостойких преград, накопленный к настоящему времени, показывает, что если кинетическая энергия, передаваемая метаемому телу современным огнестрельным оружием, превышает величину 2,0...2,5 КДж, то для изготовления бронеэлементов высших классов баллистической защиты чаще всего используются керамические материалы на основе карбида бора и кремния, а также оксида алюминия [1-3]. В работах [3] было показано, что керамические материалы на основе самосвязанного карбида кремния имеют достаточно высокие механические и баллистические характеристики, которые не уступают мировым. Однако, что немаловажно, они существенно технологичнее и дешевле.. Однако для построения модели деформирования и разрушения многослойных керамико композиционных ударостойких преград этих данных недостаточно, так как необходим располагать сведениями о деформационных и прочностных характеристиках материала изделия именно при динамическом нагружении. Кроме того, что динамическая прочность материалов существенно отличается от прочности, полученной при статическом деформировании, ее определение обусловлено большими методическими трудностями. Настоящее исследование посвящено определению влияния скорости нагружения на изменение прочности керамических материалов на основе карбида кремния.

#### Методики испытаний

работе [4] проводилось исследование влияния способа и условий спекания, B фракционного состава шихты и реологических свойств временного связующего на изменение структуры и свойств керамических материалов на основе самосвязанного карбида кремния. Характеристики физико-механических свойств исследуемых материалов определены с использованием обычных стандартных экспериментальных методов механических испытаний материалов, так, плотность образцов определялась методом гидростатического взвешивания, модуль упругости материала – резонансным методом, коэффициент температурного расширения определялся на термомеханическом анализаторе, трещиностойкость на цилиндрических образцах с шевронным надрезом. Однако для построения модели деформирования и разрушения многослойных керамико композиционных ударостойких преград этих данных недостаточно, так как необходим располагать сведениями деформационных и прочностных характеристиках материала изделия именно при динамическом нагружении. Поскольку исследуемые керамические материалы предназначены применения в элементах конструкций, нагружаемых динамическими нагрузками, для определению прочности при высокоскоростном нагружении уделяется особое внимание. Испытания керамических пластин при статическом и ударном нагружении проводились по методике, основанной на деформировании (по схеме кругового изгиба) защемленной по контуру тонкой керамической пластины. В качестве нагружающего элемента использовался цилиндрический боек со сферической головной частью [5] (рис.1). Схемы статического и ударного нагружения образцов (пластин), за исключением способов регистрации параметров деформирования испытуемых образцов, были практически идентичны. Образец (рис.1) фиксировался между плоскими поверхностями верхнего и нижнего фланцев и нагружался перемещением промежуточного цилиндрического бойка со сферической головной частью.



**Рис.1**.Схема нагружения керамической пластины при испытаниях на круговой изгиб при статическом и ударном нагружении: 1-боек; 2- цилиндрический динамометр; 3-образец; 4- плиты узла фиксации образца; 5- опорная плита; 6-выводы тензорезисторов.

Нагрузка на пластину создавалась ударом по промежуточному стержню через демпфирующий элемент И определялась по упругой деформации динамометра регистрировалась (цилиндрической части опоры). Деформация проволочными тензодатчиками, наклеенными на наружной цилиндрической поверхности динамометра..Деформация пластин измерялась параллельно одноразовыми тензодатчиками, наклеенными непосредственно на поверхность пластин (рис.2). Схема регистрации диаграмм упругая деформация сжатия динамометра  $\varepsilon_{\rm d}$  – время нагружения *t* идентична использованной при статическом – динамическом нагружении и соответственно упругая деформация растяжения образца  $\varepsilon_{\text{изг}}$  – время t.



**Рис. 2**. Типичные зарегистрированных осциллограмм  $\varepsilon_{\text{изг}} - t$  для образцов при скоростях а - 57м/с, б - 177м/с

Расчет усилия на пластину при ударном нагружении выполнялся с использованием тарировочных зависимостей, полученных при статическом нагружении каждого из испытуемых материалов. Поскольку при скоростях нагружения выше 50 м/с наблюдались собственные колебания динамометра, которые накладывались на процесс деформирования образца, показания регистрирующих устройств могут быть не совсем корректными. Процессы нагружения и разрушения образца анализировались на основании записи диаграммы деформирования самого образца  $\varepsilon_{изг} - t$ .

## Результаты испытаний и их анализ

Диаграммы деформирования керамических образцов в исследуемом диапазоне скоростей нагружения были близки к линейным, т.е. имело место хрупкое разрушение без явных признаков пластических деформаций, что подтверждает анализ внешнего вида фрагментов разрушенных образцов (рис.3).

Такая же фрагментация керамических пластин без макропластической деформации отмечалась и при их натурных баллистических испытаниях со скоростями нагружения 730 м/с. Несмотря на то, что испытания образцов проводились в условиях чистого и кругового изгиба, прочность при растяжении этих материалов приближенно считают равной половине прочности при изгибе на основании допущения [6] принятого в практике испытаний керамических

материалов и твердых сплавов. С использованием указанного допущения характеристики прочности, полученные при изгибе, пересчитаны в значения прочности при растяжении, что значения прочности карбидо кремниевых материалов, так же как, в указанном выше диапазоне скоростей нагружения изменяются линейно, увеличиваясь практически в два раза по сравнению с их прочностью при статическом деформировании.



**Рис. 3.** Характерный вид разрушения керамической пластины при статической и динамической скорости нагружения.



**Рис. 4.** Влияние скорости нагружения при ударном растяжении на изменение прочности при растяжении  $\sigma_{\rm pac}$  образцов из карбида кремния кинетика изменения прочности при изгибе  $\sigma_{\rm изг}$  образцов из карбида кремния.

При условии обеспечения в образце в процессе динамического нагружения однородного деформационного состояния постоянная скорость деформации определяет постоянную скорость условной относительной деформации его рабочей части. Таким образом, непосредственно из диаграмм деформация  $\varepsilon_{\rm изг} - t$  можно определить характер зависимости кинетики разрушения испытуемого материала, соответствующие заданному в ход эксперимента значению относительной скорости деформации. При этом постоянство скорости деформации определяется жесткостью цепью нагружения и регистрации деформации.

Выбранные значения и представленная степенная зависимость  $\sigma_{\text{изг}} - t$  (рис.4) соответствуют равномассовым величинам нагружающей массы M и промежуточного стержня массой m.

Из условия неупругого соударения нагружающей массы M со скоростью метания  $V_0$  с промежуточным стержнем массой m скорость нагружения будет  $V = V_0 M/(m+M)$ .

#### Заключение

Экспериментально исследована зависимость физико-механических свойств керамических материалов на основе самосвязанного карбида кремния, применяемых в качестве элементов ударостойких преград, от скорости нагружения. Впервые показано, что повышение скорости нагружения вплоть до скоростей ударного нагружения 2·10<sup>-6</sup> ... 270 м/с приводит к увеличению их прочности практически в два раза, т.е. до 700 МПа.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. The armour ceramics ballistic efficiency evaluation / V. S. Neshpor, G P. Zaitsev, A.L.Maystrenko et al. // Abstracts of Eighth Cimtec World Ceramics Congress Forum New Materials, 1994, Florencia, Italy. — P.102

2. Peculiarities of manufacturing and properties of high-density silicon carbide – based armored ceramics / O. A. Rozenberg, A. L. Maystrenko, V. G. Kulich, S. I. Shestakov // Proc. 5th Intern. Armament Conf., Waplevo, Poland, 2004. - 11 p.

3.Вишняков Л.Р., Мазна О.В., Нешпор А.В., Коханый В.О., Олексюк О.Н. Вплив конструктивнотехнологічних факторів на властивості високоенергостійких броне елементів на основі кераміки //Проблемы прочности. - 2004. - № 6. - С.128-1354.

4.Кулич В.Г., Куст В.И., Ткач В.Н., Майстренко А.Л. К вопросу в возможностях получения высокоплотных керамических изделий на основе самосвязанного карбида кремния // Сверхтвердые материалы . - 2009. - № 1. - С.18-35.

5. Степанов Г.В., Зубов В.И. Энергоемкость деформирования до разрушения защемленной по круговому контуру тонкой пластины при ударном нагружении // Проблемы прочности. – 2001.- № 2. - С.88 -91.

6. Лошак М.Г. Прочность твердых сплавов. - К.: Наукова думка. - 1982. - 232 с.

## ФИЗИКА СВЕРХГЛУБОКОГО ПРОНИКНОВЕНИЯ МИКРОЧАСТИЦ В МЕТАЛЛЫ

## В.В. Соболев<sup>1</sup>, С.М. Ушеренко<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Национальный горный университет, Днепропетровск, Украина; <sup>2</sup>Белорусский национальный технический университет, Минск, Беларусь

Ударно-волновые процессы, сопровождающиеся образованием химических элементов, вызывают большой интерес, поскольку исследования этого направлении связаны с проблемой управляемого ядерного синтеза и поиском новых источников энергии. Первые публикации о синтезированных химических элементах в условиях кумуляции ударных волн вызывали, в основном, недоверие, поскольку самые простые оценки энергетического вклада оказывались на несколько порядков меньше, чем требовалось для «зажигания» ядерных реакций.

В 1985 г. экспериментально обнаружено явление образования химических элементов при воздействии на железные сплавы плазменных струй [1], образованных в режиме нерегулярного взаимодействия сильных ударных волн. Общее количество примесей в железной

мишени не превышало 0,4%. После взрыва в материале мишени были обнаружены Mn и Si, сконцентрированные в зонах шириной до двух десятков микрометров. Особенно высокое значение зафиксировано для марганца – 16...27%, в связи с этим авторы высказали предположение, что появление аномально высокой концентрации марганца скорее всего вызвано ядерными реакциями. Начиная с 2001 г., в печати появляются работы об исследованиях новых элементов, образованных в металлических мишенях при сферической кумуляции ударных волн [2], В других веществах И при других способах высокоэнергетического воздействия [3,4].

При исследовании структурных и фазовых превращений в металлах, обработанных в режиме сверхглубокого проникновения микрочастиц (СГП), зафиксировано образование химических элементов, которые отсутствовали в исходных металлах и микрочастицах [5]. При этом в процессе СГП образование каналов с относительной глубиной  $(10^2...10^4) \cdot d$  (d – средний размер микрочастиц) сопровождается целым рядом физических эффектов. Например, таких как электромагнитное излучение амплитудой 0,1...1,5 В при длительности импульса (5...12)·10<sup>-6</sup> с на расстоянии 0,15 м от боковой поверхности мишени, излучение неидентифицированного типа частиц с энергиями 200...250 МэВ [6], кристаллизация вещества за движущейся частицей – схлопывание канала, синтез новых элементов, концентрирующихся в зоне канала, появление высокоэнергетических струй плазмы на поверхности мишени при выходе из неё проникающей частицы и т.д.

Чрезвычайно интересными и актуальными задачами являются исследования в ударносжатых материалах "нового класса" реакций (ядерных), которые в рамках традиционных представлений не относятся к процессам, характерным для ударно-волновых обработок. Синтез надежно идентифицированных элементов Mn, S, Al, Cu Ne, Rn и др. является конечным результатом этих реакций.

**Цель работы** – исследование условий образования химических элементов в технически чистом железе в процессе сверхглубокого проникновения микрочастиц.

**Материалы и методика экспериментов**. Подготовка и проведение экспериментальных исследований проводилась в соответствии с методикой, описанной в [7]. Мишени изготавливались из технически чистого железа, содержащего не более 0,35% примесей, в виде цилиндров диаметром 20 мм и высотой 200 мм. Микрочастицы размером от  $10^{-6}$  до  $2 \cdot 10^{-4}$  м изготавливались из FeSi, PbAl, композиционных материалов, например, NbB – сердцевина, Al – оболочка и др. Скорость микрочастиц в экспериментах составляла 750...3000 м/с, Определение массы ионов и их количественные параметры определяли методом масс-спектроскопии вторичных ионов на ионном микрозонде CAMECA IVS4F. Точная масса изотопов и их количество определялись тандемным квадрупольным масс-спектрометром TSQ Quantum

Экспериментальные результаты и их обсуждение. 1 – в мишени образуются химические элементы, которые в исходных образцах отсутствовали. 2 – глубина проникновения

микрочастиц в металлические мишени по данным многочисленных экспериментов превышает ее поперечные размеры в  $10^2 - 10^4$  раз. 3 – перед вылетом микрочастиц с тыльной стороны мишени надежно зафиксирован выход высокоэнергетических микроскопических струй плазмы, что может быть реальным поражающим фактором космических аппаратов (разгерметизация, выход из строя электронной системы и др.). 4 – сверхглубокое проникновение микрочастиц в металлы сопровождается мощным излучением с энергией элементарных носителей 200-250 МэВ и более [6], одной из причин возникновения которого могут быть ядерные процессы.

Схема ударно-волнового сжатия позволяет время взрывного воздействия на мишень увеличить до  $10^{-4}...10^{-2}$  с. Вероятно, что и механическая (деформационная) подвижность микроструктуры материала будет соответствовать указанному диапазону. Деформационная подвижность проявляется в кинетике химических реакций, для которых характерна взаимосвязь между скоростью реакции и молекулярной подвижностью. Объемная деформация, вызывающая "разрыхление" химических связей в ударно-сжатом материале, переводит микроструктуру материала в состояние нестабильного равновесия относительно исходного. В процессе высокоэнергетического механического воздействия в металлах существенно интенсифицируются химические реакции, с высокой скоростью протекают процессы упругопластической деформации, фазовые превращения, наблюдаются явления ионизации и электрической поляризации.

Плотная плазма, образованная между взаимодействующими поверхностями материалов мишени и проникающих микрочастиц, характеризуется вязкостью, которая на несколько порядков величин меньше вязкости мишени и микрочастицы, в связи с чем микрочастицы испытывают незначительное сопротивление проникновению на сверхбольшие глубины. Физико-математическое моделирование поведения химической связи в электрическом поле точечного заряда сценарий изменения энергии химической связи от расстояния до заряда [8].



**Рис. 1.** Модель проникновения микрочастицы в металлическую мишень: 1 – микрочастица; 2 – направление проникновения частицы; 3 – металлическая мишень; 4 – межповерхностная зона, заполненная плотной плазмой; 5 – поступление ионизированных атомов микрочастицы в межповерхностную зону; 6 – поступление ионизированных атомов мишени в межповерхностную зону; 7 – потоки плазмы, «омывающие» микрочастицу; 8 – область соударения потоков плазмы – спонтанного образования зон сверхвысокой плотности вещества; 9 и 10 – плазменные струи; 11 – область новообразованных фаз в мишени

Предполагается, что в результате соударения плотных потоков плазмы спонтанно могут возникать зоны пикометровой размерности со сверхвысокой плотностью, рис. 1, в которых физические условия для ядерных реакций наиболее вероятны.

На рис. 2 представлены данные, полученные при масс-спектроскопическом анализе элементов Cu и Mn, синтезированных на различных глубинах в зонах каналов, образованных в мишени проникающими микрочастицами. Появление до 45% изотопов марганца <sup>55</sup>Mn и <sup>55</sup>Fe вызвало определенный интерес, поскольку атомные массы <sup>55</sup>Mn (54,95564) и железа <sup>55</sup>Fe (54,95604) практически совпадают. Кроме этого, изотоп <sup>55</sup>Mn является обычным и в естественном элементе его доля составляет 100%, но изотоп <sup>55</sup>Fe (период полураспада ~ 2,6 лет) в естественном элементе не найден.

Известно, что железо в природе состоит из смеси четырех стабильных изотопов <sup>54</sup>Fe, <sup>56</sup>Fe, <sup>57</sup>Fe, <sup>58</sup>Fe, причем главные из них два – <sup>56</sup>Fe (91,68%) и <sup>54</sup>Fe (5,84%). Отношение количеств изотопов <sup>54</sup>Fe/<sup>56</sup>Fe составляет 0,0637. Кроме того, известно о существовании еще, по крайней мере, шести радиоактивных изотопов железа. Из обнаруженных изотопов в некоторых образцах доля <sup>55</sup>Fe составляла 17% (остальное марганец). С вероятностью около 6,37% (отношение количеств изотопов <sup>54</sup>Fe/<sup>56</sup>Fe) принципиально возможна следующая ядерная реакция

$$^{1}/_{2} T (^{56}Fe_{+26} + ^{54}Fe_{+26}) = ^{55}Fe_{+26}.$$

Образовавшееся железо-55 может превращаться в марганец с образованием позитрона по реакции

$$^{5}Fe_{+26} = ^{55}Mn_{+25} + e^{+}$$



Рис. 2 – Распределение новых элементов (Си и Мп) по глубине железной мишени после взрывного легирования микрочастицами из PbA1

В каналах и зонах, примыкающих к каналам, содержатся и другие элементы, которых не было в исходных материалах микрочастиц и мишени: Na, Al, Si, O, O<sub>2</sub>, Cu, Cr, V, Ag, Pd, Ti,  $^{54}$ Fe и др., либо после обработки их количество резко увеличилось, рис. 3. Идентифицированы элементы калий и кальций, метастабильный сплав состава Mn-Si-Fe.



б

Рис. 3 – Результаты масс-спектроскопического анализа после динамического легирования микрочастицами FeSi а – каналов в железной мишени; б – в микрочастице

После динамического легирования в железных образцах (рис. 4) обнаружен радионуклид радон-222 с периодом полураспада 3,8 суток, входящий в природное радиоактивное семейство <sup>238</sup>U (семейство урана-радия). В природе ядра радона-222 являются непосредственным продуктом распада радия-226. Следовательно, появление радона в обработанных железных мишенях может косвенно свидетельствовать о синтезе тяжелых химических элементов семейства урана-радия, либо о механизме прямого превращения элементов.

Для регистрации короткоживущих изотопов образцы и шлифы на их основе приготавливались в течение 2...3 часов после ударно-волновой обработки железных мишеней микрочастицами FeSi. Исследования с помощью микрозонда производились не позднее чем через 10...12 часов после ударно-волновой обработки.

В зависимости от глубины расположения точки измерения [5] концентрация <sup>222</sup>Rn составляла 0,24...6,94 масс. %, что значительно превышает уровень возможной ошибки для микрозондового анализа. В случае наличия Rn концентрация <sup>55</sup>Fe (<sup>55</sup>Mn) в изучаемой зоне не

превышала 1,1 %, серы – не более 0,39 %. В тех микрообъемах структуры, где Rn не был обнаружен, концентрация <sup>55</sup>Fe (<sup>55</sup>Mn) была наибольшей. В исходных образцах мишени и, спустя 30 дней после ударно-волновой обработки, радон не был зафиксирован.



а- глубина 15 мм

b- глубина 83 мм

Рис. 4 – Микроструктуры железных образцов, исследованных на радон в течении первых 12 часов после СГП

Сравнивая "насыщенность" элементами зоны каналов и железной матрицы, видно, что наибольшее количество новообразованных элементов сконцентрировано в каналах, т.е. в зонах, ограниченных структурными, фазовыми и другими превращениями, вызванными перемещениями микрочастиц в железе. Особенно много появляется элементов с относительным весом 40...70 и превышающим 78.

Наблюдаемое в экспериментах сверхглубокое проникновение принципиально не должно было бы проявляться, поскольку простой анализ и оценочные расчеты свидетельствуют не в «пользу» закона сохранения энергии. Сравнение величины вводимой энергии (~ $5 \cdot 10^4$  Дж) и затрачиваемой на сжатие мишени, образование каналов (разрушение химических связей в материале мишени), закрытие каналов (образование новых химических связей), изменение размеров зерен металла и двойникование, образование новых элементов потребляемая энергия превышает вводимую в  $10^5 \dots 10^6$  раз.

Одним из главных условий реализации эффекта СГП является способ формирования сгустка из микрочастиц в кумулятивной выемке заряда ВВ и перемещение частиц в сгустке, обеспечивающее их интенсивное механическое взаимодействие. Если разгонять отдельные микрочастицы без интенсивной механической активации (как это происходит при детонационном напылении), то в результате их удара на поверхности мишени образуются только лишь классические формы кратеров. При коллективном движении в условиях интенсивного пластического деформирования и теплового возбуждения на поверхностях трущихся микрочастиц возникают электростатические заряды с предельно высокой плотностью распределения (трибоэлектрический эффект).

На этапе соударения с мишенью поверхностные заряды микрочастиц сближаются с химическими связями материала мишени на расстояния порядка межатомных. Воздействие

поля поверхностных зарядов на химические связи мишени приводит к разрыву связей [8]. В границах раздела «проникающая микрочастица–мишень», образующиеся электроны и ионизованные атомы являются первичными продуктами. Однако известно, что в металлах возбуждение электронов и ионизация почти не ведут к каким-либо непрерывным постоянным эффектам. В решетке металлов связь электронов с атомами такова, что искажение движения электронов быстро затухает. В случае нарушения локального упорядоченного окружения атомов, как это происходит, например, в результате удара частицы, такого рода эффекты могут иметь место.

Одновременное воздействие на кристаллическую структуру мишени квантовоакустических колебаний (волн плотности), вызывающих возбуждение и дестабилизацию связей, и сильного кулоновского влияния поля поверхностных зарядов микрочастицы, вызывающего разрыв этих связей, обусловливают специфику СГП. В этом случае разрыв химических связей в материале мишени оказывается более предпочтительным и протекает интенсивнее, чем разрыв связей в материале проникающей частицы.

Обновление плазмы осуществляется за счет разрыва связей каждого последующего атомного слоя мишени и частично связей материала микрочастицы. По мере продвижения вглубь мишени скорость микрочастицы должна была бы уменьшаться очень быстро, однако практически отсутствующее сопротивление движению (проникающая микрочастица находится в плазменной оболочке, для которой характерна весьма низкая вязкость), вероятно, способствует продолжению её перемещения.

Плазма (как и жидкость) при перепаде давлений не может сохранять равновесие и будет двигаться таким образом, чтобы выровнять разность давлений. Из-за квазинейтральности электроны не могут оторваться от медленно движущихся ионов, поэтому плазма, стремясь расшириться как целое, будет обтекать частицу-ударник [9]. За частицей процесс непрерывного соударения плазменных потоков приводит соответственно к постоянно действующему течению высокотемпературных струй, противоположно направленных вдоль оси перемещения частицы. Кроме гидродинамических эффектов в локальных областях плазмы под действием давления возникают сильные электрические поля, которые, впрочем, немедленно ликвидируют резкое нарушение электронейтральности. Максимальное время процесса проникновения микрочастиц в данных экспериментах составляло ~300 мкс.

Обновление плазмы и соответственно перемещение микрочастиц происходит до тех пор, пока материал мишени находится в состоянии деформационной подвижности (термодинамической нестабильности), вызванной ударно-волновым воздействием. Одним из подтверждений существования высокоэнергетических потоков электрически заряженных частиц (плотной плазмы) является регистрация излучения с энергией носителей ~ 250 МэВ [6]. Возникновение частиц с такими энергиями характерно для термоядерных процессов.

177

Источником термоядерных температур может быть фокус плазмы, сформированный со стороны тыльной поверхности микрочастицы сходящимися плазменными потоками.

**Выводы.** Стабильное образование новых элементов в значительных количествах может быть вызвано только ядерными процессами, однако привлечение классических представлений для объяснения механизма возникновения сверхвысоких плотностей вещества и энергии и условий образования новых элементов при ударном сжатии вещества являются непродуктивными.

Особенностью эффекта СГП являются условия реализации многоядерных реакций с участием тяжелых многозарядных ионов при непосредственном присутствии электронов. Привлекательность явления СГП как рабочего инструмента исследований, по нашему мнению, обусловлена тем, что система "проникающая микрочастица–матрица", включающая поверхности раздела и межграничное пространство, при достижении области критических параметров переходит к спонтанной самоорганизации физических процессов в веществе. Следует полагать, что СГП обусловлено не столько внешними причинами, сколько отражает лишь внутренние закономерности данного процесса.

Источником термоядерных температур могут быть области пикометровой размерности со сверхвысокой плотностью вещества, сформированные со стороны тыльной поверхности микрочастицы в зоне сходящихся потоков плазмы. Ядра атомов в областях сверхвысокой плотности сжимаются до расстояний, обеспечивающего синтез новых элементов

Техническая реализация эффекта сверхглубокого проникновения является простой и не требует каких-либо особых условий и материалов. Преимущество СГП в отличие от аналогичных процессов [2], состоит в возможности управления значительно больших масс вещества, в получении наноразмерных твердых фаз с новыми физическими свойствами и композитных металлических систем. В частности, любая из частиц, заключенная в оболочку плотной плазмы, представляет собой своеобразный микрообъект (либо макрообъект), способный преодолевать большие расстояния в различных веществах, в том числе в твердых телах.

Развиваемый в данной работе метод динамического воздействия на материалы и полученные результаты в перспективе могут быть использованы при разработке и создании новых источников энергии, принципиально новых методов в области управляемого массового синтеза химических элементов с участием тяжелых ядер и утилизации ядерных отходов.

#### Литература

- 1. Соболев В.В., Дидык Р.П., Тесленко А.Г. и др. Возникновение симметричных струй ударно-сжатого газа // Детонация. Тез. докл. III Всес. совещания по детонации, 11-14 ноя. 1985, Таллинн Черноголовка: ОИХФ АН СССР, 1985. С. 123.
- 2. Adamenko S., Selleri F., Merwe A. Controlled Nucleosynthesis. Breakthroughs in Experiment and Theory. Series: Fundamental Theories of Physics , Vol. 156. Springer, 2007. 780 p.
- Taleyarkhan R.P., West C.D., Cho J.S. at el. Evidence for Nuclear Emissions During Acoustic Cavitation // Science. - 2002. - V.295, №8. - P. 1868-1873.

- 4. Уруцкоев Л.И., Никсонов В.И., Циноев В.Г. Экспериментальное обнаружение «странного» излучения и трансформация химических элементов // Прикладная физика. 2000. №4. С. 83–100.
- 5. Sobolev V.V., Usherenko S.M. Shock-wave initiation of nuclear transmutation of chemical elements // Journal de Physique. IV France. 2006. 134. P. 977–982.
- Овчинников В.И., Дыбов О.А., Ушеренко С.М. Исследования возникновения электромагнитного и рентгеновского излучения в условиях сверхглубокого проникновения частиц пророшков при динамическом нагружении твердого тела // Сотрудничество Объединенного института ядерных исследований с институтами, университетами и предприятиями Белоруссии. – Дубна: ОИЯИ, 2002. – С. 77–79.
- 7. Ушеренко С.М. Сверхглубокое проникновение частиц в преграды и создание композиционных материалов. Минск: НИИ ИП с ОП, 1998. 210 с.
- 8. Соболев В.В. Закономерности изменения энергии химической связи в поле точечного заряда // Докл. НАН Украины. 2010. №4. С. 88-95.
- 9. Соболев В.В., Ушеренко С.М., Губенко С.И. Физический механизм сверхглубокого проникания микрочастиц в твердые фазы // Науковий вісник НГА України. 1998. №3. С. 62–65.

## PROPERTIES OF BULK METALLIC GLASS ON THE BASE OF ZR UNDER DYNAMIC LOADING

### S. Atroshenko, Yu. Sudenkov, N. Morozov, W. Zheng\*, I. Smirnov, N. Naumova, J. Shen\*

<sup>1</sup>St. Petersburg State University, St. Petersburg, Russia <sup>2</sup>Harbin Institute of Technology, Harbin, China

More information on the influence of correlation of material scale level structure and dimensional-temporal spectrum of shock loading on material behavior under high-strain-rate and on threshold and peculiarities of fracture process can be received under improvement and development of experimental techniques for creation of shock loads with different temporal profiles. The reproducibility of techniques for different experiments plays important role in these investigations. The application of electrical explosion of conductors is one of perspective directions for realization of such problems [1]. This technique permits up to 40-50% of provided electrical power to transform to kinetic energy of explosive products.

Bulk metallic glasses are very attractive field for investigations because of their unique chemical and physical-mechanical properties last time. Nevertheless the brittleness of the amorphous materials hinders their broad application [2, 3]. The different specimens of the amorphous alloy with the same composition can have essentially different plasticity levels depending on cooling velocity under crystallization, presence of nanocrystalline phase, concentration of the free volume.

The investigation of the bulk metallic glass behavior under high-strain-rate was the aim of this paper. It was developed technique using the electrical explosion of conductor phenomenon for the shock load generation in solids [1].

#### **EXPERIMENTAL PROCEDURE**

The investigation of the dynamic properties for metallic glass was carried out using the electrical explosion of conductors installation with following parameters: capacitor  $C = 6 \mu f$ , voltage U up to 50 kV, stored energy  $E \le 7.5$  kJ, short-circuit duration  $T = 10.5 \mu s$  [2].

The technique for the creation of shock load was developed: direct or via plate-waveguide loading of the specimens by shock wave under foil explosion. The temporal dependence of the specimen free surface velocity at the outlet of the pressure pulse on the surface has been checked with the help of differential laser interferometer (delay time  $\tau = 0.4$  ns).

Fig. 1 shows the chart of the technique using symmetry of the foil explosion which permits to receive the information about shock load parameters both at the front and in the back specimen surface with good accuracy.

Specimens were in the form of plates with dimensions  $\emptyset 30 \times 3$  mm. Specimens were prepared by arc melting and continuous casting.

The movement velocities of free surfaces for waveguide and specimens were monitored using differential interferometers. Exploding aluminum foil was placed between two ceramic waveguides  $\emptyset$ 35 mm in diameter and equal thickness, the optical glass and specimen were in acoustic contact with these waveguides on different sides from them. This technique permitted to define with good accuracy both the moment of the specimen loading and the starting load parameters. At the same time this technique could determine the load transformation under pulse passing across the specimen.



**Figure 1.** Shock wave loading by foil explosion: 1 -aluminum foil  $0.03 \times 20 \times 35$  mm, 2 -electrodes, 3 -the frame from dielectric, 4 -waveguide (ceramic, polymer), 5 -optical mirror (PMMA, quartz glass, sapphire).

#### **RESULTS AND DISCUSSION**

Experimental investigations of the behavior of the amorphous metallic glass on the base of Zr under shock loads of 0.5  $\mu$ s duration in the pressure range  $\leq 12$  GPa could be carried out due to developed techniques.

Preliminary velocities of elastic waves were measured in metallic glasses specimens with the help of optical-acoustic technique [4] and elastic modulus was calculated (Table 1).

Temporal profiles of the free surface velocity under different loading intensities are presented in Fig. 2.
TABLE 1. Mechanical properties of amorphous alloy based on ZR.

Alloy	ho, g/cm <sup>3</sup>	<i>C<sub>L</sub></i> , m/s	<i>C<sub>TR</sub></i> , m/s	<i>E</i> , GPa	<i>G</i> , GPa	V
ZrNiCuAl	6.81±0.005	4900±10	2360±10	102±2	38±1	0.349

It is clearly seen two-wave structure of the wave typical for elastic-plastic response of the materials. Still further this structure is specific for almost ideally plastic response. It follows from the presence of practically horizontal part of the profile after loading front. It is seen the specific tooth of flow. Dynamic elastic limit determined in the experiments is equal  $\sigma_{HEL}=4.57\pm0.05$  GPa and spall strength for ZrNiCuAl alloy is equal  $\sigma_{sp}=4.43\pm0.05$  GPa.

The parameters of the shock Hugoniot adiabat in the space of velocities of the shock wave  $U_{sh}$  and the free surface  $u_p$  are presented in Fig. 3.



Figure 2. Temporal profiles of the free surface velocity for specimens from ZrNiCuAl alloy.



**Figure 3.** Dependence  $U_{sh} = f(u_p)$  for ZrNiCuAl alloy.

Near free surface of the specimen, i.e. in the area of non stationary movement of the solids it is seen in polarized light the areas of dynamic recrystallization consisting on nanocrystals [5]. Qualitative X-ray phase analysis showed the maximum of the crystallinity 4.6%. At the same figure it is seen shear bands along the wave propagation direction.

The presence of localized shear bands and areas of recrystallization can be explained to amount of free volume, which is formed in the manufacture of the samples [2].

Mescheryakov and Atroshenko et al. [5,6] have shown that in the field of shear localization can be quite large absolute values of shear strain and significant, although insufficient to melt, rise of temperature. So in the fields of the shear localization can be expected the processes with formation of the new crystal structure.

# CONCLUSIONS

From the above paper one can draw the following conclusions:

The investigations of amorphous metallic alloys justified the qualitative picture for response of these materials on shock loading. At the same time these investigations permitted to receive quantitative results for specific alloys which give direction for creation amorphous alloys with intended properties.

We have found that for our alloy composition the HEL value  $\sigma_{HEL}$  and spall strength  $\sigma_{sp}$  are 4.57 and 4.43 GPa correspondingly. Nevertheless, despite the value of the spall strength of less than HEL on the fracture surface are observed local regions with shear bands and grains of recrystallization.

### ACKNOWLEDGEMENTS

The work was supported by RFBR projects N 09-02-00693, 10-08-00966.

### REFERENCES

- 1. Berezin, G.V., Sudenkov, Yu.V., "Investigation of shock waves from the electrical explosion of conductors on the dynamic response of solid barriers", Physical Mechanics, 4, 119, 1980 (in Russian).
- Huang, Y. J., Shen, J. and Sun, J. F., "Bulk metallic glasses: smaller is softer", Applied Physics Letters, vol. 90, 081919, 2007.
- 3. Martin M., Sekine T., Kobayashi T., Kecskes L., and Thadhani N., "High-Pressure Equation of the State of a Zirconium-Based Bulk Metallic Glass", Metallurgical and Materials Transactions A, 38, 2689, 2007.
- 4. Sud'enkov, Yu.V., and Sazhko, Z.A., "Acoustooptic Spectroscopy of Metal Structure Modifications under Plastic Deformation Due to Submicrosecond Impulsive Shock Loading", Technical Physics, Vol. 48, N1, 125, 2003 (Translated from Zhurnal Tekhnicheskoi Fiziki).
- 5. Atroshenko, S.A., "Shock-Induced Dynamic Recystallization in Metals", in Recrystallization and Grain Growth (eds. Gottstein, G. and Molodov, D.A., Springer-Verlag), 2001.
- 6. Mescheryakov, Yu.I., and Atroshenko, S.A., "Dynamic recrystallization in shear bands", in Metallurgical and Materials Applications of Shock-Wave and High-Strain-Rate Phenomena (Eds. L.E. Murr et al Elsevier Science, Amsterdam), 1995, 443-450.

# СДВИГОВАЯ И ОТКОЛЬНАЯ ПРОЧНОСТИ ЗАКАЛЁННОЙ СТАЛИ 30ХГСА ПРИ ВЗРЫВНОМ НАГРУЖЕНИИ В ОБЛАСТИ α'-ε ФАЗОВОГО ПРЕВРАЩЕНИЯ<sup>\*</sup>

### Е.А. Козлов, В.И. Таржанов, И.В. Теличко, Д.Г. Панкратов

РФЯЦ-ВНИИТФ им. Е.И.Забабахина, Снежинск, Россия

Представлены дополнительные результаты по динамическим свойствам закалённой стали 30ХГСА. Данные результаты необходимы для калибровки расчётных моделей и сертификации двумерных программных комплексов.

#### Введение

**Цель данной работы** – продемонстрировать возможности метода оптического рычага [1-4] и получить новые данные:

- по ударной сжимаемости закалённой стали 30ХГСА (HRC 35...40) в диапазоне до 30 ГПа;
- по сдвиговой и откольной прочности данной стали при высокоскоростной деформации в области исходной фазы и в области протекания обратимого α'-ε полиморфного превращения;
- по кинетике релаксации напряжений на фронтах упругого и фазового предвестников с двух различных исходных состояний;
- сохранить образцы после взрывного нагружения для последующего изучения методами оптической, сканирующей и просвечивающей электронной микроскопии.

**Объект исследования** – клиновые образцы, изготовленные из закалённой стали 30ХГСА (HRC 35...40), с размерами 50×30×13 мм<sup>3</sup> и углом 12°00′. Минимальная толщина клина составляет 3 мм, максимальная толщина – 13 мм.

Взрывное нагружение клиновых образцов – через экран, изготовленный из 12Х18Н10Т и имеющий толщину 5 мм, посредством нормальной детонации слоя пластичного ВВ на основе ТЭН толщиной 5 мм в эксперименте 1 (688) или слоя ВВ на основе октогена толщиной 10 мм в эксперименте 2 (689).

### Методика регистрации и полученные результаты

Для регистрации волновых процессов использован известный метод оптического рычага [1-4]. Первичные результаты получены в виде фотохронограмм (Рис.1) и сохранённых образцов (Рис.3). Обработка фотохронограмм и исследование сохранённых образцов позволили получить все необходимые количественные результаты при проведении всего лишь двух взрывных экспериментов. На рисунке 2а символами изображены экспериментальные данные по кинетике релаксации напряжений на фронте упругого предвестника с двух различных

<sup>\*</sup> Shear and spall strengths of quenched 30KhGSA steel under explosive loading in the range of  $\alpha' - \epsilon$  phase transition. E.A.Kozlov, V.I.Tarzhanov, I.V.Telichko, D.G.Pankratov. Russian Federal Nuclear Center – VNIITF, Snezhinsk, Russia

исходных состояний, а кривыми представлена аппроксимация экспериментальных данных в рамках статистической термофлуктуационной модели [2].



**Рис.1.** Схема взрывного нагружения клиновых образцов (а) и фотохронограммы, полученные в экспериментах 1 и 2 (б,в).

На рисунке 26 представлены данные по релаксации напряжений на фронтах упругого (HEL) и фазового (PhP) предвестников, а также – затуханию основной пластической волны по толщине h клина в экспериментах 1 и 2. При первом режиме взрывного нагружения условия для протекания полиморфного фазового превращения реализуются только в узком слое (h < 5 мм), прилегающем к поверхности нагружения. При втором режиме взрывного нагружение взрывного нагружения взрывного нагружения слое



**Рис. 2.** Экспериментальные данные по кинетике релаксации напряжений на фронте упругого предвестника в закалённой стали 30ХГСА с двух различных исходных состояний и результаты их аппроксимации в рамках статистической термофлуктуационной модели [2] с параметром формы функции распределения Вейбулла  $\alpha_0$ =12,129±0,011 (1 $\sigma$ ) и  $\alpha_0$ =12,508±0,018 (1 $\sigma$ ), соответственно для опытов 1 и 2 (а); амплитуды продольных напряжений на фронтах упругого (HEL) и фазового (PhP) предвестников, а также – основной пластической волны в клиновых образцах, претерпевших нагружение в экспериментах 1 и 2 (б); зависимость откольной прочности закалённой стали 30ХГСА от корня квадратного из градиента напряжений в области растяжения (в).



гладкий откол

Рис. 3. Образец, сохранённый после взрывного нагружения в эксперименте 1 (688)

На рисунке 2в показаны результаты экспериментов 1 и 2 по определению откольной прочности закалёной стали 30ХГСА (HRC 35...40) при высокоскоростной деформации в исходной фазе и в области протекания в волнах напряжений обратимого  $\alpha'$ - $\epsilon$  фазового превращения. Результаты двух экспериментов хорошо согласуются между собой, а также с ранее опубликованными данными [2-4]. На рисунке 3 представлено фото сохранённого образца после

взрывного нагружения в эксперименте 1 (688), когда шероховатый откол реализуется на бо́льшей части поверхности разрушения, и лишь в локальной области, где толщина клиновидного образца минимальна, наблюдается гладкий откол.

### Выводы

Продемонстрирована высокая информативность методики оптического рычага, позволившей получить необходимые количественные результаты при проведении всего двух взрывных экспериментов. Новые экспериментальные результаты по динамическим свойствам исследуемого материала, в частности, закалённой стали 30ХГСА (HRC 35...40), использованы для проверки и калибровки современных кинетических прочностных моделей и сертификации двумерных программных комплексов.

### Литература

- 1. G.R.Fowles, J. Appl. Phys. **32** 1475 (1961).
- 2. E.A.Kozlov, High Pressure Research 10 541 (1992).
- E.A.Kozlov, V.I.Tarzhanov, I.V.Telichko, D.G.Pankratov, A.V.Vorobyov, D.M.Gorbachev, V.I.Stavrietsky, in *Proceedings of VIII Zababakhin Sci. Talks* (Snezhinsk, RFNC-VNIITF, 2005), eds. E.N.Avrorin, V.A.Simonenko (Melville, New York: Am. Inst. Phys. Conf. Proceedings 849, 2006) pp.393-398.
- 4. E.A.Kozlov, V.I.Tarzhanov, I.V.Telichko, D.G.Pankratov, J. Deformation & Fracture of Materials 8 (2012)

# SHEAR AND SPALL STRENGTHS OF QUENCHED 30KHGSA STEEL UNDER EXPLOSIVE LOADING IN THE RANGE OF α'-ε PHASE TRANSITION

# E.A. Kozlov, V.I. Tarzhanov, I.V. Telichko, D.G. Pankratov

### RFNC-VNIITF, Snezhinsk, Russia

Additional results on the dynamic properties of the quenched 30KhGSA steel are presented. These results are needed for verification of strengths models and certification of 2D- software complexes

### Introduction

The purpose of this work is to demonstrate potentialities of the optical lever method [1-4]

and to obtain new data on:

- shock wave compression of the quenched 30KhGSA steel (HRC 35...40);
- shear and spall strengths of this steel under high-rate strain in the initial phase range and in the range of reversible solid-solid phase transformation;
- kinetics of stress relaxation at the fronts of the elastic and phase precursors from different initial states;
- recovering of samples after explosive loading for subsequent materials science examination.

Subjects of research – wedge samples of the quenched 30KhGSA steel (HRC 35...40) with the dimensions  $50\times30\times13$  mm<sup>3</sup> and angle  $12^{\circ}00'$ . The minimum thickness of wedges is 3 mm, the maximum thickness – 13 mm.

**Explosive loading of wedge samples** – through the 12Kh18N10T base-plate with the 5-mm thickness by normal detonation of the 5-mm PETN-based plastic explosive layer in experiment 1 (688) or the 10-mm HMX-based explosive layer in experiment 2 (689).

#### **Recording technique and results**

The well-known optical-lever method is used for wave processes registration [1-4]. Results are presented in the form of streak-camera records and the recovered samples.



Fig. 1. Schematic explosive loading of wedge samples (a) and streak-camera records (b,c) from experiments 1 and 2.

Processing of streak-camera records and investigation of recovered samples provided all the needed quantitative data just after two explosive experiments. In Figure 2a, symbols show the experimental data on the kinetics of stress relaxation at the front of the elastic precursor from two different initial states and curves – the approximation of experimental data according to the statistical thermofluctuation model [2].

Figure 2b shows data on stress relaxation at the fronts of the elastic (HEL) and phase (PhP) precursors, as well as on the main plastic wave attenuation throughout the wedge thickness *h* in experiments 1 and 2. In the first explosive loading mode, conditions for solid-solid phase transformation are realized only in a narrow layer h < 5 mm being adjacent to the loading surface. In the second explosive loading mode,  $\alpha' - \epsilon$ -transformation is observed throughout the entire sample.



**Fig.2** Experimental data on the kinetics of stress relaxation at the elastic precursor front in the quenched 30KhGSA steel from two different initial states and results of their approximation by the statistical thermofluctuation model [2] at the shape parameter of Weibull distribution function  $\alpha_0=12.129\pm0.011$  (1 $\sigma$ ) and  $\alpha_0=12.508\pm0.018$  (1 $\sigma$ ) for test 1 and 2 accordingly (a), amplitudes of longitudinal stress at the fronts of the elastic and phase precursors, as well as the principal plastic wave in wedge samples when they are loaded in experiments 1 and 2 (b), spall strength of the quenched 30KhGSA steel versus square root of the stress gradient in the tensile range (c).



**Fig.3** – Recovered sample after explosive loading in test 1(688).

Figure 2c shows results of experiments 1 and 2 on the spall strength of the quenched 30KhGSA steel (HRC 35...40) at high-rate deformation in the initial phase state and in the range of reversible  $\alpha'$ – $\epsilon$ –phase transformation. Results of two experiments are in a good agreement between themselves and with the previously published data [2-4]. Figure 3 presents photo of recovered sample after explosive loading in test 1 (688) with realization of rough spall on the main part of the fracture surface and with observation of the smooth spall in local region corresponding to the smallest thickness of wedge sample.

### Conclusion

Demonstrated is the high information capacity of the optical lever method that made it possible to obtain important quantitative data just in two explosive experiments. New experimental results on the dynamic properties of investigated materials, for example the quenched 30KhGSA steel (HRC 35...40), were used to verify and certify modern kinetic multiscale models and 2D-software complexes.

#### References

- 1. G.R.Fowles, J. Appl. Phys. **32** 1475 (1961).
- 2. E.A.Kozlov, High Pressure Research 10 541 (1992).
- E.A.Kozlov, V.I.Tarzhanov, I.V.Telichko, D.G.Pankratov, A.V.Vorobyov, D.M.Gorbachev, V.I.Stavrietsky, in *Proceedings of VIII Zababakhin Sci. Talks* (Snezhinsk, RFNC-VNIITF, 2005), eds. E.N.Avrorin, V.A.Simonenko (Melville, New York: Am. Inst. Phys. Conf. Proceedings 849, 2006) pp.393-398.
- 4. E.A.Kozlov, V.I.Tarzhanov, I.V.Telichko, D.G.Pankratov, J. Deformation & Fracture of Materials 8 (2012)

# ГРУППОВОЕ ВЫСОКОСКОРОСТНОЕ ВНЕДРЕНИЕ В ХРУПКИЕ МАТЕРИАЛЫ

# О.В. Базанов<sup>1</sup>, А.С. Власов<sup>2</sup>, С. А. Душенок<sup>1</sup>, Б.В. Румянцев<sup>2</sup>

<sup>1</sup>ФГУП «СКТБ»Технолог», Санкт-Петербург, Россия <sup>2</sup>ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-петербург, Россия

Освоение космического пространства, Луны, Марса сопровождается экспоненциальным ростом техногенного мусора, представляющего собой твердые тела массой более 1 г, плотностью 1 - 19 г/см<sup>3</sup> с соотношением размеров явно больше 1 и скоростью от 8 - 11 км/с в около земном пространстве до 1.6 – 2.4 км/с в около лунном пространстве. Кроме того, техногенный мусор по своей природе возникновения имеет групповой характер воздействия. Защита космических объектов, основанная сегодня на защите от микрометеоритов, в будущем должна учитывать возрастающую вероятность поражения от техногенного мусора. Так, например, представления о надежной защите поверхностного транспорта на Луне и Марсе

могут базироваться на разработанных принципах защиты военной техники от поражения кумулятивной струей (КС).

Для отработки защиты предлагается применить представления о сверхскоростном внедрении в деформируемые конденсированные среды, в частности, о внедрении КС со скоростями 1 - 10 км/с, получаемых при детонации взрывчатых зарядов с металлической облицовкой. Баллистический сценарий и характеристика защитного материала: масса поражающего тела 1 – 10 г; диапазон высокоскоростного взаимодействия 1 – 10 км/с; групповой характер воздействия - одновременное или разновременное действие нескольких кумулятивных струй на защиту; основной материал защиты – прочный аналог скальной породы (лунный реголит).

Основные исследования в области высокоскоростного внедрения в прочные, хрупкие материалы, были направлены на выяснение влияния высокой прочности материала защиты на поглощение ударников. Но, прямой учет прочности в гидродинамической теории движения струи в прочной среде не мог объяснить всех особенностей кинетики высокоскоростного внедрения [1]. Анализ экспериментальных исследований по кинетике внедрения КС в высокопрочные хрупкие материала преграды, инициируемого начальной стадией внедрения, на дестабилизацию дальнейшего проникания удлиненного ударника. Прочность материала преграды и возможные фазовые переходы в материале ударника определяют эффективность взаимодействия [2]. Т.к. внедрение в высокопрочные хрупкие материалы идет в дозвуковом режиме, то волна разгрузки со свободных поверхностей через некоторое время опережает область внедрения и разрушает хрупкий материал преграды, лишая его возможности воздействовать на струю. При групповом внедрении КС в этом режиме также должно проявляться взаимное влияние, последствия которого не ясны.

В связи с этим представляется актуальным оценка защитных возможностей хрупких материалов при групповом действии кумулятивных струй.

### Эксперимент

На рис. 1 приведена схема эксперимента. Кумулятивные заряды из взрывчатого вещества массой 40 g, с кумулятивной воронкой из меди толщиной 0.8 mm с полным углом при вершине  $60^{0}$  и диаметром в основании 20 mm, располагались на расстоянии 60 mm от преграды из пластин корунда. При детонации заряда формировалась медная струя с градиентом скоростей от 6.5 до 1.5 km/s, которая внедрялась в преграду. В качестве высокомодульного хрупкого материала применялся корунд марки КВП-5 плотностью 3.7 g/sm<sup>3</sup> в виде пластин. Для фиксирования конечной глубины пробития, пластины корунда размещались на стеклотекстолите марки СТБ плотностью 1.85 g/sm<sup>3</sup>.

Группа кумулятивных зарядов состояла из 4 и 7 зарядов (см. рис. 2), причем в последней группе было организовано разновременное действие кумулятивных струй.





Teor, mm

Рис. 1. Схема эксперимента.
1 – кумулятивный заряд.
2 – преграда, состоящая из слоя корунда, толщиной L<sub>cer</sub> и слоя стеклотекстолита толщиной L<sub>b</sub>.

Глубина пробития L<sub>e</sub>.

Рис. 2. Схема размещения группы кумулятивных зарядов. S – расстояние между центрами зарядов.

3. Рис. Остаточное пробитие стеклотекстолита в зависимости ОТ толщины слоя корунда: (0) лля одиночного КЗ; (x) – среднее для группы. Сплошная линия эффективное поглощение КС, пунктирная линия гидродинамический эквивалент замещения, двойная линия – поглощение в области разгрузки.

B/2 – минимальная полуширина керамического элемента на крайний кумулятивный заряд.

Данные по количеству КЗ, расстоянию между ними (S), составу преград, размерам пластин, минимальному расстоянию до свободной боковой поверхности (B/2) и пробитию приведены в таблице. При одиночном воздействии КС максимальная глубина пробития корунда составляла ~ 55 - 80 мм в зависимости от поперечного размера пластин корунда В (рис. 3). При избыточных толщинах происходило разрушение всего корунда без повреждения стеклотекстолита.

### Обсуждение

На рис. З приведены результаты определения остаточной глубины пробития в стеклотекстолите после слоя корунда при одиночном действии КЗ (о) и групповом (х). Замена части стеклотекстолита на слой корунда ведет к уменьшению глубины пробития (сплошная линия). Обращает на себя внимание, что при групповом действии наблюдается двойственный результат внедрения (см. таблицу): минимальный (основной), который демонстрирует почти полное поглощение КС уже при толщинах корундового слоя 56 mm и максимальный (подчеркнут), который продолжает тенденцию снижения глубины пробития при действии одиночного заряда. Причем вероятность появления максимального результата явно уменьшается с уменьшением расстояния S между кумулятивными зарядами.

Такой результат можно объяснить с позиций радиального действия каверны в керамике на внедряющуюся КС [1]. Радиальное действие материала каверны в высокопрочной керамике

приводит к нарушению гидродинамического характера внедрения КС. При этом эффективность действия керамики по поглощению КС гораздо выше гидродинамического эквивалента замещения (штриховая линия), вытекающего из соотношения плотностей М.А. Лаврентьева для пробития различных материалов [3, 4]. При реальных размерах керамического элемента при В/2 < 80 mm на определенной глубине дозвукового внедрения боковая волна разгрузки ослабляет радиальное схлопывание стенок каверны и в дальнейшем наблюдается гидродинамический характер внедрения (двойная линия).

Состав и размеры преграды	Состав и размеры преграды Количество КЗ, S, время действия		Глубина пробития	Вероятность проявления разгрузки
	1 17			
Стеклотекстолит 60х60	1 шт.	30	148, 150, 154, 145, 147	-
Стеклотекстолит 120x120	4 шт. 40 одновременное	40	162, 152, 162, 152, 149, 140	-
Корунд 100х100/ СТТ 100х100 L <sub>cor</sub> = 50, L <sub>b</sub> = 54	1 шт.	50	84, 71, 77	-
Корунд 190х190/ СТТ 200х200 L <sub>cor</sub> = 65, L <sub>b</sub> = 32	4 шт. 110 одновременное	55	70, 67, 66, 65, 66, 71, 72, <u><b>80</b></u>	1/8
Корунд 155х170/ СТТ 200х200 L <sub>cor</sub> = 56, L <sub>b</sub> = 99	7 шт. 45 одновременное	42	62, 56, 60, 56, 56, <u>75, 76.5</u>	2/7
	7 шт. 35 одновременное	50	60, 64, 58, 56, <u>75, 75, 75</u>	3/7
Корунд 155х170 / CTT 200х200 L <sub>cor</sub> = 56, L <sub>b</sub> = 99	7 шт. 45 отставание по центру на 15 µs	42	58, 58, 57, 56, 56, <u>75</u> Отказ по центру	1/6
Корунд 155х170 / CTT 200х200 L <sub>cor</sub> = 56, L <sub>b</sub> = 99	7 шт. 45 опережение по центру на 15 µs	42	74 Разброс кумулятивных струй	-

Такой результат можно объяснить с позиций радиального действия каверны в керамике на внедряющуюся КС [1]. Радиальное действие материала каверны в высокопрочной керамике приводит к нарушению гидродинамического характера внедрения КС. При этом эффективность действия керамики по поглощению КС гораздо выше гидродинамического эквивалента замещения (штриховая линия), вытекающего из соотношения плотностей М.А. Лаврентьева для пробития различных материалов [3, 4]. При реальных размерах керамического элемента при B/2 < 80 mm на определенной глубине дозвукового внедрения боковая волна разгрузки ослабляет радиальное схлопывание стенок каверны и в дальнейшем наблюдается гидродинамический характер внедрения (двойная линия). Как видно из экспериментальных результатов групповое действие КС может способствовать радиальному схлопыванию в соседней каверне и (или) экранировать боковую волну разгрузки, создавая возможность для полного поглощения всей группы КС при малых размерах керамического элемента B/2 < 50 mm.

Для дальнейших исследований взаимного влияния коллективного внедрения КС необходимо устранить влияние продуктов детонации кумулятивных зарядов. По этой причине при опережении действия центрального КЗ произошел разброс соседних кумулятивных струй и эффективное внедрение было нарушено (см. таблицу).

### Выводы

Групповое воздействие КС при определенных геометрических и временных соотношениях усиливает эффективность противодействия хрупкого материала высокоскоростному внедрению.

Указанные особенности проявляются при дозвуковом характере внедрения.

При проектировании защиты космических и планетных транспортных объектов от техногенного мусора и микрометеоритов целесообразно использовать опыт применения высокопрочных хрупких материалов.

### Литература

1. Румянцев Б.В. Механизмы проявления прочности при высокоскоростном внедрении металлических струй в металлы и хрупкие материалы // ФТТ, 2011, Т. 53, В. 10. С. 2018-2022.

2. Румянцев Б.В., Клименко В.Ю. Фазовые превращения в медной кумулятивной струе при внедрении в карбид кремния // ПЖТФ, 2011, том 37, вып. 21. С. 87 -94.

3. Румянцев Б.В. Внедрение кумулятивной струи в хрупкие материалы. Экстремальные состояния вещества. Детонация. Ударные волны. Труды международной конференции «VII Харитоновские тематические научные чтения». РФЯЦ-ВНИИЭФ. Саров. 2005. С. 625 – 630.

4. Hornemann U. and Holzwarth A.. Intern. J. Impact Engng. 1997. V. 20. P. 375.

# МЕХАНИЧЕСКОЕ ПОВЕДЕНИЕ ЛЕГКИХ СПЛАВОВ ПРИ ВЫСОКИХ СКОРОСТЯХ ДЕФОРМАЦИИ<sup>\*</sup>

# В.А. Скрипняк<sup>\*</sup>, Е.Г. Скрипняк<sup>\*</sup>, Л.В. Майер<sup>\*\*</sup>, Н. Херциг<sup>\*\*</sup>, Н.В. Скрипняк<sup>\*</sup>

\*Национальный исследовательский Томский госуниверситет, Томск, Россия \*\*Nordmetall GmbH, Adorf/Erzgebirge, Germany

В данной работе представлены результаты экспериментальных и теоретических исследований механического поведения алюминиевых (АМг6, Д16, АД-1), титановых (BT1-0, BT6, Ti-6-22-22S, и др.) и магниевых сплавов (Ma2-1, Ma8) в различных структурных состояниях в широком диапазоне скоростей нагружения. Рассмотренные материалы относятся к двум наиболее важным изомеханическим группам легких конструкционных металлических материалов – с ГЦК и ГПУ решетками [1]. Для модификации структуры сплавов были использованы методы интенсивной пластической деформации – метод равноканального углового прессования, метод разнонаправленной ковки, метод высокоскоростной ударной поверхностной обработки. Использованные методы позволили сформировать в образцах сплавов ультрамелкозернистую структуру (~1-1,2 мкм в алюминиевых сплавах, ~300-500 нм в титановых сплавах, ~ 1-2 мкм в магниевых сплавах).

Влияние скорости деформации в диапазоне от  $10^{-3}$  до  $10^6$  с<sup>-1</sup> на механическое поведение легких сплавов было изучено в условиях одноосного растяжения и сжатия. Для испытания применялись универсальная испытательная машина Instron, установка Instron с вертикально падающим грузом, сервогидравлический испытательный стенд Instron VHS 40/50-20, установка, реализующая схему разрезного стержня Гопкинсона с диаметром 20 мм.

Для регистрации усилий применялись высокочувствительные датчики Кистлера, для регистрации скорости перемещений - акселерометры Instron, для регистрации деформации и разрушения образцов - высокоскоростная камера FASTCAM SA5 модель 775К-М1 со скоростью 262500 кадров/сек. Структура сплавов до и после нагружения исследовались с применением оптического перевернутого микроскопа Olimpus GX, зондового сканирующего микроскопа NTEGRA NT-MDT.

На рисунке 1 показаны диаграммы условное напряжение - деформация при испытании сплава АМг6 при температуре 295 К. Линии 1 и 3 соответствуют образцам в состоянии поставки, линии 2, 4 и 6 соответствуют образцам со наноструктурированными поверхностными слоями, полученными методом ударной поверхностной обработки. Скорости деформации при растяжении соответствуют 8 10<sup>-3</sup>, 8 10<sup>-3</sup>, 485, и 552±5 с<sup>-1</sup> для линий 1-4 соответственно. Линии 5 и 6 соответствуют сжатию со скоростью деформации 480 и 550 с<sup>-1</sup>. На рисунке 2 показаны экспериментальные диаграммы условное

<sup>&</sup>lt;sup>\*</sup> Mechanical behavior of light metal alloys at high strain rates, V.A. Skripnyak, E.G. Skripnyak, L.W. Meyer, N. Herzig, and N.V. Skripnyak y, Tomsk State University, Tomsk, Russia, Nordmetall GmbH, Germany

напряжение-деформация, полученные для сплава АД-1 при 295 К. Линии 1 и 3 соответствуют испытанию материала в состоянии поставки, а линии 2, 4 и 5 получены для образцов со структурированными поверхностными слоями. Диаграммы получены при скоростях деформации при растяжении 8 10<sup>-3</sup> (линии 1, 2), 510, 504, и 501±5 с<sup>-1</sup> для линий 2,3, и 4.



Рисунок 1. Диаграммы условное напряжение – деформация при сжатии и растяжении сплава АМг6.



Рисунок 2. Диаграммы условное напряжение – деформация при сжатии и растяжении сплава АД-1.

На рисунке 3 показаны экспериментальные диаграммы напряжение-деформация сплава Ma2-1. Линии при сжатии получены при скоростях деформации  $10^{-3}$  c<sup>-1</sup> (линии 1 и 2), 228±2 c<sup>-1</sup> (линии 3 и 4) и 3300±30 c<sup>-1</sup> (линии 5 и 6). Линиям 1, 3, и 5 соответствует условия одноосного сжатия Ma2-1 в состоянии поставки.

Полученные результаты свидетельствуют о различном сопротивлении исследованных легких сплавов пластическому течению в условиях высокоскоростного растяжения и сжатия. Особенности механического поведения сплавов обусловлены зарождением полос локализованного пластического сдвига и накоплением микроповреждений. Формирование

полос локализации при высокоскоростной деформации образцов подтверждается высокоскоростной фоторегистрацией поверхности деформируемого образца на рисунке 4.



Рисунок 3. Диаграммы условное напряжение – деформация при сжатии и растяжении сплава Ма2-1.



**Рисунок 4.** Развития трещины при высокоскоростном осевом сжатии сплава Ma2-1 со структурированными поверхностными слоями.

При скоростях деформации, превышающих 100 с<sup>-1</sup>, в магниевых сплавах формируется полоса локализованного пластического сдвига, трансформирующаяся в трещину сдвига. Скорость деформации для условий нагружения образца сплава Ma2-1 на рисунке 4 соответствовала 228±2 с<sup>1</sup>.



Рисунок 5. Диаграммы напряжение - деформация сплава Ti6-22-22S в крупнокристаллическом (а) и ультрамелкозернистом (б) состояниях.

Полосы локализованной деформации формируются под углами, близкими к 45 ° к направлению сжатия, что указывает на развитие полос под действием максимальных макроскопических сдвиговых напряжений. В зоне локализации деформации зарождаются и накапливаются микроповреждения. На рисунке 6 показан элемент поверхности разрушения сплава Ma2-1 (61x261 мкм<sup>2</sup>) при осевом сжатии со скоростью 228±2 с<sup>-1</sup>. Рельеф поверхности свидетельствует о множественном зарождении центров разрушения при высокоскоростной деформации в полосе локализованного сдвига и последующим ростом размеров микротрещин сдвига и объединением их в макроскопическую трещину.



Рисунок 6. Элемент поверхности разрушения сплава Ма2-1.

Трансформация полос локализованного сдвига в макроскопическую трещину сдвига определяет величину предельной пластической деформации перед разрушением. Величина макроскопической деформации до разрушения зависит от условий нагружения и структурных факторов, одним из которых является средний размер зерна. Для оценки макроскопической деформации до разрушения легких сплавов предложена феноменологическая зависимость, учитывающая влияние скорости деформации

$$\varepsilon_{\rm f} = \frac{\varepsilon_{\rm f0}}{d_{\rm g}^{-1/2}} - C_1 \exp(-C_2 \frac{\sigma_{\rm kk}}{\sigma_{\rm eq}}) - C_3 \log(\dot{\varepsilon} / \dot{\varepsilon}_0) ,$$

где  $\varepsilon_{\rm f}$  - предельная степень деформации до разрушения,  $d_{\rm g}$  – средний размер зерна,  $\dot{\varepsilon}$ эквивалентная скорость деформации,  $\dot{\varepsilon}_0 = 1 \, {\rm c}^{-1}$ ,  $\sigma_{\rm eq} = \sqrt{(3/2) S_{ij} S_{ij}}$ ,  $S_{ij}$  – компоненты девиатора тензора напряжения,  $\sigma_{\rm kk}$  - шаровая часть тензора напряжения,  $\varepsilon_{\rm f0}$ ,  $C_1$ ,  $C_2$ ,  $C_3$  – константы материала.

Проведенные экспериментальные исследования показали, что зависимости сопротивления пластическому течению легких алюминиевых, магниевых и титановых сплавов от скорости деформации в диапазоне от  $10^{-3}$  до  $10^{6}$  с<sup>-1</sup> при сжатии и растяжении не совпадают. Величина предельной деформации до разрушения снижается пропорционально логарифму нормализованной скорости деформации. Механическое поведение сплавов с ультрамелкозернистой структурой и наноструктурированными поверхностными слоями качественно и количественно отличается от поведения крупнокристаллических аналогов.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Минобрнауки РФ (ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» ГК П666 от 19.05.2010 г., ГК № П506 от 13 мая 2010 г, грант РФФИ № <u>12-01-00805</u> и государственному заданию на выполнение НИР в ТГУ).

### Литература

1. Skripnyak V. A. Mechanical behavior of nanostructured and ultrafine-grained materials under shock wave loadings. Experimental data and results of computer simulations//Shock Compression of Condensed Matter - 2011. AIP Conf. Proc. 2012, 1426, p. 965-970.

# ВЗАИМОСВЯЗЬ СТРУКТУРЫ И ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИХ СВОЙСТВ АЛЮМИНИЕВЫХ СПЛАВОВ ПРИ ДИНАМИЧЕСКОМ СЖАТИИ ПО МЕТОДИКЕ КОЛЬСКОГО

# А.Н. Петрова<sup>1</sup>, И.Г. Бродова<sup>1</sup>, О.А. Плехов<sup>2</sup>, Е.В. Шорохов<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург, Россия <sup>2</sup>Институт механики сплошных сред УрО РАН, Пермь, Россия <sup>3</sup>РфЯЦ-ВНИИТФ, Снежинск, Россия

Проведено исследование механического структуры И поведения ультрамелкокристаллических (УМК) образцов из алюминиевых сплавов, полученных методоч динамического канально-углового прессования (ДКУП) в ВНИИТФ РФЯЦ, при сжатии методом Кольского с использованием разрезного стержня Гопкинсона. В процессе интенсивностью экспериментов с разной нагружения определялись динамические механические свойства УМК образцов из сплавов В95 (А7075) и АМц (А3003) и их крупнокристаллических (KK) аналогов. С помощью инфракрасного сканирования регистрировалась температура образцов и определялась доля диссипированной энергии, рассчитанная как отношение энергии, преобразованной в тепло, к энергии затраченной на деформирование образца.

Для определения закономерностей накопления и диссипации энергии в УМК и КК образцах проводилась аттестация их структуры до и после динамического сжатия. Было установлено, что условия динамического прессования (V и N) и фазовый состав материалов влияют на механизмы формирования УМК структуры, её масштаб и на механические свойства этих сплавов. В частности, образцы из сплава В95, полученные методом ДКУП при 1-2 проходах (N) и скорости V=150 м/с, имели фрагментированную структуру, а из сплава АМц при N=4 и V=300 м/с -рекристаллизованную. Уменьшение степени деформации (скорости и числа проходов) в сплавах этого состава приводят к смене механизма формирования УМК состояния, а именно формируется смешанная структура, содержащая слабо разориентированные субзёрна и отдельные кристаллиты, разделённые неравновесными большеугловыми границами. Таким образом, в экспериментах по динамическому сжатию был исследован спектр структур с различным размером структурных фрагментов, разными долями фрагментированной и рекристаллизованной структур и уровнем внутренних напряжений, а также различным соотношением малоугловых и большеугловых границ кристаллитов.

Установлено, что при динамическом сжатии происходит процесс дополнительной пластической деформации образцов, что отражается на их структурных характеристиках и свойствах. Обнаружено, что значения динамических пределов прочности и текучести для УМК и КК материалов отличаются на 10-20 %, в то время как при квазистатическом растяжении УМК материалы демонстрируют прочность в 2-2,5 раза выше, чем КК.

На основании данных рентгеноструктурного анализа и просвечивающей электронной микроскопии установлено, что состояние материалов после динамического сжатия напрямую зависит от исходного состояния (размера зерна, уровня напряженного состояния, дислокационной структуры и дефектности границ зерен). На примере сплава B95 показано, что крупнокристаллические образцы в процессе динамического сжатия упрочняются, а их твердость возрастает на 20 %. УМК образцы, наоборот, разупрочняются, и их твердость падает на 16-23 %.

Эти данные свидетельствуют о том, что дополнительная интенсивная пластическая деформация вызывает в ДКУП образцах релаксационные процессы, которые проявляются ни столько в дальнейшей фрагментации структуры, сколько в изменении дислокационного ансамбля и состояния границ зерен (рис. 1).

На рисунке 1а показано, как меняется интегральная ширина рентгеновской линии (111)αAl, а на рис 1б представлено изменение твердости до и после динамического сжатия для КК и ДКУП образцов из сплава В95. Структура КК образцов наоборот интенсивно измельчается, уровень внутренних напряжений растет, образуется фрагментированная смешанная структура с малоугловыми и большеугловыми границами кристаллитов.

197



Рис. 1. Изменение интегральной ширины рентгеновской линии (а) и твердости (б) образцов из сплава В95 до и после динамического сжатия

Естественно, что такое разное поведение материалов в процессе динамического сжатия отражается на особенностях их термодинамических параметров. Обнаружено, что исходно КК образцы обладают меньшей диссипативной способностью. В частности, в сплаве АМц с УМК структурой (средниq размер кристаллитов 500 нм) доля диссипированной энергии на 32% выше. В сплаве В95 наибольшей диссипативной способностью обладает образец, полученный при двух проходах ДКУП со скоростью V=150 м/с, имеющий фрагментированную структуру и высокую плотность дислокаций (рис. 2).

В процессе эксперимента варьировалась интенсивность деформации, что достигалось разной скоростью полета ударника (10 и 15 м/с) и разным объемом образцов (23-24 мм<sup>3</sup> и 14 мм<sup>3</sup>). Такая постановка эксперимента позволяла изучить влияние величины и скорости деформации на количество диссипированной и поглощенной энергии в образцах с разным исходным размером зерна (до и после ДКУП).

Влияние интенсивности деформации на термодинамические характеристики изучено на ДКУП образцах с УМК фрагментированной структурой. Было показано, что увеличение скорости деформации понижает динамический предел текучести в сплаве B95 на 14 %, а в сплаве АМц на 7 %, при этом повышается пластичность материалов. Кроме того, увеличение интенсивности деформации ДКУП образцов из сплава АМц вызывает рост средней температуры, повышение диссипативной способности и понижение уровня накопленной энергии. В КК образцах наблюдается обратная картина, т.е. с ростом интенсивности деформации наблюдается повышение энергии поглощения. Таким образом, в процессе данного эксперимента в УМК материалах обнаружена аномалия поглощения механической энергии, что свидетельствует в пользу зернограничной модели накопления дефектов при пластической деформации.



**Рис. 2.** Доля диссипированной энергии при динамическом сжатии сплава B95 в зависимости от условий ДКУП.

Следовательно, повышение диссипативной способности при переходе от КК к УМК состоянию обусловленј тем, что в УМК материале при динамическом сжатии имеет место аннигиляция имеющихся решеточных дислокаций, и более активно начинает работать механизм проскальзывания, который обусловлен усилением роли зернограничных дефектов – дисклинаций. Идут процессы релаксации, при которых внутренняя энергия материала понижается, а энергия диссипации растет. В КК сплаве наоборот интенсивно протекают процессы образования новых дефектов, при этом накопленная энергия растет, а диссипативная способность падает.

### выводы

- Исследована структура и свойства образцов из сплавов АМц и В95 после динамического сжатия. Установлено, что предыстория образцов (размер зерна, степень дефектности структуры) влияет на диссипативную способность материалов.
- 2. Независимо от состава сплавов, переход от КК к УМК состоянию сопровождается повышением энергии диссипации и снижением уровня поглощенной энергии.
- С ростом интенсивности деформации в УМК образцах наблюдается уменьшение величины поглощенной энергии и увеличение диссипативной способности. Данная аномалия обусловлена преобладанием при пластической деформации механизма зернограничного проскальзывания.

Электронно-микроскопические исследования выполнены в отделе электронной микроскопии ЦКП ИФМ УрО РАН «Испытательный центр нанотехнологий и перспективных материалов».

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Программы Президиума РАН (проект № 12-П-2-1009) и РФФИ (проект №11-03-00047).

# ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ γ-α ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА В ЦЕРИИ ПРИ ДИНАМИЧЕСКОМ НАГРУЖЕНИИ<sup>†</sup>

## А.Н. Зубарева, С.А. Колесников, А.В. Уткин

#### Институт проблем химической физики РАН, Черноголовка, Россия

По сравнению с большинством металлов церий выделяется целым рядом необычных свойств. К их числу можно отнести существование критической точки в твердом состоянии на линии изоморфного γ-α превращения, аномальное поведение сжимаемости церия, его теплового расширения, теплоемкости и других характеристик [1]. Их наличие приводит к формированию весьма сложной картины на фазовой диаграмме церия, реализующейся в области относительно невысоких давлений (Р<25 ГПа) [2,3], и образованию сложных многоволновых структур при его быстром динамическом нагружении. Это делает церий важным материалом для проведения динамических, в том числе ударно-волновых, исследований, направленных на получение многофазного уравнения состояния материала и его прочностных характеристик. В связи с этим в последние годы появилось большое число расчетных и экспериментальных работ по исследованию разных областей фазовой диаграммы церия [1-4].

В частности, в работе [2] было теоретически показано, что аномальное поведение сжимаемости γ-фазы церия вплоть до давления γ-α-перехода приводит к невозможности формирования в этой области ударного фронта, то есть сжатие церия должно происходить изэнтропически. При дальнейшем увеличении давления в церии ожидается образование двухволновой конфигурации, состоящей из головной волны изэнтропического сжатия, «размытой» во времени, и следующей за ней ударной волны.

Предсказанные двухволновые структуры действительно наблюдались в экспериментах, в частности, при помощи датчиков давления [1] и лазерной интерферометрии [4]. В области сравнительно высоких давлений сжатия, обеспечивающих формирование ударной волны в церии, с высокой точностью была измерена ударная адиабата церия [3]. В то же время для экспериментального подтверждения сделанных в работе [2] предсказаний о виде зависимости

<sup>&</sup>lt;sup>†</sup> Experimental investigation of  $\gamma$ - $\alpha$  phase transition in Cerium under dynamic loading. A.N. Zubareva, S.A. Kolesnikov, A.V. Utkin

Institute of Problems of Chemical Physics RAS, Chernogolovka, Russia

скорости звука  $C_0$  от давления динамического сжатия P в окрестности давления  $\gamma$ - $\alpha$ -перехода этих данных по-прежнему недостаточно, так как непосредственное применение данных об ударном сжатии для расчета  $C_0$  в области  $\gamma$ -фазы, в которой в соответствии с вышесказанным невозможно формирование ударной волны, некорректно. Для получения более точных данных в интересующей нас области давлений необходимо проведение отдельных измерений с привлечением новых экспериментальных методик.

Известно [3], что  $\gamma$ - $\alpha$  – переход в церии происходит со значительным, порядка 13-16%, скачком удельного объема. Это, также как и возможность формирования явно выраженной двухволновой структуры при ударном нагружении, делает церий подходящим объектом для исследования методом высокоэнергетической протонной радиографии [5,6]. Данный метод кинематических позволяет проводить одновременное измерение как параметров распространяющихся в объеме вещества волн, так и распределения плотности вещества непосредственно в одном и том же быстропротекающем динамическом эксперименте за счет получения в ходе развития процесса нескольких радиографических кадров. Ожидается, что проведение подобных одновременных измерений для церия на протонно-радиографической установке на ускорителе ИТЭФ-ТВН [6] позволит с более высокой точностью, чем в ранних работах, определить параметры динамического сжатия церия в окрестности γ-α фазового перехода, и, таким образом, внести важный вклад в задачу построения многофазного уравнения состояния церия.

С этой целью в данной работе проведена разработка и предварительная отработка постановки экспериментов по одномерному ударному нагружению образцов церия в условиях протонно-радиографических измерений. При помощи лазерного доплеровского интерферометра VISAR для отработанных схем мишеней получены экспериментальные профили массовой скорости свободной поверхности образцов церия при ударном нагружении до 6 ГПа, проведено их сравнение с данными работ других авторов.

Динамическое нагружение образцов церия предполагалось осуществлять плоскими металлическими ударниками, разогнанными при помощи плосковолновых взрывных генераторов. Основной особенностью проведения ударно-волновых экспериментов с использованием энергии взрывчатых веществ (ВВ) на протонно-радиографической установке ИТЭФ-ТВН является ограничение емкости взрывозащитной мишенной камеры установки величиной в 70 г ВВ в тротиловом эквиваленте, что не позволяет использовать традиционные схемы взрывного метания, использующие большие заряды ВВ. В связи с этим специально для использования на протонно-радиографических установках ранее были разработаны компактные взрывные плосковолновые генераторы, обеспечивающие метание стальных и алюминиевых ударников толщиной 1-2 мм и диаметром 20 мм со скоростями от 0,5 до 3 км/с [7]. В текущей работе для ударного нагружения образцов церия использовались именно эти генераторы и их низкоскоростные модификации.

201



Рисунок 1 — Схема экспериментальной сборки для исследования γ-α фазового перехода в церии с использованием компактного ВМУ



**Рисунок 2** — Профиль скорости свободной поверхности образца церия толщиной 4 мм, полученный при нагружении стальным ударником толщиной 1 мм, разогнанным компактным взрывным генератором

Схема экспериментальной сборки для первой из отработанных схем динамического нагружения, использующей компактный взрывной генератор *I*, разгоняющий стальной ударник *2* толщиной 1 мм до скорости 840 м/с на базе полета 2 мм, представлена на рисунке 1. Имевшиеся в наличии образцы исследуемого материала представляли собой диски диаметром 30 мм и толщиной 4 мм. Для экономии ценного материала образцы церия распиливались пополам на два полукруга. Таким образом получались образцы, где наименьшим линейным размером был радиус диска 15 мм. Так как регистрация лазерным интерферометром VISAR осуществляется с центральной области образца с пятна диаметром существенно менее 1 мм, невыполнение условия симметричности образца в данном случае не играло роли, а эффект боковой разгрузки ожидался таким же, как и для цилиндрически симметричного образца диаметром 15 мм. Отражающая поверхность для лазерного излучения формировалась путем наклеивания эпоксидным клеем тонкой алюминиевой фольги *4* толщиной 7 мкм на одну из

поверхностей образца *3*. Нагружение образца осуществлялось через алюминиевый экран *5* диаметром 80 мм и толщиной 2 мм. Полученный профиль скорости свободной поверхности алюминиевой фольги показан на рисунке 2.

На данном профиле обращает на себя внимание протяженная, длительностью около 0,1 мкс, область плавного нарастания скорости от нуля до примерно 125 м/с, сменяющаяся короткой областью постоянной скорости длительностью около 10 нс, а затем ударным скачком до значения 950 м/с. Это полностью соответствует сделанному в работе [2] предположению о том, что за счет аномальной сжимаемости церия в  $\gamma$ -фазе при его ударном нагружении в интервале до 3 ГПа образуется двухволновая конфигурация, состоящая из волны изэнтропического сжатия, «размытой» во времени, следующей за ней областью постоянных параметров при переходе из  $\gamma$ - в  $\alpha$ -фазу, и идущего затем ударного скачка.

Расчет давлений с учетом данных об ударной адиабате церия в области низких давлений, приведенных в работе [3], дает для максимума давления последующего ударного сжатия значение 5,9 ГПа. Так как значение массовой скорости в зарегистрированной на профиле свободной поверхности области фазового перехода (125 м/с) оказывается ниже пределов имеющихся аппроксимаций для ударной адиабаты церия в область низких давлений [3], за скорость распространения первой волны изэнтропического нагружения при расчете давления фазового перехода взята объемная скорость звука при нормальных условиях, для церия составляющая величину 2,1 км/с. С учетом плотности церия 6,75 г/см<sup>3</sup>, это дает величину давления фазового перехода 0,89 ГПа.

Для снижения скорости и давления ударного нагружения далее применялась схема компактного взрывного генератора, использующая массивный стальной ослабитель толщиной 4,7 мм и диаметром 40 мм, через который разгонялся более мягкий алюминиевый ударник толщиной 1 мм. Между алюминиевым ударником и ослабителем была проложена полиэтиленовая пленка толщиной 50 мкм для снижения растягивающих напряжений в материале ударника, благодаря которой в данной схеме удалось избежать откольного разрушения ударника и достигнуть скорости его разгона около 540 м/с на базе полета 1,5 мм.



Рисунок 3 — Схема экспериментальной сборки для исследования γ-α фазового перехода в церии с использованием компактного ВМУ с ослабителем

Схема соответствующей сборки показана на рисунке 3. Помимо добавления ослабителя и замены стального ударника на алюминиевый, основное ее отличие от сборки на рисунке 1

состоит в том, что во избежание усложнения картины волновых взаимодействий образец церия с наклеенной на него алюминиевой фольгой толщиной 7 мкм нагружается не через алюминиевый экран, а непосредственно ударником на базе полета 2 мм.

Наряду с опытами с компактными взрывными генераторами, для оценки эффективности их применения был проведен также эксперимент в традиционной постановке с большой плосковолновой линзой массой 150 г, разгоняющей алюминиевый ударник толщиной 2 мм и диаметром 70 мм до скорости около 700 м/с. Нагружение образца в этом случае, так же, как и в опыте на рисунке 1, производилось через алюминиевый экран толщиной 2 мм. Полученные в обоих опытах профили свободной поверхности алюминиевой фольги, наклеенной на образец церия толщиной 4 мм, представлены на рисунке 4.



Рисунок 4 — Профили скорости свободной поверхности образца церия толщиной 4 мм, полученные при нагружении с использованием компактного (1) и стандартного (2) взрывных генераторов

По результатам экспериментов видна очень хорошая воспроизводимость в обоих опытах как двухволновой структуры волны с изэнтропической первой стадией и последующим ударным скачком, так и численных значений для скорости свободной поверхности в области фазового перехода 110 м/с и рассчитанного по ней давления фазового перехода 0,78 ГПа, а также скорости свободной поверхности и давления максимального сжатия (455 м/с и 2,1 ГПа соответственно).

Отметим, что найденное в данных экспериментах значение давления  $\gamma$ - $\alpha$  фазового перехода в церии (0,78 ГПа), как и общий вид профилей массовой скорости до момента откольного разрушения образца, приведшего к появлению на профиле циклических подъемов и и спадов скорости, вызванных циркуляциями волн в откольной пластине, с высокой точностью совпадает со значением, полученным ранее в работе [4].

Полученные в ходе проведенных экспериментов результаты приведены в таблице 1.

Значения массовой скорости определялись с использованием метода отражений.

Таблица 1 –	– Параметры	экспериментальных	сборок и	измеренные	параметры	динамического
нагружения	образцов цери	R				

Схема разгона	Ударник	Скорость	Массовая	Давление	Массовая	Давление
		ударника,	скорость	фазового	скорость при	максимального
		м/с	при	перехода,	максимальном	сжатия, ГПа
			фазовом	ГПа	сжатии, м/с	
			переходе,			
			м/с			
Компактный	Сталь	840	62	0,89	475	5,9
генератор,	1 мм					
экран						
Компактный	Al	540	55	0,78	225	2,1
генератор,	1 мм					
ослабитель,						
экран						
Обычный	Al	700	55	0,78	225	2,1
генератор,	2 мм					
экран						

Таким образом, показано, что для образцов церия толщиной 4 мм компактные взрывные генераторы можно применять для исследования фазовых переходов в области относительно низких давлений так же, как и традиционные плосковолновые генераторы, использующие большие заряды взрывчатых веществ. Это открывает широкие перспективы для использования данных компактных устройств в протонно-радиографических исследованиях фазовых переходов в конденсированных средах. Проведение данных исследований для церия позволит с более высокой точностью, чем в ранних работах, определить параметры его динамического сжатия в окрестности γ-α фазового перехода, и, таким образом, внести важный вклад в задачу построения многофазного уравнения состояния церия.

Авторы выражают благодарность М.В. Жерноклетову за предоставленные образцы и ценные обсуждения. Работа выполнена в рамках Госконтракта с Госкорпорацией «Росатом».

### Литература

- 1. М.В. Жерноклетов, А.Е. Ковалев, В.В. Комиссаров, М.Т. Новиков, М.Э. Зохер, Ф.Д. Черне Исследование фазовых превращений церия в ударно-волновых экспериментах. ЖЭТФ, 2011, т. 139. № 2. с. 249-257.
- 2. В.М. Елькин, Е.А. Козлов, Е.В. Какшина, Ю.С. Морева. Уравнение состояния и особенности динамического сжатия церия в области (γ-α)-фазового перехода. ФММ, 2006, т.101, №3, с. 232-241.
- B.J. Jensen, F.J. Cherne, J.C. Cooley, M.V. Zhernokletov, A.E. Kovalev. Shock melting of cerium. Physical Review B, 2010, v. 81, p.214109.
- 4. Hu Xiaomian, Pan Hao, and Dai Chengda. Study on the kinetics of  $\gamma$  and  $\alpha$  phase transition in cerium material. AIP Conf. Proc. 1426, pp. 1567-1570 (2012)
- 5. N.P.S. King, E. Ables, K. Adams, et al. Nucl. Instr. Meth., A424, 84-91, 1999
- 6. А.А. Голубев и др. Диагностика быстропротекающих процессов пучком заряженных частиц от ускорителя ТВН-ИТЭФ. Письма в ЖТФ, 2010, том 36, вып. 4, с.61-67.
- 7. В.В. Якушев, А.В. Уткин, С.А. Колдунов, М.И. Кулиш. Компактное взрывное устройство для разгона алюминиевых ударников до скорости 3 км/с. ПТЭ, 2011, №3, с.149-153.

# ФАЗОВЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ, ЭФФЕКТЫ ЛОКАЛИЗАЦИИ ДЕФОРМАЦИИ И МАССОПЕРЕНОСА В УДАРНЫХ ВОЛНАХ \*\*

### И.В. Хомская, В.И. Зельдович, А.Э. Хейфец

Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург, Россия

Ударно-волновое нагружение (УВН) - один из наиболее эффективных высокоэнергетических методов упрочнения металлических материалов. Главное преимущество такого воздействия заключается в возможности получения значительного упрочнения при минимальном формоизменении [1-3]. Структура материалов при УВН изменяется под действием нескольких факторов: высокого давления, высокоскоростной деформации (равномерной и локализованной, растягивающих напряжений при разгрузке и повышения температуры. Локализованная деформация в виде полос адиабатического сдвига (ПАС), областей локализованного течения и др. является нежелательным результатом воздействия, приводит к структурной неоднородности и может создавать очаги разрушения. Равномерная деформация вводит в нагружаемый материал дефекты кристаллического строения: вакансии, дислокации, дефекты упаковки, двойники, что приводит к его упрочнению [1,3]. Высокое давление способствует протеканию фазовых превращений, происходящих с уменьшением удельного объема. Фазовые превращения в ударных волнах (УВ), происходят из большого числа центров в течение микросекундных интервалов, что создает условия для формирования чрезвычайно дисперсных структур [3-5, 8-10]. В работе обобщены результаты исследования закономерностей деформационного поведения и эволюции структуры материалов при двух способах УВН: сходящимися УВ с возрастающей амплитудой давления (Р) от 40 до 200 ГПа, плоскими УВ с Р=7,6-39ГПа. Эксперименты проводили в РФЯЦ-ВНИИТФ Н.П. Пурыгин и В.И Бузанов под руководством академика Б.В. Литвинова; в ИГ СО РАН А.А. Дерибас и А.Н. Киселев с сотр.; и в МГТУ им. Н.Э. Баумана Е.Ф. Грязнов.

Эффекты взаимодействия УВ и связанные с ними явления локализации пластической деформации, разрушения и массопереноса исследовали при нагружении квазисферическими и плоскими сходящимися УВ с Р=40-100 ГПа [10-13] сплошных и составных шаровых образцов (d=40 и 60 мм), цилиндров (d=20 и h=30 мм), и дисков (d=60 и h=30 мм), из стали СтЗ (0,14-0,22%C), латуни Л63 (Cu-37%Zn), бронзы (Cu-12,5%Al) и сплава BT3-1(Ti-5,5%Al-2%Mo-1%Cr). Следы локализованной деформации: ПАС, участки локализованного течения и др. отчетливо выявляются при микроструктурном исследовании нагруженных образцов, благодаря их исходной двухфазной и пластинчатой структуре. Степень локальной пластической деформации, оцененная по удлинению фазовых и структурных составляющих в направлении

<sup>\*\*</sup> Phase Transformations, Effects of Deformation Localization and Mass transfer under Shock waves, I.V. Khomskaya, V.I. Zeldovich, A.E. Kheifets

Institute of Metal Physics, Ural Division of Russian Academy of Science, Ekaterinburg, Russia,

течения и по характерному изгибу пластин, достигает 60-80%. На основании анализа наших результатов [10-13] и литературных данных [1,3], предложена классификация типов течения по характеру массопереноса в области течения: сдвиговое, обусловленное деформацией сдвига одной области образца относительно другой (рис.1а); струйное (кумулятивное), связанное с переносом частиц вещества внутри некоторой полосы (рис.1б); и турбулентное (вихревое), если вектор скорости частиц вещества непрерывно изменяется (рис.1в).





Рис. 1. Три типа локализованного течения при УВН и профили скорости частиц вещества; (а)– сдвиговое (б)– струйное (кумулятивное), и (в)– вихревое (турбулентное) течение,

Рис. 2. Схема центральной части диаметральной плоскости разреза составного шара после УВН; Л-латунь, С-углеродистая сталь, НС- нержавеющая сталь. Цифрами 1-4 обозначены анализируемые области.

Явления массопереноса в УВ изучали при нагружении шарового образца d=60 мм, составленного из нескольких слоев сталей и латуни [13]. На рис.2 приведена схема структурных изменений в центральной части образца после УВН. Видно проникновение участков латуни -Л и нержавеющей стали -НС в узкие каналы стыка сферического слоя стали-С (области 1 и 2, рис.2); и внедрение «капли» стали-С и «уса» латуни-Л друг в друга (область 4, рис. 2). Массоперенос происходил от поверхности к центру образца, и в обратном направлении (указан стрелками на рис.2). Проникновение материала в каналы связано с переносом материала за счет струйного течения (рис.16). Глубина проникновения в каналы достигала 3,2 мм, в сплошной материал - 0,3 мм. Эффективный коэффициент массопереноса (D) в сплошной материал  $\sim 10^2$ , в каналы D  $\sim 10^4$  см<sup>2</sup>/с. Наблюдение участков одного материала в другом свидетельствуют о механическом перемешивании, обусловленным неоднородным вихревым течением (рис.1в). Если пренебречь силами вязкого трения и сжатием материалов в УВ (считая плотность постоянной), то можно оценить глубину проникновения по уравнению Бернулли. Оценки для P=100 ГПа, действующего в течение 0,5 мкс, дают глубину 2,5 мм, что хорошо согласуется с данными микроструктурного и локального рентгеноспектрального анализа. То есть обнаруженные эффекты массопереноса имеют гидродинамическое происхождение.

Фазовые и структурные превращения в УВ изучали при нагружении образцов из сталей и сплавов по различным схемам. Пластины (2x55x55мм) из Fe-Ni сплавов с 6 и 28%Ni подвергали действию плоских УВ с P=7,6-39 ГПа. Длительность импульса сжатия ~1 мкс, остаточная деформация не превышала 2-5% Температура на фронте ударной волны -50-260°C, после разгрузки -30-130°C [8,9]. Цилиндр из бронзы нагружали плоскими сходящимися

УВ с Р=40-100 ГПа; шаровые образцы из Ст3, латуни и Fe-Ni сплавов с 28 и 32%Ni квазисферическими УВ с Р=40-200 ГПа. [10-12]

При нагружении с P=12-39 ГПа сплавов Fe-6Ni–0,01C и Fe-6Ni–0,2C со структурами феррит ( $\alpha$ -фазы) и феррит ( $\alpha$ -фазы)+ частицы цементита (Fe<sub>3</sub>C) обнаружили превращения двух типов: в  $\alpha$ -матрице образуются сдвиговые пластины  $\epsilon$ -фазы (рис.3а), на границах  $\alpha$ / Fe<sub>3</sub>C возникают кристаллы  $\gamma$ -фазы-A (рис.36). При P =12-20 ГПа в отдельных  $\alpha$ -зернах образуются сдвиговые пластины  $\epsilon$ -фазы, расположенные вдоль четырех-шести направлений. При P = 39 ГПа  $\alpha$ - $\lambda\epsilon$ -превращение практически завершается. Весь объем  $\alpha$ -зерна заполняют  $\epsilon$ -пластины с со сложной внутренней структурой, состоящей из протяженных «молниеобразных» (рис. 3а) и коротких дисперсных пластинчатых  $\epsilon$ -кристаллов. Возле частиц Fe<sub>3</sub>C (Ц) имеет место локальное повышение температуры, вызванное неоднородностью распределения деформаций при УВН [1,3], достаточное для зарождения кристалла  $\gamma$ -фазы-A (рис.36). На рис. 4 представлена T–P-диаграмма сплавов, построенная на основе T–P-диаграммы железа [5-7], сведений о влиянии Ni на  $\alpha$ - $\lambda\epsilon$ -переход [4-6] и наших результатов [9]. Линией 2 показано







**Рис. 3.** Образование пластин ε-фазы в α-матрице; сплав Fe-6Ni-0,01C; P=39 ГПа; т.п. в рефлексе  $002_{\alpha}$ (а) и кристалла γ-фазы (А) на межфазной границе  $\alpha(\Phi)/$  Fe<sub>3</sub>C (Ц); Fe-6Ni-0,2C; P=12 ГПа; с. п. (б)

Рис. 4 Т–Р диаграмма сплавов Fe-6Ni-0,01С и Fe-6Ni-0,2С (схема) : 1–линия изменения давления и температуры в опытах при нагреве под квазигидростатическим давлением 2 –, 3– при нагружении УВ

изменение Р и Т, приводящее к  $\alpha \rightarrow \varepsilon$ -превращению, линией 3- к  $\alpha \rightarrow \gamma$ -превращению (рис.4). После разгрузки участки  $\varepsilon$ - и  $\gamma$ -фаз превращаются в  $\alpha$ -фазу, поэтому о происходящих процессах, судят по изменению структуры после циклов  $\alpha \rightarrow \varepsilon \rightarrow \alpha$  и  $\alpha \rightarrow \gamma \rightarrow \alpha$  превращений.

В сплавах с содержанием Ni 30-32% образующаяся в УВ  $\gamma$ -фаза сохраняется после снятия давления [5,6], т.е. идентификация возникающего при УВН структурного состояния может быть выполнена однозначно. Исследование проводили на сплаве Fe-28,1Ni-0,01C со структурой реечного мартенсита (рис. 5а). Количество остаточной  $\gamma$ -фазы =10%. При P=7,6 ГПа  $\gamma$ -фаза не образуется, после УВН с P=14,2-29,5 ГПа количество  $\gamma$ -фазы составляет 52-58% (рис.5г). При повышении P до 39 ГПа количество  $\gamma$ -фазы увеличивается до 79% (рис. 5г). Установлено, что при УВН с P =29,5-39ГПа в сплаве возникают три типа дисперсных структур: реечные кристаллы  $\gamma$ - и  $\alpha$ -фаз толщиной ~0,1 мкм; пластинчатые нанокристаллы  $\gamma$ -фазы с



Рис. 5 Структура сплава Fe-28,1Ni-0,01С в исходном состоянии (а) и после нагружения с P= 29,5 (б) и 39 ГПа (в); (б, в) -кристаллы ү-фазы; (а, в)-с.п., (б)-т. п. в рефлексе 200<sub>γ</sub>. Зависимости количестваү-фазы (г) и твердости сплава Fe-28,1Ni-0,01С (д) от давления в ударной волне



различными ориентировками (рис.5в) так называемый ГЦК–мартенсит [4]. Твердость полученных структур составляет 2900 и 3100 МПа (рис.5д). Причем упрочнение сплава при УВН с P=39 ГПа, превышает в 1,5 раза упрочнение при «обычной» пластической деформации. Высокое упрочнение обусловлено особенностями образования нанокристаллической структуры γ-фазы при УВН. Высокое давление в сжимающем импульсе приводит к мгновенному возникновению большого числа центров зарождения γ-фазы. Наклеп, вносимый высокоскоростной деформацией, способствует образованию кристаллов γ-фазы с различной ориентацией и одновременно препятствует их росту, из-за потери когерентной связи между γ-кристаллами и мартенситом. То есть структурообразование в УВ с Р ≥40 ГПа определяется в основном действием двух факторов: высоким давлением и высокоскоростной деформацией.

При УВН с Р≥100 ГПа существенное влияние на формирование структуры оказывает температура (Т), развивающаяся при УВН. После разгрузки остаточные Т могут достигать сотен и даже тысяч градусов [3,10-12]. При охлаждении нагруженных образцов происходят такие же фазовые и структурные превращения, как при обычной термической обработке, с той лишь разницей, что время действия Т очень мало, а скорость охлаждения чрезвычайно велика. Установлено, что фазовые превращения в латунном (Cu-37%Zn) шаре d=40 мм (рис.6а) при нагружении с Р 40-200 ГПа в значительной степени обусловлены температурными изменениями. Повышение Т приводит к  $\alpha \rightarrow \beta$  превращению и плавлению, при охлаждении происходят  $\beta \rightarrow \alpha$  превращение и кристаллизация. То есть происходят структурные изменения, свидетельствующие о кумуляции энергии в образце (рис.6б). Образуется центральная полость (размером 12мм), вокруг нее слой (0,5мм) с дендритной структурой (рис.6в) и «кольцевая» (2-5 мм) зона с частичным β→α превращением (рис.6г). В шаре d=60 мм (при УВН с P=40-150 ГПа) фазовые и структурные превращения связаны преимущественно с взаимодействием УВ. Формируется структура, состоящая из пластинчатых α- и β- кристаллов; подобную структуру, но из кристаллов α- и γ- фаз наблюдали в сплаве Fe-28,1Ni-0,01C (рис.5б). Образуются каналы локализованной деформации и закономерно расположенные трещины; центральная полость формируется в твердофазном состоянии.



Рис. 5 Внешний вид (а), диметральное сечение (б) и микроструктура (в,г) шара из латуни (Cu-37%Zn) d=40 мм после УВН; (в)-дендритная структура (г)-участки локализованного течения с β→α превращением

При квазисферическом нагружении шаровых образцов из сплава Fe-31,8 %Ni-0,05%C [12] изучали роль фазового  $\alpha \rightarrow \gamma$ превращения в реализации эффекта кумуляции энергии. В первом образце (со структурой  $\gamma$ -фазы), не испытывающем фазовое превращение в УВ, наблюдали изменения, свидетельствующие о кумуляции энергии: образование центральной полости, возникновение областей с дендритной и рекристаллизованной структурой. Во втором шаре с ( $\alpha$ + $\gamma$ )-структурой, претерпевшем в УВ  $\alpha \rightarrow \gamma$  превращение, изменений, связанных с кумуляцией энергии не обнаружили. На основании исследования микроструктуры были определены значения остаточных T и выполнены оценки P: в центре первого шара-P ≥180 ГПа, второго - Р≤100 ГПа. Таким образом, показано, что фазовое  $\alpha \rightarrow \gamma$  превращение в УВ, происходящее с поглощением энергии, ослабляет эффект кумуляции энергии.

Работа выполнена по плану РАН (№ г.р.01201064335) и при частичной финансовой поддержке проекта РФФИ (№11-03-00047) и ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009-2013 гг. (Госконтракт № 14.740.11.1006).

### Литература

- 1. Ударные волны и явления высокоскоростной деформации металлов. Под ред. Мейерса М.А, Мурра Л.Е./Пер. с англ./ М.: Металлургия, 1984, 512 с.
- 2. Дерибас А.А. Физика упрочнения и сварки взрывом. Новосибирск: Наука, 1980. 221 с.
- 3. Эпштейн Г.Н. Строение металлов, деформированных взрывом. М.: Металлургия, 1988, 280 с.
- Leslie W. C, Stevens D.W., Cohen M. Deformation and transformation structures in shock-loaded ironbase-alloys /High strength materials. Ed. Zackay V. F. N.Y. 1967. P. 382-432.
- 5. Bowden H. G., Kelly P. M. The crystallography of the pressure induced phase transformation in iron alloys //Acta Met. 1967. V. 15. № 9. P. 1489-1500.
- 6. Takahashi T., Bassett W.A., Mao H.-K. Isothermal compression of the alloys of iron up to 300 kbar. at room temperature: Iron—Nickel—alloys.// J. Geophys. Res. 1968. 73. № 14. P. 4717-4725.
- 7. Kalantar D.H., Belak J.F., Collins G.W. et al. Direct observation of the α-ε transition in shock-compressed iron via nanosecond x-ray diffraction // Phys. Rev. Lett. 2005. V.95. № 7. P. 075502-1-075502-4.
- Зельдович В.И., Хомская И.В., Дерибас А.А., Киселев А.Н. Особенности α→γ превращения в сплаве Fe-28,1%Ni при нагружении ударными волнами //Физика металлов и металловедение (ФММ). 1985. T. 60. № 1. C. 101-108.
- 9. Зельдович В.И., Хомская И.В., Грязнов Е.Ф. и др. Мартенситные превращения, вызванные действием высоких статических и динамических давлений // ФММ.1990. №. 1. С. 151-158.
- 10. Зельдович В.И., Хомская И.В., Литвинов Б.В. и др. Фазовые и структурные превращения в латуни при квазисферическом импульсном нагружениии // ФММ. 1994. Т. 78. № 3. С. 77-86.
- 11. Хомская И.В., Зельдович В.И., Литвинов Б.В., Пурыгин Н.П. Эффекты локализации деформации в сплавах на основе меди, титана и железа при нагружении сходящимися ударными волнами. //ФММ. 2004. Т. 98. №4. С. 88-95.
- 12. Зельдович В.И., Хомская И.В., Фролова Н.Ю и др. Структурные изменения и кумуляция энергии в Fe-Ni сплаве при квазисферическом взрывном нагружении. //ФММ. 2006. Т. 101. №2. С. 184-192.
- 13. Хомская И.В., Зельдович В.И., Литвинов Б.В., Пурыгин Н.П. Исследование эффектов массопереноса при квазисферическом нагружении составного шарового образца // Хим. физика. 2008.Т.27. №2. С.98-103.

# СТРУКТУРНЫЕ И ФАЗОВЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ В СПЛАВЕ AI-5% Fe ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ КВАЗИСФЕРИЧЕСКИХ УДАРНЫХ ВОЛН

# И.Г. Бродова<sup>1</sup>, Е.А. Козлов<sup>2</sup>, Т.И. Яблонских<sup>1</sup>, И.Г. Ширинкина<sup>1</sup>, В.В. Астафьев<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург, Россия <sup>2</sup>РФЯЦ-ВНИИТФ, Снежинск, Россия

Данная работа подводит итог многолетних исследований по влиянию ударных волн на фазовые и структурные превращения в бинарных Al сплавах с переходными металлами (ПМ=Zr, Ti, Hf, Fe), содержащих алюминиды ПМ.

Методами оптической и электронной микроскопии, рентгеноструктурного и рентгеноспектрального анализа были исследованы структура и фазовый состав сплавов, параметры решеток Al матрицы и алюминидов. Особое внимание уделялось эволюции структурных параметров по сечению шаровых образцов.

Взрывное нагружение осуществлялось путем подрыва сферических слоев ВВ на поверхности шаровых образцов диаметрами 63 и 40 мм. В процессе эксперимента варьировались толщина слоя ВВ, число точек инициирования, конструкция наружного корпуса, сдерживающего разлет продуктов взрыва. Были осуществлены три режима взрывного нагружения: **I режим**, при котором осуществлялось плавление только Al матрицы; **II режим**- более интенсивный, при котором плавились алюминиды ПМ, и **III режим**, при котором осуществлялось квазисферическое нагружение с инициированием детонации в 12 точках. В качестве материалов исследования были взяты сплавы заперитектических составов: Al-2% Zr, Al-4% Ti, Al-1,4% Hf и заэвтектический сплав Al-5% Fe. Интерметаллиды, входящие в состав перечисленных выше сплавов, имеют разные кристаллические решетки: тетрагональные  $QO_{22}$  (Al<sub>3</sub>Ti) и  $QO_{23}$  (Al<sub>3</sub>Hf и Al<sub>3</sub>Zr) и моноклинную c2/m (Al<sub>3</sub>Fe).

В структуре толстостенных оболочек после нагружения по І и ІІ режимам и последующей разгрузке сформировалось четыре зоны, отличающиеся размером и количеством структурных составляющих [1,2]. В центральной части оболочки осуществлялось плавление матрицы на фронте сходящейся ударной волны, при этом количество и размер алюминидов сокращается, а кристаллическая решетка сохраняет свою симметрию. Далее к периферии оболочки располагалась зона, в которой происходило плавление матрицы за фронтом расходящейся ударной волны. При последующей быстрой закалки расплава наблюдалось образование аномальнопересыщенных ПМ твердых растворов на основе Al, а интерметаллические фазы В периферийной оболочки располагались отсутствовали. части лве зоны

высокоскоростной деформации, отличающиеся степенью фрагментации и разрушения алюминидов. Методом ПЭМ на темнопольных снимках выявлена сложная микроструктура кристаллов, содержащая высокую плотность микродвойников и дислокаций. На основании этих данных сделано заключение, что пластическая деформация кристаллов с тетрагональной решеткой протекает по двум механизмам: скольжением и двойникованием.

Отличительной особенностью структуры оболочки из сплава Al-1,4% Hf является наличие в ней полос адиабатического сдвига (ПАС), располагающихся в радиальном направлении. Электронно-микроскопические исследования показали, что в ПАС происходят процессы плавления с последующей сверхбыстрой закалкой, в которых формируется микрокристаллическая структура (1 мкм), результате содержащая метастабильные алюминиды гафния размером 250 нм с кубической решеткой L1<sub>2</sub>. Структурный переход ДO<sub>23</sub>→  $L1_2$ обеспечивает высокий модифицирующий эффект алюминидов гафния [2].

**При II режиме** в центральной части оболочки из сплава Al-2% Zr в результате плавления и последующей быстрой закалки происходит замена тетрагональных алюминидов Zr на кубическую метастабильную фазу Al<sub>3</sub>Zr, размером 1-2 мкм. Наличие таких интерметаллидов приводило к резкому измельчению зерна [3].

В результате металлографических исследований меридионального сечения оболочки из сплава Al-5% Fe после **III режима нагружения**. были установлены структурные и фазовые превращения при квазисферическом нагружении. Кроме того, получены экспериментальные данные об эволюции огранки, размеров и кристаллического строения алюминидов Fe по радиусу шарового образца в трёх структурных зонах от центра к периферии оболочки, ширина которых указана на рис.1.



Рис. 1 Микроструктура образца АІ-5% Fe после квазисферического нагружения

В зоне 1 после плавления матрицы на фронте ударной волны в результате последующей кристаллизации сформировалась дисперсная заэвтектическая структура, сотоящая из первичных кристаллов Al<sub>3</sub>Fe и эвтектики (Al+Al<sub>3</sub>Fe) (рис. 1a). В зоне 2 в результате высокоскоростной кристаллизации образовалась квазиэвтектическая

структура с очень мелким зерном 10-20 мкм (рис. 1б), при этом микротвердость повысилась в 2 раза до 750 МПа. В зоне 3 – на фоне рекристаллизованной Al матрицы выявлены сильно раздробленные алюминиды Fe (рис. 1в).

По анализу Мессбауэровских спектров и рентгеновским данным проведено сравнение структурных характеристик тех алюминидов, которые образуются в центре шара (зона 1) при кристаллизации расплава, и тех кристаллов, которые расположены на периферии, в зоне высокоскоростной деформации (зона 3). Установлено, что химический состав алюминидов одинаков и соответствует стабильной фазе Al<sub>3</sub>Fe с моноклинной кристаллической решеткой. Показано, что при высокоскоростном деформировании В условиях квазисферического нагружения происходит разупорядочение кристаллической решетки алюминидов, нарушение ближнего атомного порядка и появление структурных вакансий в подрешетке алюминия кристаллов Al<sub>3</sub>Fe.

### Выводы

1. Чередование структурных зон по радиусу шарового образца не зависит от состава сплава, а определяется только условиями нагружения.

2. В алюминидах Zr при интенсивном режиме нагружения, а в алюминидах Hf в ПАС наблюдается структурное превращение тетрагональной решетки в кубическую решетку (ДО<sub>23</sub>→ L1<sub>2</sub>). Появление дисперсных метастабильных алюминидов размером менее 1 мкм способствует резкому измельчению сплавов и повышению твердости в 2-3 раза.

3. Все алюминиды ПМ, находящиеся в периферийных слоях шарового образца, претерпевают высокоскоростную деформацию, которая осуществляется скольжением и двойникованием.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Программы Президиума РАН (проект № 12-П-2-1009)

### Литература

1. Е.А. Козлов, И.Г. Бродова, Д.В. Башлыков, Т.И. Яблонских, Е.В. Абакшин Структура, фазовый состав и свойства перспективных Al сплавов с Ti и Zr после их высокоскоростного деформирования в твердом и жидком состояниях // Физика металлов и металловедение. 1999. т. 87. №3. С. 34-45.

2. Е.А. Козлов, И.Г. Бродова, Д.В. Башлыков, Т.И. Яблонских, Е.В. Абакшин, Л.В. Елохина Структура, фазовый состав и свойства Al-Hf сплава после воздействия на него сферическими ударно изэнтропическими волнами // Физика металлов и металловедение. 2000. т. 89. №1. С. 84-90.

3. Е.А. Козлов, Д.В. Башлыков, И.Г. Бродова, Т.И. Яблонских Эволюция алюминидов циркония при ударно - волновом нагружении // Физика металлов и металловедение. 2005. т. 100. №6. С. 67-72.

### ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА ВЫСОКОСКОРОСТНОГО ДИНАМИЧЕСКОГО КАНАЛЬНО-УГЛОВОГО ПРЕССОВАНИЯ ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ НАНОСТРУКТУРИРОВАННОЙ МЕДИ И БРОНЗЫ<sup>†</sup>

# И.В. Хомская<sup>\*</sup>, В.И. Зельдович<sup>\*</sup>, Е.В. Шорохов<sup>\*\*</sup>, Н.Ю. Фролова<sup>\*</sup>, А.Э. Хейфец<sup>\*</sup>, П.А. Насонов<sup>\*\*</sup>, К.В. Гаан<sup>\*\*</sup>, А.А. Гранский<sup>\*\*</sup>

<sup>\*</sup>Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург, Россия <sup>\*\*</sup>Российский Федеральный ядерный центр–ВНИИТФ, Снежинск, Россия

Создание объемных наноматериалов конструкционного назначения методами интенсивной пластической деформации – актуальная задача физического материаловедения. Одним из наиболее распространенных способов получения таких материалов является многократное квазистатическое равноканальное угловое прессование (РКУП) [1,2]. В РФЯЦ– ВНИИТФ разработан высокоскоростной ( $10^5 c^{-1}$ ) вариант РКУП – динамическое канальноугловое прессование (ДКУП) [3]. Его преимущество заключается в кратковременности процесса деформирования и использовании энергии пороховых газов вместо дорогостоящего и энергоемкого прессового оборудования. При ДКУП на образец действует высокоскоростная деформация сдвига и ударно-волновая деформация сжатия (равномерная и локализованная), что создает добавочный источник деформационного наклепа [4]. Оптимальные условия ДКУП были определены в[4-8] на примере титана, меди и сплавов на основе алюминия.

В работе исследовали закономерности деформационного поведения, эволюцию структуры и свойств меди и бронзы, подвергнутых ДКУП. Образцы меди М1 чистотой 99,8%, и бронзы (Cu-0,092%Cr -0,086%Zr) диаметром 16 и длиной 65 мм разгоняли с помощью пушки до скоростей 230-250 м/с и направляли в матрицу, содержащую два канала, пересекающиеся под углом 90 градусов. Прессование выполняли в 1-4 цикла. Скорость деформации материала составляла  $10^4$ - $10^5$  c<sup>-1</sup>, длительность одного цикла ~ 500 мкс, давление в области угла поворота  $\leq 2$  ГПа.

Проведена оценка напряженно-деформированного состояния нагружаемых образцов и определено изменение величины сдвига вдоль поперечного сечения образцов при ДКУП. Установлено, что наилучшие результаты прессования достигаются при использовании матрицы без закругления внутреннего угла каналов. При таких условиях прессования происходит наиболее частая релаксация накапливаемых напряжений при деформировании, что способствует получению однородной и дисперсной структуры. На примере образца латуни Л63 (Си–37% Zn) с естественными реперными линиями (продольными цепочками неметаллических включений) изучена картина гидродинамического течения материала при ДКУП (рис.1).

<sup>&</sup>lt;sup>†</sup> Application of High-Speed Dynamic Channel-Angular Pressing for Obtaining of Nanostructured Copper and Bronze, I.V. Khomskaya<sup>\*</sup>, V.I. Zeldovich<sup>\*</sup>, E.V. Shorokhov<sup>\*\*</sup>, A.E. Kheifets<sup>\*</sup>, N.Yu.Frolova<sup>\*</sup>, P.A.Nasonov<sup>\*\*</sup>, K.V. Gaan<sup>\*\*</sup>, A.A. Granskii <sup>\*\*</sup>

<sup>\*</sup>Institute of Metal Physics, Ural Division of RAS, Ekaterinburg, Russia,

<sup>\*\*</sup>Russian Federal Nuclear Center - VNIITF, Snezhinsk, Russia

Поскольку возникающие при деформировании методом ДКУП напряжения существенно превышают модуль сдвига, роль материала становится незначительной и динамика процесса полностью определяется геометрией нагружения и энергией воздействия - материал течет через каналы, как вязкая жидкость. Определено, что величина сдвига вдоль поперечного сечения образцов при прессовании в матрице без закругления внутреннего угла каналов составляет 1,8 – 2,0 (рис.1).



**Рис. 1**. Часть образца латуни с естественными продольными реперными линиями, после одиного цикла ДКУП, и зависимость величины относительного сдвига (γ) материала от радиуса кривизны (*R*)

Установлено, что формирование неравновесного наноструктурированного состояния в меди и бронзе при ДКУП происходит в результате высокоскоростных циклических процессов фрагментации, динамической полигонизации И линамической рекристаллизации. Наноструктурированная (НС) медь, полученная после 4х циклов ДКУП, и состоящая из зеренсубзерен размерами 50-350нм, имеет высокие механические свойства: Hv=1560 МПа,  $\sigma_{\rm B}$ =440 МПа,  $\sigma_{0,2}$ =414 МПа и  $\delta$ =19% [7]. Установлено, что твердость, удельная контактная твердость и величина упругого восстановления НС-меди, возрастает в 1,4-1,5 раза по сравнению с крупнозернистым состоянием. Показано, что еще более значительный рост этих характеристик достигается в НС-бронзе, полученной прессованием, и состоящей из зерен-субзерен размерами 100-400 нм. Увеличение числа циклов ДКУП от 1 до 3 сопровождается повышением твердости и сопротивления НС-бронзы упругим деформациям в 1,9-2,8 раза, а также к росту ее контактного модуля упругости на 21-27%, по сравнению с крупнозернистым состоянием.

Отжиг HC-бронзы при 400°С (кривая 2 рис.2,) способствует ее дополнительному упрочнению за счет выделения наночастиц (5-10 нм) фаз старения: Сг и Cu<sub>5</sub>Zr. Наноструктурированная медь, полученная при ДКУП, термически стабильна до 150°С (рис.2, рис.3). Легирование меди микродобавками Сг и Zr приводит к значительному (на 350°С) повышению температуры рекристаллизации (кривая 2, рис.2), а, следовательно, к существенному увеличению термической стабильности HC-бронзы по сравнению с HC-медью



Рис. 2. Зависимости микротвердости от температуры отжига (старения);
1- НС-медь (99,8% Си) ДКУП,4 цикла ДКУП; 2- НС-бронза (Си-0,092Сг-0,086Zг), ДКУП, 3 цикла.

Рис. 3. Зависимости удельного электросопротивления НС-меди, от температуры отжига; измерения выполнялись при: 77 (1) и 4,2 К (2)

(кривые 1 и 2, рис.2). Удельное электросопротивление ( $\rho/\rho_0$ ) НС-меди, измеренное при температуре жидкого гелия (4,2 К), в 5 раз превышает  $\rho/\rho_0$  меди в крупнозернистом состоянии (рис.3, линия 2) [8]. Показано, что по изменению величины  $\rho/\rho_0$  при гелиевых температурах можно судить о степени протекания релаксационных процессов при отжиге в наноструктурированной-меди и сплавах на ее основе.

Работа выполнена по плану РАН (№ г.р.01201064335) и при частичной поддержке проектов РФФИ (№11-03-00047), Президиума РАН (№12-П-2-1030) и УрО РАН офи (№12-2-012-ЯЦ).

### Литература

1. Сегал В.М., Резников В.И., Дробышевский А.Е., Копылов В.И. Пластическая обработка металлов простым сдвигом // Известия АН СССР. Металлы. 1981. № 1. С. 115-123.

2. Валиев Р.З., Александров И.В. Объемные наноструктурные металлические материалы: получение, структура и свойства. М.: Академкнига, 2007. 398 с.

3. Патент № 2283717 РФ. Способ динамической обработки материалов / Шорохов Е.В., Жгилев И.Н., Валиев Р.З. // Бюллетень изобретений. 2006. № 26. С. 64.

4. Зельдович В.И, Шорохов Е.В., Фролова Н.Ю., Жгилев И.Н., Хейфец А.Э., Хомская И.В., Гундырев В.М. Высокоскоростная деформация титана при динамическом канально-угловом прессовании // Физика металлов и металловедение (ФММ). 2008. Т. 105. № 4. С. 431-437.

5. Бродова И.Г., Шорохов Е.В., Ширинкина И.Г. Жгилев И.Н., Яблонских Т.И., Астафьев В.В., Антонова О.В. Эволюция структурообразования в процессе динамического прессования сплава АМц // ФММ. 2008. Т. 105. № 6. С. 630-637.

6. Хомская И.В., Зельдович В.И., Шорохов Е.В. Фролова Н.Ю. Хейфец А.Э., Жгилев И.Н., Особенности формирования структуры в меди при динамическом канально-угловом прессовании // ФММ. 2008. Т.105. №6. С. 621-629.

7. Хомская И.В., Шорохов Е.В., Зельдович В.И. Фролова Н.Ю., Жгилев И.Н., Хейфец А.Э., Насонов П.А. Исследование структуры и свойств субмикрокристаллической и нанокристаллической меди, полученной высокоскоростным прессованием // ФММ. 2011. Т.111. №6. С. 639-650

8. Хомская И.В., Зельдович В.И., Хейфец А.Э., Фролова Н.Ю., Дякина В.П., В. А. Казанцев В.А. Эволюция структуры при нагреве субмикрокристаллической и нанокристаллической меди, полученной высокоскоростным деформированием // ФММ. 2011. Т. 111. № 4. С. 383-390.
## УДАРНЫЕ ВОЛНЫ В ВИСМУТЕ В ОБЛАСТИ ПОЛИМОРФНЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ ПРИ НАГРУЖЕНИИ СКОЛЬЗЯЩЕЙ ДЕТОНАЦИЕЙ ВВ

#### Е.В. Шорохов

#### Российский федеральный ядерный центр - ВНИИТФ, Снежинск, Россия

Ранее поведение висмута в УВ изучалось весьма подробно. Наибольшее внимание уделялось полиморфным превращениям, которые происходят при давлениях ниже 8 ГПа. Эти давления доступны как статическим, так и динамическим наблюдениям, что позволяет устанавливать закономерности полиморфных превращений и калибровать новые методики [1,2]. В задачу данной работы входило изучение реакции висмута при нагружении его скользящей детонацией тонкими слоями ВВ. При таком воздействии в материале возникает ударная волна с коротким, близким к треугольной форме импульсом давления. Распространяясь вглубь материала, волна затухает. Если происходят изменения в кристаллической решетке, то возникает несколько ударных волн. Приход разгрузки на фронт с такой формой УВ может влиять на кинетику полиморфного превращения, особенно при его незавершенности. В статике при снятии нагрузки у висмута наблюдаются обратные переходы [3]. Отмечаются они и при ударно-волновом нагружении в волне разрежения [4]. В работе исследования проводились с помощью метода оптического рычага [5,6].

#### Эксперимент

Изучался висмут с плотностью 9,816 г/см<sup>3</sup>. Среднее значение величины зерна было -100 – 200 мкм. Образец имел клиновидную форму с углом при вершине 8<sup>0</sup>. Толщина образца была 10 мм, длина 100 мм, ширина 30 мм. На рис. 1 приведена схема проведения экспериментов. Нагружение образца проводилось на одной из поверхностей при детонации слоя пластического ВВ. Использовалось ВВ толщиной 0,5 мм, 2 мм, 3,6 мм, 7 мм и 15 мм. Скорость детонации ВВ была 7,8 км/с.



Рис. 1. Схема оптического рычага: 1 – ВВ, 2 – образец, 3 – щелевой растр, 4 – взрывная аргоновая подсветка, 5 - скоростной фоторегистратор, D – ударная волна, γ - угол выхода на свободную поверхность, α - угол разворота свободной поверхности

При детонации ВВ в образце распространялась УВ, которая выходила на свободную поверхность. На ней с помощью растра и взрывной аргоновой подсветки формировались щелевые источники света. Ударная волна выходила на свободную поверхность под углом γ и смещала её на некоторый угол α. По скорости движения точки выхода вдоль поверхности и по величине смещения изображений источников света определялись волновые и массовые скорости. Регистрация осуществлялась скоростным фоторегистратором СФР-2М в режиме щели со скоростью развертки 3,75 мм/мкс. На рис. 2 приводится пример хронограммы одного из опытов.



**Рис. 2**. Хронограмма опыта по нагружению висмута скользящей детонацией слоя BB толщиной 2 мм (направление развертки по времени справа - налево).

Параметры УВ определялись из законов сохранения массы импульса и энергии с учетом многоволнового характера возникающих ударных волн.

## Результаты и обсуждение

В обобщенном виде результаты экспериментов представлены в виде графиков на рис. 3-4.



Погрешность измерения скорости УВ в опытах не превышала 2%, а массовой скорости и давления - 5%. Остановимся на некоторых особенностях волновых структур и полиморфных превращений, обнаруженных в висмуте. Отметим, что в приводимом ниже описании результатов экспериментов принадлежность висмута к тому или иному фазовому составу опиралась на данные [7].

При нагружении висмута ВВ толщиной 0,5 мм в образце была зарегистрирована двухволновая структура УВ. Выделялся слабый упругий предвестник и пластическая волна. Предвестник имел затянутый, плавно нарастающий фронт, характерный для материалов, у которых наблюдается дисперсия скорости звука. Скорость предвестника во фронте была равна  $2,18 \pm 0,05$  км/с. Максимальное давление перед пластической волной ~  $0,2 \pm 0,05$  ГПа. Ранее предвестник практически с такими же параметрами был зарегистрирован в висмуте с помощью методики кварцевого датчика [8]. В пластической волне давление с глубиной образца падало от 2,51 ГПа до 2,1 ГПа. Напомним, что по Бриджмену давление фазового перехода Ві I – II – 2,5ГПа [1]. В ударных волнах для поликристаллического висмута оно, с разбросом по величине  $\pm 0,1$  ГПа, составляет 2,46 – 2,65 ГПа [8]. Уменьшение давления с глубиной образца, отмеченное в опыте, может говорить не только о затухании волны, но и об обратном переходе при разгрузке. Оценка времени установления фазового равновесия показала, что оно не превышает 10 нс. Ларсон оценивал его в несколько наносекунд [8]. Отметим, что в статике обратный переход Ві II – I наблюдался при 2,3 ГПа [3].

При толщине BB 2 мм в образце зарегистрированы две волны (Рис. 2). (Упругий предвестник, имеющий небольшую амплитуду, по условиям постановки опыта не выделяется). Расхождение волн началось при давлении 7,04 ГПа на глубине образца 2 мм. Ему соответствовала скорость ударной волны D = 2,08 км/с и массовая скорость u = 0,345 км/с. Далее, скорость первой ударной волны оставалась постоянной и равной 2,048 ± 0,040 км/с. На глубине до 5 мм регистрировалось давление P = 2,93 ГПа (u = 0,146 км/с) и давление P = 2,69 ГПа (u = 0,136 км/с). После 5 мм, давление было - P = 2,53 ГПа с u = 0,126 км/с. Эти давления (по убыванию) совпадают с фазовыми переходами Bi III – V, Bi II – III и Bi I – II. Вторая волна определена как затухающая волна в фазе Bi III. Её параметры приводятся на рис. 3-4.

При нагружении образца ВВ толщиной 3,6 мм отчетливо регистрировались две волны. Скорость первой волны была 2,07 км/с. Отмечено, что с глубиной образца массовая скорость колебалась случайным образом от 120 м/с до135 м/с. По давлению это диапазон 2,44 – 2,74 ГПа, т.е. диапазон переходов Ві I – II и Ві II – III. Параметры второй волны приводятся на рис. 3-4. Максимальное зарегистрированное давление в ней было 6,74 ГПа, а минимальное – 4,91 ГПа. Это, соответственно, давление на границе перехода Ві III – V и текущее давление в фазе Ві III.

В экспериментах с толщиной ВВ 7 мм выделено три волны. Первая волна затухала с 12,3 ГПа до 7 - 8 ГПа и принадлежала Ві V. При давлении 7 ГПа она разделилась еще на две волны. Опережающая волна, распространялась со скоростью 2,1 км/с. По амплитуде она принимала значения 2,53 ГПа и 2,9 ГПа. Это переходы Ві I – II и Ві II – III. Другая волна была затухающей волной в фазе Ві III. С глубиной образца ее амплитуда падала с 7 ГПа до 5,3 ГПа (Рис. 3-4).

При толщине BB 15 мм зарегистрирована только одна волна, а именно волна в фазе Bi V. Минимальное давление в ней было 9 ГПа, а максимальное – 14,3 ГПа. Её параметры также приводятся на рис. 3-4.

При анализе результатов было обращено внимание на давления, лежащие в диапазоне 7-8 ГПа. Согласно [9], в статике переход Ві III – V происходит при 7,8 ГПа, а при ударноволновом нагружении при 7 ГПа [10]. Такая разница в давлениях объяснялась дополнительным нагревом материала при ударном сжатии. Прямые рентгеноструктурные исследования превращений в висмуте в УВ показали наличие перехода Ві III – V при давлении 6,7 ГПа [11]. В наших экспериментах выделение нескольких волн начинается с давлений 7,1 – 6,7 ГПа, которые, в пределах погрешности, совпадают с фазовым переходом Ві III – V при 7 ГПа.

Таким образом, проведенные исследования показали, что в висмуте, при нагружении скользящей детонацией ВВ, полиморфные превращения во фронте происходят при тех же условиях, что и в незатухающих ударных волнах. Кинетика превращений указывает на их мартенситную природу.

### Литература

1. P.W. Bridgman Polymorphism, principally of the elements, up to 50 000 kg/cm<sup>2</sup>// Phys. Rev. Vol. 48, p. 896, 1935.

2. R.E. Duff, F.S. Minshall Investigation of a Shock Induced Transition in Bismuth// Phys. Rev. Vol. 108, p. 1207, 1957.

3. Motoyuki Nomura, Teiichirou Nishizaka, et. al Measurement of the Resistance of Manganin under Liguid Pressure to 100kbar and to the Measurement of the Transition Pressures of Bi and Sn // Jap. J. Appl. Phys. Vol. 21, №6, pp. 135-139, 1982.

4. М. А. Павловский, В. В.Комисаров Особенности фазового превращения висмута в волне разрежения. // ЖЭТФ. Т.83. №6.С. 2446-2151, 1982.

5. G.R. Fowles // J Appl Phys. Vol. 32, pp. 1475-1487, 1961.

6. E.V. Shorokhov Special Points and Regions of Shock and Detonation Adiabats of TATB- Based Explosive // International Conference «Shock Waves in Condensed Matter», Saint-Petersburg, pp. 230-236, 2002.

7. Е.Ю. Тонков, Фазовые диаграммы элементов при высоком давлении // М., Наука, 1979.

8. D.B. Larson A Shock-Indusced Phase Transformation in Bismuth // J. Appl. Phys. Vol. 38, №4, pp. 1541-1546, 1967.

9. J.C. Haggarth, H.D. Luedmann, I.C. Getting and G.C. Kennedy Determination of portions of the bismuth III-V and IV-V equilibrium boundaries in single-stage piston-cylinder apparatus // J. Phys. Chem. Solids. Vol. 30, p. 1417 - 1424, 1969.

10. J.P. Romain Phase Transformation in Bismuth under Shock Loading // J. Appl. Phys. Vol. 45, №1, pp. 135 - 139, 1974.

11. А.М. Подурец, В.В. Дорохин, Р.Ф.Трунин Рентгеноструктурное исследование фазовых ударноволновых превращений цирконии и висмуте // Теплофизика высоких температур, том 41, с.254-258, 2003.

## ФАЗОВЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ И ОТКОЛЬНЫЕ РАЗРУШЕНИЯ ВЫСОКОЧИСТОГО ЦЕРИЯ ПРИ ВЗРЫВНОМ НАГРУЖЕНИИ<sup>\*</sup>

# Е.А.Козлов<sup>1</sup>, В.И.Таржанов<sup>1</sup>, И.В.Теличко<sup>1</sup>, Д.Г.Панкратов<sup>1</sup>, G.T.Gray III<sup>2</sup>, M.A.Zocher<sup>2</sup>

<sup>1</sup>РФЯЦ-ВНИИТФ им. Е.И.Забабахина, Снежинск, Россия <sup>2</sup>Los Alamos National Laboratory, Los Alamos, USA

## Введение

Церий – элемент с единственным 4f-электроном. Тем не менее, он неплохо имитирует многие особенности поведения при воздействии давления и температуры актинида с пятью 5fэлектронами. В частности, в церии более 50 лет назад обнаружено экспериментально протекание изоструктурного (с сохранением типа кристаллической решетки) γ–α-электронного фазового превращения с большим (~20%) скачком удельного объема. Церий – единственный элемент таблицы Д.И.Менделеева, в котором установлено существование в области твердой фазы критической точки, причем как в области положительных (сжимающих), так и отрицательных (растягивающих) напряжений.

**Цель работы** – получение новых данных по откольной прочности высокочистого церия при его нагружении в областях протекания  $\gamma - \alpha$  и  $\alpha$ -жидкость фазовых превращений.

## Материал, образцы и условия их взрывного нагружения

Исследовались клиновые образцы  $30 \times 40 \times 6$  мм<sup>3</sup> с углом  $12^{\circ}00'$  из высокочистого (99,99 мас%) Се с исходной плотностью 6,75 г/см<sup>3</sup>, изготовленные в LANL и поставленные в РФЯЦ-ВНИИТФ. Нагружение образцов осуществлялось через экран из 12Х18Н10Т толщиной 5 мм скользящей и нормальной детонацией слоев ВВ различной мощности и толщины. Использовалось пластичное ВВ на основе ТЭНа, слои толщиной 0,7, 1 и 5 мм и взрывчатый состав на основе октогена при толщине слоев 10 и 20 мм. Для регистрации волновых процессов использована методика оптического рычага.

#### Результаты и их обсуждение

Полученные в данной работе новые результаты по ударной сжимаемости Се в области протекания в нем в волнах напряжений  $\gamma - \alpha$  и  $\alpha$ -жидкость фазовых превращений в ( $\sigma_{xx}$ ,  $V/V_0$ ) – координатах представлены на рисунке 1.

Там же для сравнения показаны все имеющиеся экспериментальные данные, а также – результат их аппроксимации новым многофазным уравнением состояния Се, построенным В.М.Елькиным с использованием модели Аптекаря-Понятовского. Первые данные по откольной прочности малопрочного легкоплавкого церия при его взрывном нагружении через

<sup>&</sup>lt;sup>\*</sup> Phase transformations and spall fractures of high-purity cerium under explosive loading. E.A. Kozlov<sup>1</sup>, V.I. Tarzhanov<sup>1</sup>, I.V. Telichko<sup>1</sup>, D.G. Pankratov<sup>1</sup>, G.T. Gray III<sup>2</sup>, M.A. Zocher<sup>2</sup>. <sup>1</sup>RFNC-VNIITF, Snezhinsk, Chelyabinsk region, Russia; <sup>2</sup>Los Alamos National Laboratory, Los Alamos, USA

экран из 12Х18Н10Т толщиной 5 мм скользящей и нормальной детонацией слоев ВВ различной мощности и толщины представлены на рисунке 2.



Рисунок 1 – Ударная адиабата Се



Можно отметить хорошую корреляцию откольной прочности церия с градиентом растягивающих напряжений в плоскости откольного разрушения.

#### Выводы

Представлены результаты ВНИИТФ по сжимаемости высокочистого нелегированного церия при его взрывном нагружении в области исходной  $\gamma$ -фазы и областях протекания в нем  $\gamma$ -  $\alpha$  и  $\alpha$ -жидкость фазовых превращений. Проведено уточнение и обобщение всех имеющихся экспериментальных данных. В (*D*,*u*) и ( $\sigma_{xx}$ ,*V*/*V*<sub>0</sub>)-координатах установлены границы областей существования в церии одно-, двух- и трехволновых конфигураций.

С использованием фотохронографической методики оптического рычага и клиновых образцов получены новые данные по структуре и параметрам волн напряжений и их изменению по толщине клиньев для четырех реализованных режимов их взрывного нагружения, отличающихся амплитудой и длительностью импульса нагрузки. Надежно зарегистрировано возникновение не только размытого γ-α-фазового, но и упругого предвестника в высокочистом нелегированном церии при реализованных режимах его взрывного нагружения.

Экспериментально подтверждено установленное теоретически отсутствие пересечения ударной адиабаты с границей α-ε–фазового равновесия. При σ<sub>xx</sub>≤16 ГПа методом ОР зафиксировано резкое снижение интенсивности отраженного от свободной поверхности образца света, что связано с ударно-волновым плавлением церия.

По экспериментально зарегистрированным волновым профилям скорости движения свободной поверхности клиновых образцов с привлечением расчетных значений продольных и объемных скоростей звука 1,9 км/с и 1,2 км/с оценены толщины первого откола и откольная прочность церия 0,2–0,4 ГПа, зависящие от градиента импульса напряжения в области растяжения.

222

## Литература

- Е.А. Козлов, В.И. Таржанов, Ю.Н.Зуев и др. Кинетика фазовых превращений и свойства чистого церия при высокоскоростной деформации. Особенности сжимаемости и откольная прочность церия в области (γ,α, жидкость) фазовых превращений при взрывном нагружении. Отчет РФЯЦ – ВНИИТФ по контракту с ЛАНЛ № 04783-000-99-35, 2008, ПС 08.11234/4, 74 стр.
- В.М.Елькин, Е.А.Козлов, Е.В.Какшина и др. Уравнение состояния церия и особенности его динамического сжатия в области γ-α-перехода. ФММ, 2006, т.101, вып.3, с.232-241
- 3. Л.В.Альтшулер, А.А.Баканова, УФН, 1968, **96**, 193
- 4. А.А.Баканова, И.П.Дудоладов, Ю.Н.Сутулов, ФТТ, 1969, 11
- 5. W.H.Gust, E.B.Royce, Phys. Rev. 1973, B8, 3595
- 6. W.J.Carter, J.W.Fritz, S.A.Marsh, R.G.McQueen, J. Phys. Chem. Solids, 1975, 36, 741
- M.V.Zhernokletov et al. In: Proc. Joint 21<sup>st</sup> AIRART and 45<sup>th</sup> EHPRG Intern. Conf. on High Pressure Science and Technology, (Catania, Italy, September 17-21, 2007, Fbst. 0420) pp.424-428
- 8. F.J.Cherne, P.A.Rigg, B.J.Jensen et al., In: IX Khariton Talks, March 12-16, 2007 (Sarov, RFNC-VNIIEF, 2007)
- 9. V.A.Pushkov, V.A.Ogorodnikov, S.V.Erunov, In: IX Khariton Talks, March 12-16, 2007 (Sarov, RFNC-VNIIEF, 2007), pp.232-233

## PHASE TRANSFORMATIONS AND SPALL FRACTURES OF HIGH-PURITY CERIUM UNDER EXPLOSIVE LOADING

E.A. Kozlov<sup>1</sup>, V.I. Tarzhanov<sup>1</sup>, I.V. Telichko<sup>1</sup>, D.G. Pankratov<sup>1</sup>,

G,T. Gray III<sup>2</sup>, M.A. Zocher<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*RFNC-VNIITF, Snezhinsk, Russia* <sup>2</sup>*Los Alamos National Laboratory, Los Alamos, USA* 

## Introduction

Cerium is an element with a single 4f-electron. Nevertheless, under the action of pressure and temperature, it fairly simulates features in the behavior of an actinide having five 5f-electrons. More than 50 years ago, the isostructural (with preservation of the crystal lattice type)  $\gamma$ - $\alpha$ -electronic phase transformation with a high jump (~20%) in the specific volume was experimentally observed in cerium. Cerium is only one element of the Mendeleev's Periodic table, which has the critical point in the solid-phase range both in the case of positive (compressive), and negative (tension) stresses.

The purpose of the work is to obtain new data on spall strength of high-purity cerium being loaded in the region of  $\gamma$ - $\alpha$  and  $\alpha$ -liquid phase transformations.

## Material, samples, and conditions of their explosive loading

Wedge samples (30×40×6 mm<sup>3</sup>, 12°00′ angle) of cerium having high-purity (99.99 wt %) and the 6.75 g/cm<sup>3</sup> initial density were manufactured in LANL and delivered to RFNC-VNIITF for investigations. These samples were loaded through the 12Kh18N10T steel base-plate with the 5-mm thickness by sliding and normal detonation of an HE layer having different type and thickness. We used the PETN-based plastic explosive with the 0.7-, 1-, and 5-mm thick layers, as well as the HMX-based explosive composition, the layers being 10-, and 20-mm thick. The optical-lever method was used for wave processes registration.

#### **Results and their discussion**

Our new results on isentropic and shock compression of Ce in the region of its  $\gamma$ - $\alpha$  and  $\alpha$ liquid phase transformations in stress waves are given in the ( $\sigma_{xx}$ , V/V<sub>0</sub>)- coordinates in Fig. 1.



The same figure gives for comparison all experimental data available for Ce and the result of their approximation by a new multiphase equation of state, which was derived by V.M.Elkin et.al. [2] based on the Aptekar-Ponyatovsky model.

Figure 2 gives the first data on spall strength of the low-melting cerium under its explosive loading through the 12Kh18N10T steel base-plate with the 5-mm thickness by sliding and normal detonation of an HE layer having different type and thickness. Spall strength of cerium  $\sigma_{xx \text{ spall}} = 0.2-0.4$  GPa is noted to correlate well with the tensile stress gradient in the fracture region.

#### Conclusions

VNIITF results on compressibility of high-purity unalloyed cerium when it is explosively loaded in the region of its initial  $\gamma$ -phase and in regions of  $\gamma$ - $\alpha$  and  $\alpha$ -liquid phase transformations are presented. All available experimental data were verified and generalized. Boundaries of one-, two-, and three-wave configurations in cerium were determined in the (D,u)-, and ( $\sigma_{xx}$ , V/V<sub>0</sub>)-coordinates.

New data on the stress-wave structure and parameters of their variation throughout the wedges for four explosive loading conditions realized with different loading-pulse amplitudes and durations were obtained on wedge samples using the photochronographic optical-lever method. Not only the sluggish  $\gamma$ - $\alpha$ -phase precursor but also the elastic precursor were recorded in the high-purity unalloyed cerium in the realized modes of its explosive loading.

Our experiments confirmed theoretical prediction that the Hugoniot does not cross the  $\alpha$ - $\epsilon$ -phase equilibrium boundary. At  $\sigma_{xx} \leq 16$  GPa, the optical lever method registered a sudden drop in the intensity of the light reflected from the sample's free surface and this can be explained by the shock-wave melting of cerium.

Experimental velocity profiles for the free surface of wedge samples, as well as the calculated longitudinal and bulk sound velocities, i.e. 1.9 km/s and 1.2 km/s, were used to estimate the first spall thickness and cerium spall strength, i.e. 0.2–0.4 GPa, which depend on stress pulse gradient in the tensile region.

## References

- 1. E.A. Kozlov, V.I. Tarzhanov, Yu.N. Zuev, et. al., Kinetics of phase transformations and properties of pure Ce under high-rate strain. Features of cerium compressibility and spall strength in the region of ( $\gamma, \alpha$ , liquid) phase transformations under explosive loading. RFNC-VNIITF Report under the Contract with LANL No 04783-000-99-35, 2008, IIC 08.11234/4, 74 pp.
- 2. V.M.Elkin, E.A. Kozlov, E.V. Kakshina, et.al., FMM, 2006, 101, 232-10
- 3. L.V.Altshuler, A.A. Bakanova, UFN, 1968, 96, 193
- 4. A.A. Bakanova, I.P. Dudoladov, Yu.N. Sutulov, FTT, 1969, 11
- 5. W.H.Gust, E.B.Royce, Phys. Rev., 1973, B8, 3595
- 6. W.J.Carter, J.W.Fritz, S.A.Marsh, R.G.McQueen, J. Phys. Chem. Solids, 1975, 36, 741
- M.V.Zhernokletov et al. In: Proc. Joint 21<sup>st</sup> AIRART and 45<sup>th</sup> EHPRG Intern. Conf. on High Pressure Science and Technology, (Catania, Italy, September 17-21, 2007, Fbst. 0420) pp.424-428
- 8. F.J.Cherne, P.A.Rigg, B.J.Jensen et al., In: IX Khariton Talks, March 12-16, 2007 (Sarov, RFNC-VNIIEF, 2007)
- 9. V.A.Pushkov, V.A.Ogorodnikov, S.V.Erunov, In: IX Khariton Talks, March 12-16, 2007 (Sarov, RFNC-VNIIEF, 2007), pp.232-233

## **Equation of State of Cryogenic Liquid Noble Gases**

## Seth Root, Rudy J. Magyar, Kyle Cochrane, John Carpenter, Luke Shulenburger, and Thomas Mattsson

Sandia National Laboratories, Albuquerque, USA

Understanding material behavior at extreme conditions is important to a wide range of physical processes in planetary astrophysics and inertial confinement fusion. Modeling of these high pressure – high temperature processes requires the use of robust equations of state (EOS). For many materials, multiple EOS models have been developed using existing data from low-pressure Hugoniot measurements and assumptions are made to extrapolate the EOS models to pressure regimes of several Mbar. At high pressures and temperatures, many of the current tabular EOS models show contradictory responses at pressures above existing data. For example, two liquid xenon EOS models rapidly diverged from each other above the known data at 130 GPa. Using results from Z-experiments and Density Functional Theory (DFT) simulations, we determined the true liquid xenon Hugoniot and a new tabular EOS was developed from the experimental and DFT data [1,2]. The divergence in the EOS models that was observed for xenon is also observed in other gas EOS models. Here, we present experimental and DFT data from the two noble gases: krypton and argon.

Krypton and Argon have been studied previously under shock compression to pressures near 1 Mbar [3, 4]. The current EOS models show good agreement with the experimental data up to 1 Mbar. Above 1 Mbar, for both krypton and argon, the EOS tables diverge from each other resulting in a large uncertainty of the true Hugoniot response at multi-Mbar pressures. Using the Sandia Z-Machine (see Figure 1), we performed shock compression experiments on krypton and argon to measure the Hugoniot state at several Mbar. The accuracy of the measurements was enhanced by the combination of the plate impact techniquealong with the quartz impedance matching standard developed at Sandia [5]. The results from this work provide an accurate basis for EOS development at extreme conditions.



Figure 1. The ZR machine at Sandia National Laboratories. ZR is capable of accelerating solid aluminum flyer plates to velocities up to 40 km/s.



**Figure 2**. Schematic view of the cryotarget for Hugoniot measurements.



**Figure 3.** Typical VISAR profile from a liquid argon experiment.

The cryogenic targets are filled with a high purity gas and the temperature was controlled to condense to liquid within the target cell, creating a well-defined initial state. A schematic view of the target is shown in Figure 2. Velocity interferometry (VISAR) was used to measure the flyer plate velocity and the shock velocities in the quartz standard. At these pressures and temperatures the liquid Ar and Kr samples underwent an insulator to metallic transition, which creates a reflective shock front. The shock velocity in the cryogenic liquid sample can then be measured directly to within uncertainties of less than 1%. Figure 3 shows a typical VISAR trace from an argon experiment clearly indicating the shock transitions during the experiment. A *Monte Carlo* impedance matching technique was used to determine the final Hugoniot state and total uncertainty in the measurement. The liquid Kr Hugoniot was measured to 8 Mbar and the ArHugoniot was measured to 6 Mbar. The experimental data further validated the use of DFT methods for calculating Hugoniot states. New

EOS models for both krypton and argon were developed utilizing the results, and the model Hugoniots are shown against the new data.

[1] S. Root, R. J. Magyar, J. H. Carpenter, D. L. Hanson, and T. R. Mattsson, 'Shock compression of a fifth period element: liquid xenon to 840 GPa', Phys. Rev. Lett. **105**, 085501 (2010).

[2] S. Root, M. D. Knudson, T. R. Mattsson, and M. Desjarlais. *In Shock Waves in Condensed Matter*. St. Petersburg, Russia. 2010.

[3] V. D. Glukhodedov, S. I. Kirshanov, T. S. Lebedeva, and M. A. Mochalov. 'Properties of shock-compressed liquid krypton at pressures of up to 90 GPa.' J. Expt. Theoretical Phys. **89**, 292, (1999).

[4] W. J. Nellis and A. C. Mitchell, 'Shock compression of liquid argon, nitrogen, and oxygen to 90 GPa.' J. Chem. Phys. **73**, 6137, (1980).

[5] M. D. Knudson and M. P. Desjarlais, 'Shock compression of quartz to 1.6 TPa: Redefining a pressure standard.' Phys. Rev. Lett. **103**, 225501, (2009).

## ФАЗОВОЕ ПРЕВРАЩЕНИЕ ВОДОРОДА ПРИ ДИНАМИЧЕСКОМ СЖАТИИ ДО 180 ГПА<sup>‡</sup>

В.Я. Терновой<sup>1,2</sup>, Д.Н. Николаев<sup>1,2</sup>, А.А. Пяллинг<sup>1</sup>, С.В. Квитов<sup>1</sup>, В.Е, Фортов<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Институт проблем химической физики РАН, Черноголовка, <sup>2</sup>Объединенный Институт Высоких Температур РАН, Москва

Термодинамические и переносные свойства сжатого и разогретого водорода крайне важны для решения задач термоядерного синтеза, определения строения внешних слоев планет-гигантов [1]. Фазовую диаграмму водорода в настоящее время еще нельзя считать полностью определенной, несмотря на имеющиеся в этой области экспериментальные данные [2,3,4]. Основные трудности для описания вызывает область состояний с давлениями (р) ниже 500 - 800 ГПа при температурах (Т) от 1000 до 10000 К. Понимание механизма перехода водорода в проводящее состояние при динамическом сжатии из исходного молекулярного газообразного или жидкого состояния представляет большой теоретический интерес [1].

В работе измерены сопротивления слоя исходно газообразного водорода многократно ударно-сжатого (по схеме работы [4]) до давлений 120 - 180 ГПа и температур 4000 – 10000 К (рисунок 1, 2). Начальная плотность водорода задавалась его давлением при температуре жидкого азота, охлаждающего сборку. Зарегистрировано уменьшение уровня удельной проводимости с 424 до 20 См/см при увеличении температуры с 2700 К до 6000 К вблизи изобары 135 ГПа. Вдоль изобары 180 ГПа удельная проводимость уменьшалась с 1100 См/см

<sup>&</sup>lt;sup>‡</sup> Hydrogen phase transformation under dynamic compression up to 180 GPa

Ternovoi V.Ya.<sup>1,2</sup>, Nikolaev D.N.<sup>1,2</sup>, Pyalling A.A.<sup>1</sup>, Kvitov S.V.<sup>1</sup>, Fortov V. E.<sup>1,2</sup>

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup>Institute of Problems of Chemical Physics, Chernogolovka, Russian Federation

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup>United Institute of High Temperature RAS, Moscow, Russian Federation

(T = 6400 K) до 100 См/см (T = 6900 K). Изученные состояния располагаются вблизи границы перехода диэлектрик – металл согласно модели многофазного уравнения состояния водорода [8]. Наблюдаемый рост проводимости при уменьшении температуры на изобарах объяснен в рамках этой модели увеличением доли «металлической» фазы. Некоторое увеличение удельной проводимости ( $\sigma \approx 70$  См/см) было зарегистрировано при дальнейшем росте температуры в состоянии максимального сжатия до 10300 К вблизи изобары 135 ГПа и скорее всего связано с влиянием температуры на состав плотного водорода, не учитываемый в модели работы [8].



Рис. 1. р-Т диаграмма водорода. 1 – ударная адиабата жидкого протия; 2-5 – границы «плазменных фазовых переходов» (ПФП) согласно [5-8]; 6,7 – состояния максимального сжатия [4] для исходно жидких и газообразных образцов; 8 – результаты работ [2,3]; 9, 10 – состояния, изученные в данной работе



**Рис. 2.** σ-Т диаграмма водорода. 1 – данные [2,3] соединенные интерполяционными линиями; 2 – данные [4]; величины удельной проводимости, измеренные в данной работе: для состояний вблизи изобары 135 ГПа и вблизи 180 ГПа – соответственно 3, 4

На рисунке 3 приведены экспериментально измеренные и рассчитанные по УРС работы [8] профили температуры водорода в процессе его динамического сжатия до конечных давлений 100 - 150 ГПа. Измеренные температуры в состояниях максимального сжатия находятся в интервале температур 2500 – 7000 К. Зафиксирован пик температуры в конце процесса динамического сжатия во всех выполненных экспериментах. Вид экспериментально измеренного профиля температуры при сжатии исходно плотного образца (рис. 3В, 3С, 3D; конечная температура сжатия находилась в диапазоне 2500 - 3700К) качественно отличается от полученного в результате гидродинамического моделирования с использованием многофазного уравнения состояния водорода [8]. Данный экспериментальный факт был объяснен формированием пленки «металлического» водорода на «холодной» поверхности оптического окна из LiF.



Экспериментальные профили температуры водорода при результаты Рис. 3. сжатии И гидродинамического моделирования с моделью УРС работы [5].1 – экспериментальный профиль температуры, 2 - расчетная температура вблизи границы сталь-водород, 3 - расчетная температура вблизи границы LiF-водород.

t, ns

В экспериментах с высокой конечной температурой данная пленка исчезала за времена проведения эксперимента (рис. 3В). В экспериментах с температурой в состоянии максимального сжатия 6800 К (рис. 3А) поведение водорода находится в согласии с поведением его «диэлектрической» фазы согласно модели [8]. Установлена оптическая прозрачность водорода в условиях данного эксперимента.

На Рис. 4 разными значками отмечены генерируемые состояния максимального сжатия, когда сжатие сопровождается формированием пленки и состояния с «диэлектрическим» поведением водорода. Разделение групп экспериментов грубо позволяет определить положение линии сосуществования ПФП в исследованной области. Видно качественное согласие с линией ПФП по модели работы [8].



**Рис. 4.** р-Т диаграмма водорода в исследованной области. 1 – ПФП согласно [8]; 2 –состояния максимального сжатия со слабым последующим изменением температуры; 3 – состояния максимального сжатия, в которых наблюдается согласие экспериментального и расчетного профилей температур.

Полученные оптические данные однозначно указывают сохранение «металлической» фазы водорода при снятии давления для исходно плотных образцов (рис. 3D), что говорит о протекании в водороде фазового перехода первого рода в изученной области состояний.

Работа выполнена при поддержке Программы фундаментальных исследований Президиума РАН № 2 на 2012 год.

#### Литература

- 1. Фортов В.Е., Храпак А.Г., Якубов И.Т. Физика неидеальной плазмы, М.: ФИЗМАТЛИТ, 2004, 528 с.
- 2. Weir S. T., Mitchell A. C., Nellis W. J., "Metallization of fluid molecular hydrogen at 140 GPa (1.4 Mbar)", Phys. Rev. Letters 76, 1860, 1996.
- 3. Nellis W. J., Weir S. T., Mitchell A. C., "Minimum metallic conductivity of fluid hydrogen at 140 GPa (1.4 Mbar)", Phys. Rev. B 59, 3434, 1999.

- 4. Ternovoi V. Ya., Filimonov A. S., Fortov V. E., Kvitov S. V., Nikolaev D. N., Pyalling A. A., "Thermodynamic properties and electrical conductivity of hydrogen at multiple shock compression to 150 GPa", Physica B: Physics of Condensed Matter 265, 6, 1999.
- 5. Beule D., Ebeling W., Förster A., Juranek H., Nagel S., Redmer R., Röpke G., "Equation of state for hydrogen below 10000 K: From the fluid to the plasma", Phys. Rev. B 59, 14177, 1999.
- 6. Saumon D., Chabrier G., "Fluid hydrogen at high density: Pressure ionization", Phys. Rev. A 46, 2084, 1992.
- Margo W. R., Ceperley D. M., Pierleoni C., Bernu B., "Molecular dissociation in hot dense hydrogen", Phys. Rev. Letters 76, 1240, 1996.
- 8. Пяллинг А. А. «Полуэмпирическое многофазное уравнение состояния водорода». ТВТ, т. 48, №2, стр. 1-7, 2010.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ВЫХОДА СИЛЬНОЙ УДАРНОЙ ВОЛНЫ НА СВОБОДНУЮ ПОВЕРХНОСТЬ МЕТАЛЛА.

### С.В. Дудин, М. И. Кулиш, А.В. Шутов, В.Б. Минцев

Институт проблем химической физики РАН, Черноголовка, Россия

В работе подробно рассматриваются явления, которые могут иметь место при выходе сильной ударной волны на плоскую свободную поверхность металла, граничащую с инертным газом или с вакуумом. Подобные вопросы уже исследовались в работах [1-3]. Различные диагностические методы, в частности спектроскопия, электроконтактный и визуализация течения, регистрации взаимодействия волны с медной или железной поверхностью, граничащей с гелием или вакуумом, позволяют детально рассмотреть этот процесс. Сочетание экспериментальных методов исследования с математическим моделированием позволяет сократить объем экспериментов и найти объяснения некоторым явлениям.

Существующие теории показывают, что сильная ударная волна в металле, дойдя до границы, отражается от нее. В газовой среде формируется ударная волна в соответствии со всеми законами сохранения. В некоторых экспериментах с линейными взрывными волн И металлическими лайнерами при генераторами ударных использовании электроконтактного метода и высокоскоростной съемки отмечались слабые возмущения, соответствующие скорости распространения, значительно превышающей расчетную. Как указано в работах [1, 2], это связано с взаимодействием сильной ударной волны с поверхностью металла, что является причиной образования потока мелкодисперсных частиц и микрокумулятивных струй. В качестве причин их образования обычно называются различные дефекты металла и поверхности: геометрические в виде шероховатости поверхности и наличия на ней микроканавок и структурные особенности внутри материала в виде границ зерен, возможных посторонних включений или полостей. Скорость потока этих частиц превышает скорость свободной поверхности в 1,5-2 раза [3]. Различные диагностические методы использовались для оценки плотности потока частиц [1-6]. Отмечается, что выброс частиц с поверхности образца может приводить к искажениям в

231

теневых, электроконтактных, емкостных и интерферометрических методах измерений. Так как процессы, происходящие при выходе ударной волны на поверхность с дефектами, изучены недостаточно, поэтому в настоящей работе применен спектроскопический метод диагностики для детального изучения ударно-сжатого образца в процессе разгрузки [10] в сочетании с математическим моделированием [11]. Было обнаружено, что процесс разгрузки сопровождается образованием плазмы, состав которой определяется материалом мишени. По дискретному спектру излучения была определена температура образующейся плазмы. Проведено сравнение экспериментальных данных с результатами математического моделирования динамики формирования микрокумулятивных струй.



- 2 генератор плоской детонационной волны (линза)
- 3 шашки взрывчатого вещества
- 4 контактный датчик запуска осциллографа
- 5 стальная пластина
- 6 корпус сборки
- 7 лайнер (Cu, Fe)
- 8 боковое оптоволокно
- 9-стеклянная преграда
- 10 фронтальное оптоволокно
- 11 контактный датчик начала движения лайнера
- Рисунок 1. Схема экспериментальной установки для регистрации спектра.

Экспериментальная сборка, состоящая из линейного взрывного генератора и камеры, использовалась для исследования процессов, происходящих при выходе сильной ударной волны на свободную поверхность металлического лайнера. Схема сборки представлена на рисунке 1, где показаны основные элементы. В условиях эксперимента с взрывным генератором (позиции 1-3, рисунок 1) плоский стальной ударник (5) толщиной 1 мм разгонялся продуктами взрыва до массовой скорости ~5 км/с. Ударник создавал давление 160 ГПа в пластине-мишени из меди (7) толщиной 0.5 мм. Разлет пластины происходил в атмосферу гелия при начальном давлении 1бар или в вакуум. Массовая скорость мишени, равная 4900 ±100 м/с, была измерена электроконтактными датчиками. Поверхности мишеней не подвергались специальной обработке. Они изготавливались из ровного медного листа. С

поверхности удалялся окисный слой. Степень шероховатости поверхности оценивается на уровне *Ra* 10.

Гелий был выбран для заполнения сборки из-за высокого потенциала ионизации. При указанной массовой скорости в гелии генерировалась ударная волна с расчетной скоростью 6685 м/с в первой волне. До скоростей ударной волны ~ 8.5 км/с степень ионизации гелия низка и плотность числа электронов не превышает 10<sup>16</sup>см<sup>3</sup>. При этом гелий остается оптически прозрачным в ударно-сжатом слое. Расчеты параметров гелия за ударной волной были выполнены по программе SAHA [8, 9].

Наблюдавшийся в экспериментах дискретный спектр излучения определяется составом материала мишени. Были проведены опыты с мишенями из нержавеющей стали с различной степенью шероховатости поверхности. Во всех случаях наблюдался дискретный спектр элементов, входящих в состав стали. При замене мишени из нержавеющей стали на медную в спектре излучения в основном наблюдались линии меди. Спектрограмма излучения медной мишени при разлете в атмосферу гелия показана на рис. 2.



Рисунок 2. Спектрограмма излучения медной мишени при разлете в атмосферу гелия

На спектрограмме отмечается момент выхода ударной волны на свободную поверхность *1*. В момент выхода возникают линии излучения материала мишени, нарастающие по интенсивности. В момент времени *2* в экспериментах с атмосферой гелия возникает заметный сплошной спектр излучения. Фронт ударной волны в гелии, распространяясь со скоростью 6.7 км/с, достигает окна сборки позже, в момент 3. Возникновение сплошного свечения в момент *2* должно быть связано со скоростью движения ~ 10 км/с. Возможно, что в момент 3 микрочастицы достигают окна сборки. В присутствии сплошного излучения линии меди регистрируются в обращении как поглощающий слой для излучения с более высокой температурой. В момент времени *4* происходит столкновение мишени с окном сборки.

Пример полученного участка спектра приведен на рисунке 3. На нем приведены экспериментальный профиль спектра в начале возникновения свечения линий и

233

аппроксимация трех линий лоренцевскими профилями. Линии идентифицируются как линии меди Си 1(510.554,515.324,521.820) нм. Верхний уровень перехода 510.554 нм равен 3.82 эВ. Для двух других линий переходы происходят с уровня 6.19 эВ. Большой разнос верхних уровней на величину более 2эВ позволяет использовать эти линии для определения с достаточной точностью температуры излучающей плазмы по отношению интенсивностей линий [10]. Была также использована линия Си 1(578.213) нм с верхним уровнем энергии 3.79 эВ. Ширина глубоко-лежащих линий Си 1(510.554,578.213) нм определяется приборной шириной измерительной аппаратуры, составляющей 1.8 нм. Высоко лежащие линии Си 1(515.324,521.820) нм дополнительно уширены.



**Рис. 3.** Участок спектра излучения меди. Пунктир - аппроксимация данных тремя линиями с лоренцевским профилем. Данные относятся к начальному участку свечения

Суммарная ошибка измерения температуры оценивается в 20%. Полученные значения температур составляют  $T_c = (12200 \pm 2500)$  K,  $T_2 = (7400 \pm 1500)$  K.

Полученные значения температур существенно превышают значение температуры ударно-сжатого гелия, которая при указанных скоростях равна 4300 К [8]. Таким образом, образование плазмы металла не связано с присутствием атмосферы гелия. Температура плазмы меди также заметно выше температуры ударно-сжатой до давления 160 ГПа меди, равной 3500 К . Образование плазмы меди происходит в течение некоторого времени после выхода ударной волны на поверхность металла. Этим объясняется наблюдающийся рост интенсивности линий меди. Был проведен комбинированный эксперимент, в котором одновременно регистрировались отражение от поверхности меди и собственное излучение. Спектрограмма опыта показана на рисунке 4.

Рассчитанная по относительной интенсивности линий температура медной плазмы, разлетающейся в вакуум, составила  $1/T_{\rm T} = (1.04 \pm 0.13)$  эВ, или T<sub>3</sub> = (11100 ±2200) К.

Итак, спектроскопическим методом определена температура плазмы меди, образующейся в результате выхода сильной ударной волны на свободную поверхность медной мишени. Измеренная температура превышает температуру ударно-сжатого гелия в случае заполнения сборок газом. Базовым методом регистрируется высокая скорость расширения плазмы металла на уровне -10 км/с при массовой скорости мишени -^5 км/с.



Рис. 4. Одновременная регистрация отраженного от мишени света и собственного свечения

Рассчитанная по относительной интенсивности линий температура медной плазмы, разлетающейся в вакуум, составила  $1/T_{\rm T} = (1.04 \pm 0.13)$  эВ, или T<sub>3</sub> = (11100 ±2200) К.

Итак, спектроскопическим методом определена температура плазмы меди, образующейся в результате выхода сильной ударной волны на свободную поверхность медной мишени. Измеренная температура превышает температуру ударно-сжатого гелия в случае заполнения сборок газом. Базовым методом регистрируется высокая скорость расширения плазмы металла на уровне -10 км/с при массовой скорости мишени -^5 км/с.

Моделирование выхода сильной ударной волны на плоскую металлическую поверхность без дефектов хорошо известно и хорошо описывается одномерной гидродинамикой. Но, как показано работе [3], учет микродефектов, таких как пузырей, микротрещин, границы кристаллов внутри, так и микро-шероховатость поверхности, приводит к тому, что вещество после выхода ударной волны на поверхность расширяется неравномерно, образуя микроструи. В экспериментальных работах [3-4] показано распределение частиц по размерам и скорости методом высокоскоростной съемки и с использованием пьезоэлектрических датчиков.

В настоящем разделе обсуждаются результаты двумерного численного моделирования выхода сильной ударной волны на свободной поверхности стали и меди, граничащими с вакуумом и гелием, начатые в работе [11]. Ударная волна набегает на стальную преграду со скоростью 5 км/с, что соответствует параметрам: плотность 11,32 г / см, давление 161,816 ГПа; массовая скорость 2,5 км / с, скорость звука составляет 8,3 км / с, температура 3500 К. В случае плоской поверхности задача является одномерной. Шероховатости моделируется канавками и конусами глубиной 30 мкм и углом 90°.

235



Рисунок 5. Ударная волна в металлической пластине в двумерной постановке.

Рассматриваются три случая выхода ударной волны: а) случай плоской симметрии в вакууме, б) случай плоской симметрии в гелии, в) осевая симметрия с выходом в гелий. На рисунке 6 представлено формирование струи на неровностях с заданной геометрией. Расчетная скорость струи: а) 8,8 б) 10.7, в) 9,68 км /с. Средняя расчетная температура струи около 2600К во всех этих случаях. Но есть области размером 5-10 мкм, где в начальное время (до 5 нс) после выхода ударной волны на металлическую поверхность температура превышает 7000К.



**Рисунок 6**. Формирование струи на 75нс: а) выход струи с плоской симметрией в вакуум, в) выход струи с осевой симметрией в вакуум, с) выход струи с осевой симметрией в гелий.

При перемещении струи от поверхности ее скорость остается примерно постоянной до расстояния около 6 мм. Динамика струи с осевой симметрией и выходом в гелий показана на рисунке 7. За время от 75 нс до 500 нс скорость струи уменьшается от 9,68 до 9,63 км/с.

Наблюдается эффект фокусировки струи при расширении в гелий (поджатие струи). При этом уменьшение сечения струи ведет к увеличению средней температуры струи до уровня 3500К. В случае выхода струи в вакуум этот эффект отсутствует. Аналогичные результаты были получены для меди. Проведена оценка воздействия сильной ударной волны на медную пластину для скорости 5 км /с. Динамика формирования струи подобна



**Рисунок 7.** Формирование струи с осевой симметрией в гелий: а) выход струи на 75нс, в)выход струи на 500 нс.

Проведенное моделирование и расчеты показали динамику формирования струй на шероховатой поверхности с заданным профилем неровностей при выходе на нее ударной волны, представлена оценка распределения температуры на такой поверхности, которая может находиться в пределах от 2600К до 7000К.. Микроструи не разрушаются, а двигаются достаточно долго с определенной скоростью. Полученные данные также позволяют оценить массу и скорость металла, выбрасываемого с шероховатой поверхности

- 1. В. А. Огородников, А. Г. Иванов, А. Л. Михайлов и др., ФГВ 34, 103 (1998).
- 2. В. А. Огородников, А. Л. Михайлов, В. В. Бурцев и др., ЖЭТФ 36, 615 (2009).
- 3. W. S. Vegan, W. W. Anderson, M. Greyer et al., Л. Appl. Phys. 98, 113508 (2005).
- 4. T.de Resseguier, L. Signer, A. Dragon et al., J. Appl. Phys. 101, 013506 (2007).
- 5. D.S. Sorenson, R.W. Minich, J. L. Romero et al., J.Appl. Phys. 92, 5830 (2002).
- 6. J. R. Asay and L. M. Barker, J. Appl. Phys. 45, 2540
- 7. Н. А. Попов, В. А. Щербаков, В. Н. Минеев и др., УФН, **178**, 1088 (2008).
- 8. В. К. Грязнов, Термодинамика низкотемпературной плазмы в квазихимическом представлении, Энциклопедии низкотемпературной плазмы, Под ред. В. Е. Фортова, Вводный том I, М.: Наука, 2000, с. 299.
- 9. V.B. Mintsey, M.I. Kiilish, V.K. Gryaznoy et al., Contrib. Plasnm Phys. 41, 119 (2001).
- М. И. Кулиш, В, Б, Минцев, С, В, Дудин, А, Е. Ушнурцев, В, Е. Фортов, Измерение температуры плазмы меди, образующейся в процессе разгрузки ударно-сжатой мишени, Письма в ЖЭТФ, ттом 94, вып. 2, с.105-109, 2011.
- Dudin S.V/, Sutov A.V., Calculation of a strong sock wave exit on the metal surface with micrjdeffects, XXV International Conference on Equation of State of Matters, 2010, 1–6 March, Russia, Elbrus Book of abstracts, 2010, 1–6 March, Russia, Elbrus, p.78

## К ОЦЕНКЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ВЫСОКОСКОРОСТНЫХ ПЛАЗМЕННЫХ СТРУЙ, СФОРМИРОВАННЫХ ВО ВЗРЫВНЫХ ГЕНЕРАТОРАХ

#### А.Е. Войтенко, В.В. Соболев

Национальный горный университет, Днепропетровск, Украина

Введение. Достижению экстремальных физических параметров вещества во многом способствовали исследования кумуляции ударных волн в газах в конических и полусферических полостях с использованием конденсированных взрывчатых веществ в качестве первичного источника энергии. При взрыве сравнительно небольшого заряда весом 1 кг выделяется энергия ~ 4·10<sup>6</sup> Дж при мощности ~ 10<sup>11</sup> Вт. Взрывные генераторы плазмы позволяют получать высокотемпературную плазму большой плотности и давления, о чём свидетельствуют эксперименты со сжатием дейтерия в конических полостях диаметром ~10<sup>-3</sup> м. В этих условиях экспериментально был зарегистрирован выход нейтронов  $10^4...10^8$  за импульс [1, 2]. Авторы работы [2] считают, что появление нейтронов свидетельствует о достижении условий, необходимых не только для ионизации газа, но и для прохождения термоядерных d-d реакций. При этой ядерной реакции синтезируются ядра гелия, которые отсутствовали в исходном состоянии. Оценочная температура плазмы в фокусе кумулятивного течения в этом случае ~ 10<sup>6</sup> К. Отметим, что в этих условиях плазма получается только за счёт газодинамического нагрева газа ударными волнами и при безударном его сжатии. Газодинамический способ получения высокоэнтальпийной плазмы во взрывных генераторах является отличительной их особенностью по сравнению с более распространёнными методами электрического и лазерного нагрева.

**Цель работы** – произвести оценку предельной температуры плазменных струй высокой плотности, сформированных во взрывных генераторах.

Материалы и методики. Использовались конусные камеры сжатия большего размера (диаметр 3 мм) по сравнению с размерами полости в экспериментах [1], рис. 1,а. После взрыва генератор плазмы сохранялся, изучались структурные изменения и микроструктурные превращения выжженных плазмой зон в "поршне" и матрице. Микроструктура и химический состав используемых металлов исследовался с помощью оптического микроскопа "Polivar" и микроскопа "Com-Scan" с анализирующей микрорентгеновской приставкой. Содержание и количество химических элементов исследовали с помощью электронного микрорентгеноспектрального анализатора "Nanolab-7".

В работе исследованы взрывные генераторы плазмы с камерами сжатия двух типов: в форме кругового конуса и в форме сферического сегмента. На рис. 1 представлен схематически генератор первого типа и процессы при его работе.

Взрывной генератор плазмы с камерой сжатия конической формы, рис.1,а, работает следующим образом. Взрыв капсюля-детонатора вызывает детонационную волну в заряде

конденсированного взрывчатого вещества (ВВ), продукты взрыва которого ускоряют металлическую пластину. Пластина ударно тормозится на металлическом поршне, который ускоряется и сжимает рабочий газ в конической полости, находящейся в металлической матрице. На рис.1,b представлена схема картины сжатия газа в конической полости прямой и отраженной маховской ударными волнами (УВ), идущими по невозмущенному газу. После столкновения этих УВ в районе оси полости образуется плазменный фокус. Последние фазы сжатия уже сформированной высокотемпературной плазмы происходят в безударном режиме. Сходящийся у оси конической выемки фронт маховской УВ при одновременном высокоскоростном «вдавливании» в полость металлического поршня формирует две симметричные плазменные струи, совпадающие с осью конуса и направленные в поршень и матрицу, т.е. в противоположные стороны.

С помощью взрывных генераторов плазмы с камерой сжатия в формы сферического сегмента, рис. 2, изучалось взаимодействие потока высокоэнтальпийной плазмы с многослойными металлическими образцами (использовались чередующиеся листы стали и алюминия толщиной 1,5 мм). Взрыв электродетонатора, возбуждает детонацию в заряде BB, продукты взрыва которого разгоняют алюминиевую пластину-поршень. Рабочий газ (воздух при нормальных условиях) сжимается и нагревается системой ударных волн, которые образуются в полости между движущейся алюминиевой пластиной и полусферической медной камерой сжатия. Высокоэнтальпийная плазма, образующаяся в фокусе течения вблизи вершины полусферы, истекает из камеры сжатия через отверстие. Защитный экран предохраняет металлическую мишень от прямого удара осколками генератора.



Рис. 1 – Схема плазменного генератора с конической выемкой: а – схема устройства: б – схема взаимодействия ударных волн в конической полости; с – стальной образец с выемкой после ударного сжатия; 1 – детонатор; 2 – заряд взрывчатого вещества; 3 – металлическая пластина-ударник; 4 – металлический поршень; 5 – коническая выемка; 6 – стальная матрица; 7 – направление движения поршня в выемке; 8 – поверхность поршня; 9 – фронт маховской ударной волны; 10 – ударный фронт в выемке; 11, 13 – плазменные струи; 12 – зона соударения плазменных потоков. Размеры даны в мм.



**Рис. 2** – Схема устройства для исследования воздействия высокоэнтальпийной плазмы на металлическую мишень (a); разрез слоистой мишени из листов стали и алюминия толщиной 1,5 мм, с кратером, образовавшимся после удара потока высокоэнтальпийной плазмы (b); 1 – электродетонатор; 2 – заряд ВВ; 3 – алюминиевая пластина-поршень; 4 – воздух; 5 – полусферической медная камера сжатия; 6 – отверстие; 7 – защитный экран; 8 – металлическая мишень

Масса рабочего воздуха в камере сжатия 22 мг. Полная энергия плазмы 7 кДж измерена калориметрическим методом. Расчётная оценка температуры плазмы ~2·10<sup>4</sup> К (без учёта примесей), давления плазмы (при характерном объёме 0,25 см<sup>3</sup>) порядка 10 ГПа, плотность лучистого теплового потока из плазмы ~ 1 ГВт/м<sup>2</sup>.

Движущийся сгусток высокоэнтальпийной плазмы производит на металлическую мишень механический и тепловой удары. Оба ударные воздействия весьма интенсивны, поскольку давление плазмы превышает предел прочности материала мишени, а тепловое излучение плазмы приводит к плавлению и испарению поверхности мишени.

Результаты экспериментов. Генераторы плазмы с конической камерой сжатия (см. рис. 1,а) изготовлены из стали, содержащей С (≤0,25 %), Р (0,07 %), Ѕ (0,06 %), а остальное Fe. С целью сохранения генератора после взрывной обработки, к внешней боковой поверхности и нижнему основанию матрицы прилегает слой свинца толщиной 35 мм. После ударно-волнового воздействия проводились исследования физико-химических превращений в материале матрицы и поршня.

Предельная температура плазменных струй по нашим оценкам составляет 3,4·10<sup>5</sup> К для генераторов с полусферической камерой и 1,3·10<sup>6</sup> К для генераторов с конической камерой. Давление в мишени при проникновении плотной струи (~12000 кг/м<sup>3</sup>) со скоростью около 28000 м/с превышает 30 ТПа.

Генераторы с полусферической камерой надежно воспроизводят процесс формирования высокоэнтальпийной плазмы и могут быть использованы в экспериментальном моделировании, например, высокоскоростного вхождения космических тел в атмосферу Земли.

Экспериментально установлена зависимость объёма кратера, образовавшегося в результате удара плазменной струи, от твёрдости НВ материала мишени.

Обсуждение результатов. На рис.1,с представлены результаты воздействия плазмы на металлические детали описываемого устройства. О высоком давлении плазмы свидетельствуют два канала, пробитые струями плазмы в металлической матрице (на рис.1,с обозначен большой стрелкой) и в металлической пробке (на рис.1,с обозначен малой стрелкой). Отметим, что из этих двух каналов большие размеры имеет канал, образованный в матрице. Это представляется естественным, так как именно в этом направлении плазма при сжатии получает импульс от поршня. Канал в противоположном направлении образован, по-видимому, при разлёте плазменного фокуса на поздних фазах процесса, когда давление заметно уменьшилось. Но более вероятно, что образование симметричных струй обусловлено соударением множества струй, стекающих к вершине по поверхности конической выемки. Если мысленно разрезать камеру вдоль оси, то плазма, стекающая по поверхности конуса к его вершине, будет представлена двумя струями, соударение которых и порождает две новые струи, направленные в противоположные стороны.

В материале "поршня", рис. 1, (сталь, содержащая до опыта примеси Mn, Si, S в количестве до 0,08%) и матрицы (сталь, не содержащая до опыта Mn и Si) после опыта обнаружено аномально высокое значение марганца – до 27 %. Скачкообразное увеличение его содержания приходится на район, удаленный в «поршне» от границы зоны на 32 мкм, в матрице – на 26 мкм. Матрица состояла из стабильных изотопов Fe<sup>56</sup> и Fe<sup>54</sup>, изотопы обнаруженного марганца также стабильны – Mn<sup>55</sup>. Появление марганца, вероятно, связано с трансформацией железа. Впервые этот эффект был обнаружен в 1985 г. [3]. Механизм образования новых химических элементов в указанных условиях не имеет исчерпывающего теоретического объяснения. В работе предполагается, что причиной их образования являются процессы, при которых рост плотности энергии обусловлен перераспределением энергии среды при ее движении, т.е. процессов, происходящих в результате соударения потоков плотной плазмы, «стекающих» с поверхности конической выемки. Аналогичное явление установлено при сверхглубоком проникновении микрочастиц в металлы [4].

В результате удара металлической пластины в поршне возникает давление 90-100 ГПа. В зависимости от величины давления в поршне и соответственно скорости ударной волны, входящей в коническую камеру, формируется поток плотной плазмы. Приближаясь к вершине конической камеры, плазменные потоки сталкиваются, в результате чего образуются высокоэнергетические плазменные струи, направленные в противоположные стороны – в мишень и поршень (рис. 1,б). Оценка скорости проникновения струи в мишень ~27800 м/с. По методике расчета параметров, характеризующих сверхскоростную кумуляцию, оценка давления струи составит ~ 34,5 ТПа, минимальная расчетная температура – 1,3·10<sup>6</sup> К.

К поверхности грибовидной полости, образовавшейся в поршне, прилегает зона структурных изменений (рис. 3,а) – наблюдается множество микронесплошностей, свидетельствующих о сверхскоростном режиме охлаждения. В нижней части полости ширина

241

этой зоны изменяется в пределах 300 - 420 мкм, а в верхней части полости уменьшается до 50 мкм. Очевидно, что в результате развивающихся газодинамических процессов произошел очень быстрый нагрев поверхности матрицы. У краев полостей и вдоль всей внутренней поверхности возник тонкий белый слой не травящегося металла шириной от 10 до 110 мкм (рис. 3,b). Следует отметить, что белый слой не сплошной и не имеет постоянной глубины. Такие белые слои обычно возникают при скоростной термической обработке, например, лазерном воздействии. Для микроструктуры белого слоя характерна ультрамелкозернистость и значительные искажения кристаллической решетке. Плотность дислокаций в поршне возросла после ударно-волнового сжатия более чем на четыре порядка и составила 7,4·10<sup>16</sup> м<sup>-2</sup>. Величина микроискажений в кристаллической решетке после взрыва увеличилась на порядок: в исходном состоянии для поршня величина  $\Delta a/a$  составляет 0,77·10<sup>-3</sup>, после обработки – 0,16·10<sup>-2</sup>.

Поведение многослойной мишени наглядно демонстрирует характер пластического движения материала при образовании кратера (рис. 2.b). Форма кратера при ударе плазмой в общих чертах подобна той, которая образуется при высокоскоростном ударе твёрдым ударником. Поверхность стенки кратера имеет нерегулярные неровности (рис. 2,b). Повидимому, они являются следствием известной тейлоровской неустойчивости, возникающей при ускорении границы двух сред различной плотности, в данном случае границы «плазма – металл».

Взвешиванием мишеней до и после опыта установлена потеря части массы, которая составляет примерно 10% объёма кратера. Отсюда следует, что при образовании кратера часть материала мишени выбрасывается, но этот механизм кратерообразования не является главным. В основном образование кратера происходит за счет пластического растекания металла. Объём кратера обратно пропорционален твёрдости материала мишени по Бринеллю (*HB*) и может быть представлен выражением, полученным на основе статистических данных с использованием различных металлов в качестве мишени, *V*=*C*/*HB*, где *C* – постоянная.

На рис. 3,с приведена фотография микрошлифа разреза металлической стенки, подвергшейся тепловому удару плазмы взрывного генератора, показанного на рис. 2. Отчётливо различимы два поверхностных слоя с изменённой кристаллической структурой. Характерная толщина этих слоёв порядка 100 мкм. Поверхность кратера покрыта светлым слоем различной толщиной в диапазоне 10...100 мкм застывшего расплава без различимой кристаллической структуры. Расчётная оценка скорости охлаждения расплавленного слоя более 10<sup>7</sup> К/с за счёт быстрого отвода теплоты вглубь металла. При столь быстром охлаждении обычно образуется аморфный металл, что, по-видимому, происходит и в рассматриваемых условиях. Объём сохранившегося слоя расплава составляет менее 1% объёма кратера. В светлом слое имеется множество микропор. Поры являются, предположительно, следствием выхода паров при объёмном вскипании перегретого металла при резком уменьшении давления плазмы на стенку.

242



**Рис. 3**. Микрошлиф поверхностных слоёв металла после импульсного нагрева поверхности при контакте с плазмой взрывного генератора: (а) и (b) – соответственно микроструктура, прилегающая к поверхности поршня (а) и обоймы (b), рис. 1,а; (c) – микрошлиф разреза металлической стенки, подвергшейся тепловому удару плазмы взрывного генератора, рис. 2

Под слоем застывшего расплава находится слой ~ 100 мкм закалённого металла с увеличенной микротвёрдостью, образовавшийся вследствие нагрева поверхности плазмой и последующего быстрого охлаждения теплоотводом в более глубокие холодные слои металла. Под указанными двумя слоями находится исходный материал.

Взрывной генератор высокоэнтальпийной плазмы с полусферической камерой сжатия использовался также для высокоскоростного метания, рис.4.

Высота цилиндра из оргстекла равна внутреннему диаметру ствола, а его диаметр обеспечивает тугую посадку в стволе, что защищает метаемое тело от разрушения плазмой, причем для уменьшения первоначального скачка давления цилиндр из оргстекла устанавливался в канале ствола в 5 мм от устья камеры.

Скорость метаемого тела определялась двумя методами: по времени замыкания электрических датчиков и с помощью сверхскоростного фоторегистратора. Обоими методами зарегистрирована одна и та же скорость полёта – около 9000 м/с. Не было замечено уменьшения этой скорости на использовавшейся базе измерений 300 мм. Взрывные генераторы плазмы, рис.4, в различных модификациях без метаемого твёрдого тела, использовались для получения сильных ударных волн в газах и высокоскоростных потоков газа. В воздухе при нормальных условиях зарегистрирована ударная волна со скоростью 43000 м/с. В других газах с пониженной начальной плотностью генерировались газовые потоки с большими скоростями [5-7].

Различия в работе описанных выше двух типов взрывных генераторов плазмы определяются в основном структурой ударных фронтов и движением потоков плазмы, которые в свою очередь определяются геометрической формой камеры сжатия. Это в первом случае конус, во втором -сферический сегмент. Структура основных ударных фронтов в конусе представлена на рис.1,б, в сферическом сегменте – на рис. 4,6: АВА – сферический сегмент, АА – пластина-поршень, аа – фронт первой ударной волны, далее вблизи угла А сферического сегмента образуется система отраженных ударных и акустических волн.

Течение газовых потоков в камере сжатия нестационарно, двумерно, имеются ударные волны различной интенсивности, происходит ионизация газа. Точный расчёт столь сложного течения требует численного моделирования, которое и было произведено в работах [8,9]. В данной работе предлагается более простой метод оценки на основании следующих соображений.



Рис. 4 – Схема устройства для метания высокоэнтальпийной плазмой (a); справа показано метаемое тело; (b) – схема ударных фронтов на поздних фазах сжатии газа в сферическом сегменте: 1 – заряд взрывчатого вещества из сплава ТГ 50/50 массой 0,6 кг, 2 – медная пластина, 3 – стальная камера сжатия и ствол, масса рабочего газа 0,14 г, 4 –защитный цилиндр из оргстекла массой 0,8 г, 5 – метаемое тело из алюминия массой 0,6 г, 6 – контактные электрические датчики; (размеры даны в мм)

За время, пока пластина-поршень АА проходит расстояние OB, точка A стыка пластины со сферическим сегментом проходит расстояние AB ≈ AO (рис. 4,6). Точка A – геометрическая точка (не материальная), подобная точке смыкания лезвий ножниц. Соответственно её скорость является фазовой скоростью. В предположении близости пластины к вершине сегмента OB < OA и используя элементарные тригонометрические зависимости, получаем следующую оценку фазовой скорости U движения точки A к оси (вдоль линии AO)

$$U \approx \frac{1}{\sin \alpha} U_0 \approx \frac{1}{\alpha} U_0$$

где  $U_0$  – скорость пластины,  $\alpha$  – угол, по которым отрезок ОА «виден» из центра сферы.

При приближении пластины к вершине камеры сжатия фазовая скорость точки А многократно превышает скорость движения пластины. Например, если  $U_0 = 4$  км/с и  $sin\alpha = 0,2$  то фазовая скорость U = 20 км/с. Плазма, находящаяся вблизи угловой точки А приобретает массовую скорость, равную указанной фазовой скорости. Удельная кинетическая энергия плазмы при этом E = 0,5  $U^2 = 2.10^8$  Дж/кг, что примерно в 50 раз больше удельной энергии взрывчатого вещества. Радиальная скорость плазмы при приближении пластины к вершине

сегмента будет возрастать до тех пор, пока давление плазмы не начнёт существенно тормозить пластину. Следует иметь в виду, что полная удельная энергия плазмы будет ещё больше за счет тепловой энергии и энергии ионизации. При столкновении радиальных потоков на оси кинетическая энергия превращается в тепловую.

Таким образом, соображения, основанные на приблизительном равенстве фазовой и массовой скоростей, позволяют получить некоторые интегральные количественные оценки без знания деталей реального течения.

Оценку предельной температуры во взрывных генераторах плазмы можно получить на основе следующих соображений. При нагреве плазмы во взрывных генераторах исследованного типа сильная зависимость коэффициента лучистой теплопроводности от температуры приводит к тому, что в узкой температурной области охлаждение быстро сравнивается с нагревом, останавливая дальнейший рост температуры. Идеализируя ситуацию, можно говорить о предельной температуре.

Все дальнейшее рассмотрение проводится на основе данных, приведенных в работе [10]. Условие равенства мощности нагрева и охлаждения плазмы, т.е. прекращения режима нагрева

$$pu = \eta | gradT$$

где T – температура,  $\eta$  – коэффициент теплопроводности, p – давление, u – модуль скорости сжатия.

Для лучистой теплопроводности, которая в рассматриваемых условиях является основным механизмом теплообмена, для оптически плотной плазмы в диффузионном приближении

$$\eta = \frac{16}{3} \sigma \cdot T^3 \cdot l \,,$$

где *σ* – постоянная Стефана-Больцмана, *l* – росселандов пробег излучения.

Для газов из многоэлектронных атомов в области многократной ионизации росселандов пробег излучения

$$l = 8, 4.10^{-14} \frac{T^{\frac{11}{2}}}{mp^2},$$

где m – средняя степень ионизации; p – давление. Для оценки будем считать  $|gradT| \approx T/r$  (r – характерный размер плазмы).

Используя приведенные формулы, находим оценку предельной температуры плазмы Т\*

$$T^*=1,1\cdot 10^2 (m \cdot p^3 \cdot u \cdot r)^{2/19}$$
.

Подставляя в последнюю формулу условия типичного эксперимента  $p = 2 \cdot 10^{10}$  Па,  $u = 4 \cdot 10^3$  м/с,  $r = 10^{-2}$  м, m = 5, получим  $T^* = 3.4 \cdot 10^5$  К.

Отметим, что полученная оценка предельной температуры весьма слабо зависит от определяющих её величин, ввиду извлечения корня высокой степени.

Проведенные оценки физических параметров, предполагающие локальное термодинамическое равновесие и учитывающие только лучистое охлаждение, позволяют считать, что для взрывных генераторов плазмы рассмотренного типа условной предельной температурой является температура порядка 10<sup>6</sup>K.

Разработанные взрывные генераторы плазмы и методика исследования структурных изменений металлов в условиях импульсных сверхвысоких температур и давлений могут быть использованы в качестве своеобразной лаборатории для исследования физических условий образования плазменных струй высокой плотности и зарождения химических элементов.

#### Литература

- Derentowicz H., Kaliski S., Wolski J., Ziolkowski Z. Generation of Thermonuclear Fusion Neutrons by Means of a Pure Explosion // Bull. de l' Academie Polonaise des Sciences, Serie Sciences Techniques. – 1977. –V. 25. – P. 897–905.
- 2. Анисимов С.А., Беспалов В.Е., Вовченко В.И. и др. Генерация нейтронов при взрывном инициировании Д-Д реакции в конических мишенях // Письма в ЖЭТФ. 1980. Т. 31, вып.1. С. 67–70.
- Возникновение симметричных струй ударно-сжатого газа / В.В.Соболев, Р.П.Дидык, А.Г.Тесленко и др. // Детонация. Тез. докл. III Всес. совещ. по детонации 11-14 ноя. 1985, Таллинн. – Черноголовка: ОИХФ АН СССР, 1985. – С. 123.
- Соболев В.В., Ушеренко С.М. Образование химических элементов при сверхглубоком проникновении микрочастиц // Импульсная обработка материалов. – Днепропетровск: Национальный горный университет, 2005. – С. 121–126.
- 5. Войтенко А.Е.. Сильные ударные волны в воздухе // Журнал технической физики.- 1966.-том XXXV1, № 1,- С 178 180.
- 6. Glenn H.D., Crowley B.K.. High-Speed (4 6 cm / μsec) Gas-Jet Propagation // Journal of Applied Physics/ 1970. v 41, pp.4157 4161/
- Войтенко А.Е., Получение газовых струй большой скорости // Доклады Академии наук СССР. 1964. том 158, - С 1278 – 1280.
- 8. Crowley B.K., Glenn H.D.. Numerical simulation of a high-energy (Mach 1209 to 40) air-shock experiment.// Proceedings of the Seventh international shock tube Symposium.- Toronto, Canada.-1969.-p. 315-329.
- 9. Романов Г.С., Урбан В.В. Численное моделирование взрывного плазменного генератора с учетом переноса энергии излучения и испарения стенок // Инженерно-физический журнал.-1982.- Т.43.- N6.- С 1012- 1019.
- 10. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Физматгиз, 1963. 632 с.

## EFFECT OF PULSED MAGNETIC FIELD TREATMENT ON MECHANICAL PROPERTIES AND FRACTURE TOUGHNESS OF STRUCTURAL STEEL

## G. Stepanov, V. Kharchenko, A. Kotliarenko, I. Mameev

## Institute for Problems of Strength, Kyiv, Ukraine

Experimental technique and results of investigations of the effect of pulsed magnetic field (PMF) treatment on mechanical properties of structural steel and fracture resistance of the fatigue precracked compact tension (CT) specimens are presented. Each specimen, made out of a hot-rolled sheet of medium carbon steel 45. To manufacture of CT specimen electric discharge machine was used. The initial starter notch in the specimens, perpendicular to the direction of rolling, was performed. To avoid possible residual stresses in the specimens after their manufacturing operations annealing was used. A natural sharp fatigue crack in CT specimen was created by cyclic loading. Before PMF treatment, in order to form the initial elastic-plastic stress in the crack tip and to reduce the electrical contact between its edges, treated specimen was mechanically preloaded in tension using special pool-rods. The load was carried to the stress level in the crack tip at which the value of stress intensity factor does not exceed its value on the last step of loading at growing of a natural fatigue crack in the specimen.

The pulse magnetic field was provided by discharging a bank of high voltage capacitors through connected in a transmission line circuit with inductors, installed on both sides of the specimen. The parameters of current discharge were monitored using a calibrated non-contact inductive probe, called the Rogowski coil, placed around one of the current feeding wires and recorded on a personal computer (PC) with pre-installed high-frequency analog-digital card. For all specimens the same parameters of current discharge were used. According to measurements the discharge current was about 11 kA for the total duration of 10 ms. Direct measurement of the load, applied to the specimen and temperature rise in the vicinity of fatigue crack during PMF treatment were also recorded. After treatment irreversible relaxation (significant force decreasing) and negligible increase in temperature in the vicinity of the crack were observed. After testing at room temperature CT specimens in the initial state and specimens after PMF treatment, the values of maximum stress intensity factor  $K_{max}$  and strength ratio of specimen  $R_{sc}$  were obtained.

Test results showed a substantial increase of the fracture resistance of the treated specimens in a comparison to the specimens in an initial state. Stress relaxation, caused by plastic flow in a vicinity of the crack, takes place due to PMF treatment and provokes a crack blunting. This fact was confirmed by increasing the value of a crack opening displacement of the treated specimen in comparison with its initial state. Increasing of fracture resistance should be mainly associated with blunting of the crack due to plastic flow in its tip, caused by the relaxation of initial elastic-plastic stress under electroplastic and magnetoplastic effects.

It has been shown the influence of electromagnetic treatment on the characteristics of the material strength. In uniaxial tension of flat samples and samples treated in the initial state was decreased elastic modulus and proof stress at a constant tensile strength in the treated samples compared with samples in the initial state.

## USE OF THE PULSE ELECTRIC CURRENT TREATMENT TO DECREASE RESIDUAL STRESSES AND POROSITY OF INTERMETALLICS

## G. V. Stepanov, G. V. Chyzhyk

## Institute for Problems of Strength, Kyiv, Ukraine

Results of the investigations on the influence of the high-density pulse electric current treatment on residual stresses and porosity of NiTi- and AlTi-based intermetallic alloys are presented. It is shown that the treatment results in a certain change in the material microstructure and fine structure, the re-distribution of pores and also the reduction in residual tensile stresses.

For the evaluation of the influence of pulse electric current (PEC) on structural materials, different methods of investigations are used. In some works, attention is focused on changes in the mechanical properties of materials (an increase in the plasticity, impact toughness, endurance limit, wear resistance, etc.). In other works, greater attention is given to the changes that occur in the structure of metals and alloys (grain size reduction, boundary refinement and other phenomena). The combination of both of the approaches is certainly of great interest for understanding the processes running in the material at a complex stress state under the action of PEC.

This paper presents the evaluation of both the mechanical properties and the processes occurring in intermetallics at macro- and micro-levels under high-density pulse current treatment. The investigations were performed on specimens of intermetallic materials, namely, a titanium nickelide



Fig. 1 Size-distribution of pores in the specimens before and after the PEC treatment: a - NiTi; b - TiAl

alloy (50-51 at. % of Ni; 50-49 at.% of Ti) having a shape memory effect and being in use, e.g., in the aerospace industry and medicine; and on specimens of a titanium aluminide alloy (Ti - 48Al - 2Nb - 2Cr at.%) having high mechanical and anti-corrosive properties and also being promising for use in aircraft engine part production, which were obtained by self- propagating high-temperature synthesis.

According to the obtained experimental results, the PEC treatment leads to the stabilization of the pseudo-elasticity effect for titanium nickelide and the increase in the strain before fracture by 17%

for titanium aluminide, and also to the decrease in the brittleness of intermetallics and their hardness by 25% for TiAl and by 25% for NiTi, respectively.

Figure 1 illustrates the data of the investigation on the influence of IEC on the defect structure of NiTi and TiAl intermetallics (on the size of pores and size distribution of their number). As a result of the treatment, two processes, namely, annihilation of small-size pores and their coalescence, occur simultaneously in the specimen material.

According to the metal physics studies, the structure of initial specimens exhibits a decrease in the material stress state, a reduction in the number microcracks and also the grain boundary refinement (Fig.2).

As a whole, the investigation results testify that the use of the IEC treatment for specimens of the intermetallic system of Ti - 48Al - 2Nb - 2Cr at.% and Ni - 50-49Ti at.%, has led to the improvement of their physico-mechanical properties: a reduction in the brittleness and an increase in the homogeneity.





**Fig. 2.** Microstructure for NiTi alloy -a, b and for TiAl alloy -c, d (cracks are indicated by arrows): in the initial state -a, c; after the PEC treatment -b, d.

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНО-РАСЧЕТНЫЕ МЕТОДЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ФМХ ПОЛИЭТИЛЕНА ПРИ ВЫСОКИХ СКОРОСТЯХ ДЕФОРМАЦИИ (УДАРНЫХ НАГРУЖЕНИЯХ)

## А.В. Герасимов, Е. В. Жалнин, С.В. Пашков, Ю.Ф. Христенко

НИИ прикладной математики и механики ТГУ, Томск, Россия

Экспериментальные исследования баллистических установок и, в частности легкогазовых установок (ЛГУ) с легким поршнем, показали, что существующие представления о внутрибаллистических процессах не всегда соответствуют реальным физическим процессам [1]. Это вызывает необходимость развития экспериментальных методов для более углубленного изучения этих процессов. Одной из основных проблем является адекватное описание движения пластического (как правило, полиэтиленового) поршня в поршневом стволе и, особенно, в коническом переходнике. Во многих работах движение поршня в ЛГУ описывалось как движение неньютоновской жидкости [2]. Однако, при изучении поршней, которые прошли в прямом и обратном направлении камеры сжатия модельной установки [3], было обнаружено, что помимо следов на ведущих поясках на поршне нет следов контакта с каналом ствола (см. рисунок 1).



Рисунок 1 - Вид поршней после модельного эксперимента

Кроме этого, изучение поршней, которые наполовину зашли в конический переходник, показало, что в районе тыльного ведущего пояска также нет явных следов контакта с каналом камеры сжатия. Проведенный анализ показывает, что даже после того, как давление в пороховой камере в несколько раз превысит предел текучести полиэтилена (порядка 150 бар), поршень сохраняет свою форму, так как время выстрела, по-видимому, меньше времени релаксации.

Подобные наблюдения и выводы об аномальном поведении поршня, при скоростях нагружения характерных для ЛГУ, приведены в работе [4]. В этой работе приведены также оценки влияния скоростей деформации на физико-механические характеристики материала поршня. Для полиэтилена динамические значения модуля Юнга и предела текучести в десятки раз превышают статические. Подтверждение этому было также найдено на кривых давления в

экспериментах на модельной установке по исследованию движения поршня мимо датчиков давления [5]. В этих экспериментах всплески давления для поршней с двумя ведущими поясками - двугорбые, а с тремя поясками - трехгорбые.

В данной работе предлагается методика определения эффективных значений ФМХ при скоростях характерных для ЛГУ (1-2 км/с). Суть методики заключается в следующем. Проводится серия экспериментов по соударению ударников из полиэтилена различных размеров по полиэтиленовой преграде со скоростями 1-2км/с. Расчетным путем определяются размеры получившегося кратера в полиэтиленовой преграде, а именно – его диаметр и глубина. Сравнение полученных экспериментальных и расчетных данных позволяет подтвердить сделанное выше предположение об упруго-пластическом характере поведения полиэтиленового поршня при заданных скоростях и амплитудах динамического нагружения.

На рисунках 2-3 приведена преграда в конце процесса соударения с полиэтиленовым цилиндром. Размеры преграды – 10 см×10 см ×10 см, ударники-цилиндры имели диаметр 2,3 см и длину 2,3 см и 4,6 см. Начальные физико-механические характеристики брались в расчетах, исходя из марки полиэтилена, следующие: начальная плотность=0,92 г/см<sup>2</sup>, модуль сдвига=117 МПа, предел текучести = 10 Мпа.



Рисунок 2 - Разрез преграды после модельного эксперимента. Ударник – полиэтилен диаметром 23 мм длиной 23 мм, скорость соударения V=1379 м/с



**Рисунок 3** - Разрез преграды после модельного эксперимента. Ударник – полиэтилен диаметром 23 мм длиной 46 мм, скорость соударения V=1629 м/с.

полизтиленовых цилиндров с полизтиленовой преградой				
Диаметр бойка,	Высота бойка,	Скорость	Диаметр	Глубина
MM	MM	удара, м/с	кратера, мм	кратера, мм
23,00	23,00	1379	48	20
23,00	23,00	1961	71	31
23,00	46,00	1503	62	50
23,00	46,00	1629	70	47

**Таблица** - Зависимость диаметра и глубины кратера от формы и скорости ударников при соударении полиэтиленовых цилиндров с полиэтиленовой преградой

В работе в лагранжевой 3-D постановке рассматривается процесс высокоскоростного взаимодействия полиэтиленовых блоков с полиэтиленовыми удлиненными ударниками. Для описания процессов деформирования и разрушения твердых тел используется модель прочного сжимаемого идеально упругопластического тела. Основные соотношения, описывающие движение этой среды, базируются на законах сохранения массы, импульса и энергии [6-8], и замыкаются соотношениями Прандтля - Рейсса при условии текучести Мизеса. Уравнение состояния берется в форме предложенной в [6]. Известно, что пластические деформации, давление и температура оказывают влияние на предел текучести и модуль сдвига, поэтому модель дополнялась соотношениями, апробированными в работе [9]. В качестве критерия разрушения при интенсивных сдвиговых деформациях используется достижение эквивалентной пластической деформацией своего предельного значения [6,10].

Для расчета упругопластических течений используется методика, реализованная на тетраэдрических ячейках и базирующаяся на совместном использовании метода Уилкинса [7,8] для расчета внутренних точек тела и метода Джонсона [11,12] для расчета контактных взаимодействий.



Рисунок 4 - 2-D разрез преграды для численного трехмерного расчета. Ударник – полиэтилен диаметром 23 мм длиной 46 мм, скорость соударения V=1629 м/с

На рисунке 4 приведен 2-D разрез расчетной трехмерной области. Полученные в экспериментах данные по размерам кратеров, сравнивались с результатами численных расчетов
по 3-D программе. В эксперименте были получены следующие значения параметров: диаметр кратера равнялся 7,0 см, глубина кратера - 4,7 см. Численные расчеты проводились для ряда значений предела текучести, начиная с исходного, равного 10 МПа и до значения равного 26 МПа. Для последней величины предела текучести в численном эксперименте получены следующие результаты: диаметр кратера - 6,92 см, глубина кратера-4,62 см и эти значения параметров кратера близки к экспериментальным данным. Следует отметить, что промежуточные, более низкие значения предела текучести, не позволили получить приведенное выше совпадение расчетных и экспериментальных данных. Хорошее совпадение численных результатов и экспериментальных данных подтверждает возможность и необходимость применения модели идеально упругопластического тела к поведению полиэтиленовых поршней при их движении по каналу ствола ЛГУ и соответствующих динамических нагрузках.

Это означает, что решающий вклад в разрушение конического переходника вносит торможение в нем поршня, что, в свою очередь, должно учитываться при разработке конструкций ЛГУ [13].

#### Литература

1. Христенко Ю.Ф. Экспериментальные исследования основных внутрибаллистических процессов легкогазовых установок. Избр. доклады междунар. конф. "Всесибирские чтения по математике и механике". Томск: изд. Томск. ун-та, 1997. Т.2. Механика. С.114 -122.

2. Хоменко Ю.П., Ищенко А.Н., Касимов В.З. Математическое моделирование внутрибаллистических процессов в ствольных системах. Изд-во СО РАН. Новосибирск, 1999. 256 с.

3. Аблитаров Э.А. Жаровцев В.В.,. Христенко Ю.Ф. Экспериментально-теоретические исследования процессов высокоскоростного метания в легкогазовых установках./ Современные методы проектирования и отработки ракетно-артиллерийского вооружения Доклады II конференции РФЯЦ-ВНИИЭФ Саров: 2003, С.211-217

4. Bogdanoff D.W., Miller R.J. New Higher-Order Godunov Code for Modelling Performance of Two-Stage Light Gas Guns. NASA TM-110363, 1995. - 45pp.

5. Христенко Ю.Ф. Исследование зависимости давления прорыва диафрагмы ЛГУ от динамики нагружения. В кн.: Фунд-е и прикл-е проблемы совр. мех-ки. Томск: Изд-во ТГУ, 2000. С. 173-174.

6. Физика взрыва / Ф. А. Баум, Л. П. Орленко, К. П. Станюкович, В.П. Челышев, Б.И. Шехтер. М.: Наука, 1975, 704 с.

7. Уилкинс М. Л. Расчет упругопластических течений // Вычислительные методы в гидродинамике. М.: Мир, 1967. С. 212 - 263.

8. Wilkins M.L. Computer simulation of dynamic phenomena. Berlin-Heidelberg-New-York: Springer, 1999. 246 p.

9. Steinberg D.J., Cochran S.G., Guinan M.W. A constitutive model for metals applicable at high – strain rate //J. Appl. Phys. 1980. Vol. 51, №3. P. 1496-1504.

10. Крейнхаген К.Н., Вагнер М.Х., Пьечоцки Дж. Дж., Бьорк Р. Л. Нахождение баллистического предела при соударении с многослойными мишенями // Ракетная техника и космонавтика. 1970. Т.8, №12. С. 42-47.

11. Johnson G.R., Colby D.D., Vavrick D.J. Tree-dimensional computer code for dynamic response of solids to intense impulsive loads//Int. J. Numer. Methods Engng. 1979. Vol. 14, № 12. P. 1865-1871.

12. Johnson G.R. Dynamic analysis of explosive-metal interaction in three dimensions // Trans. ASME. J. of Appl. Mech. 1981. Vol. 48, № 1. P. 30-34.

13. Христенко Ю.Ф. К проблеме повышения живучести двухступенчатых баллистических установок. "Прикладная механика и техническая физика", 2000. Т. 41, №6. С. 1

# ВЗРЫВНЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ В ОСЕСИММЕТРИЧНОЙ ПОСТАНОВКЕ В ИНТЕРЕСАХ ВЕРИФИКАЦИИ МОДЕЛЕЙ СДВИГОВОЙ И ОТКОЛЬНОЙ ПРОЧНОСТИ МЕТАЛЛОВ И СПЛАВОВ – ПАМЯТИ В.А. БЫЧЕНКОВА<sup>§</sup>

# Е.А. Козлов, А.Т. Сапожников, Н.С. Жиляева, Л.В. Хардина, Л.П. Брезгина, А.В.Воробьев, А.А. Дегтярев, И.В.Теличко, О.А. Никитин, Е.О. Ковалев, П.С. Базаров, В.В.Смирнов

Российский федеральный ядерный центр – Всероссийский НИИ технической физики им. акад. Е.И. Забабахина, Снежинск, Россия

#### Введение

Двумерные расчеты осесимметричных взрывных систем существенно менее трудоемки по сравнению с 3D-расчетами взрывных систем с многоточечным инициированием [1,2]. Для верификации современных кинетических многоуровневых прочностных моделей, адекватно воспроизводящих особенности не только высокоскоростной, но и сильной пластической деформации, представляют интерес взрывные эксперименты в осесимметричной постановке.

Целями данной работы являются:

- отработка экспериментальных и расчетной методик;
- описание постановки и результатов взрывных экспериментов, полученных при осесимметричном нагружении сферических стальных оболочек;
- сравнение экспериментальных и расчетных данных для демонстрации эффективности реализованного подхода.

**1. Объекты исследования** – стальные равнотолщинные оболочки, изготовленные из листовой заготовки стали 12Х18Н10Т. Внутри каждой оболочки устанавливался сфероцилиндрический стальной откольник.

#### 2. Режимы взрывного нагружения

Выбран режим осесимметричного взрывного нагружения сферических стальных оболочек с инициированием слоя ВВ в двух точках, лежащих на оси симметрии исследуемой системы. В проведенных экспериментах условия взрывного нагружения (тип и толщина слоя ВВ при фиксированном внутреннем радиусе ВВ, равном 35 мм, начальном наружном радиусе оболочки из 12Х18Н10Т и её толщине) были выбраны таким образом, чтобы обеспечить сохранение обжимаемой оболочки и обеспечить формирование в оболочках откольных разрушений при высокоскоростном высокоинтенсивном деформировании. До осевой разрезки и проведения металлографической аттестации прошедших взрывное обжатие и сохраненных оболочек осуществлялось их малоракурсное рентгеновское томографирование с последующим пространственным восстановлением положения наружной и внутренней границ оболочек и

<sup>&</sup>lt;sup>§</sup> Explosive experiments in axisymmetric setup to verify models of shear and spall strength of metals and alloys

<sup>-</sup> in memory of V.A. Bychenkov. E.A.Kozlov, A.T.Sapozhnikov, N.S.Zhilyayeva, L.V.Khardina, L.P.Brezgina, A.A.Degtyaryov, O.A.Nikitin, E.O.Kovalyov, P.S.Bazarov, Russian Federal Nuclear Center – VNIITF,

Snezhinsk, Russia

образовавшихся поверхностей разрушений для сопоставления с результатами 2D–расчетного прогнозирования по программе СПРУТ [3]. Для получения такой информации использовалась методика интегральной малоракурсной томографии (ИМРТ), подробно изложенная в [4].

При высокоинтенсивном взрывном нагружении, когда сохранить обжимаемые оболочки затруднительно, – использовалось импульсное рентгенографирование с последующим восстановлением положений границ оболочки и поверхностей возникших разрушений методом УМРТ, описанным в [2, 4].

#### 3. Методики регистрации

Импульсное рентгенографирование обжимаемых стальных оболочек непосредственно при взрывном нагружении осуществлялось с использованием ускорителя ИГУР-3,5 разработки ВНИИТФ или бетатронов БИМ234.3000, созданных во ВНИИЭФ.

В первом варианте использовался одноракурсный режим съемки. Экспериментально регистрировалось положение наружной и внутренней границ изучаемой оболочки на один момент времени. Во втором варианте применялось двухракурсное рентгенографирование на два момента времени.

В качестве систем регистрации использовались кассеты с усиливающими экранами и рентгеновской пленкой, подробно описанные в [4], или многослойные люминесцентные запоминающие экраны типа Image Plate.

Дополнительное рентгенографирование (до 24 ракурсов) претерпевших взрывное осесимметричное обжатие и сохраненных стальных оболочек до их осевой разрезки и металлографической аттестации осуществлялось на острофокусном бетатроне «Альфа», разработанном в Институте сильноточной электроники СО РАН, г. Томск.

#### 4. Постановка взрывных экспериментов и некоторые результаты

Экспериментальная сборка с двумя точками инициирования представляла собой равнотолщинную оболочку из аустенитной стали 12Х18Н10Т, внутри которой была установлена сфероцилиндрическая вставка-откольник из такого же материала. Полость оболочки вакуумировалась до 5·10<sup>-5</sup> мм рт. ст. Сборка герметизировалась электронно-лучевой сваркой. Нагружение узла осуществлялось детонацией слоя пластичного ВВ на основе ТЭНа, инициировавшегося в двух точках, лежащих на оси симметрии системы. В опыте 31 толщина слоя пластичного ВВ составляла 4 мм. Без ограничения разлета продуктов взрыва наружным корпусом претерпевшую взрывное нагружение сборку удалось сохранить. Более того, она сохранила герметичность. Прошедшая нагружение сборка была использована для проведения малоракурсной гамма-томографии на бетатроне «Альфа». Типичные первичные и оцифрованные рентгенограммы представлены на рисунке 1, а результаты их томографической обработки – на рисунке 2.



Рисунок 1. Исходная (а) и оцифрованная (б) рентгенограмма претерпевшей осесимметричное взрывное нагружение и сохраненной стальной оболочки в опыте 31 при толщине слоя ПВВ h<sub>BB</sub> = 4 мм

Рисунок 2. Фотография меридионального сечения претерпевшей осесимметричное взрывное нагружение в опыте 31 и сохраненной оболочки из стали 12X18H10T (а) и результаты восстановления изображения этого же сечения при обработке рентгенограмм по методу ИМРТ (б)

#### 5. Постановка и основные результаты расчетов по двумерной программе СПРУТ

В докладе будут представлены данные о постановке и результаты двумерных расчетов по комплексу СПРУТ [3] изменения во времени положения наружной и внутренней границ оболочек из аустенитной стали 12Х18Н10Т при обжатии детонацией слоя ПВВ на основе ТЭНа различной исходной толщины при двухточечном инициировании детонации.

Цель расчетов состояла:

- в демонстрации возможности использования физического и численного экспериментов для верификации прочностных моделей и выбора оптимального набора параметров модели;
- в предварительной оценке положений наружной и внутренней границ изучаемой стальной оболочки на различные моменты времени;
- в проверке возможности сохранения системой осевой симметрии при возникновении в изучаемой оболочке откольных разрушений.

#### 6. Сопоставление расчетных и экспериментальных результатов

Сопоставление расчетных и экспериментальных результатов проведено на все моменты рентгенографирования. Типичная картина сопоставления на один из моментов времени  $t_{0-\gamma} = 21,2$  мкс представлена на рисунке 3. В целом, согласие – удовлетворительное, что говорит о приемлемости использованной в расчетах упруго-пластической модели стали 12X18H10T.



**Рисунок 3.** Результат реконструкции меридионального сечения по программе Imtom стальной оболочки и откольника в опыте 755 на момент t<sub>0-7</sub> = 21,2 мкс. Ось симметрии расположена вертикально.

1,2 - внутренние зарождающиеся откольные области;

3 – отошедший от оболочки сфероцилиндрический откольник

#### Выводы

- 1. Отработаны экспериментальные и расчетная методики.
- 2. Продемонстрирована эффективность реализованного подхода на примере изучения поведения сферических оболочек из стали 12Х18Н10Т при их взрывном обжатии в режиме двухточечного инициирования.

#### Литература

- E.A. Kozlov, 2D- and 3D-explosive experiments for verification of spall and shear strengths models for some steels, Bull. Am. Phys. Soc., 2011, V. 56, No 6, P. 23, In: 17<sup>th</sup> Biennial International Conference of the APS Topical Group on Shock Compression of Condensed Matter, June 26-July 1, 2011, Chicago, Illinois, USA
- E.A. Kozlov, S.A. Brichikov, N.S. Zhilyaeva, L.V. Khardina, L.P. Brezgina, V.N. Povyshev, A.V. Dobromyslov, N.I. Taluts, Deterministic Perturbations Developing on Steel Shells under Quasispherical Explosive Loading. Investigation Results using Laser Interferometry and Gamma-Tomography. In: Russian-US Conference on Materials Properties at Extremal Conditions, 6LAB Conference, 23-28 October, 2011, Barcelona, Spain
- 3. В.А. Быченков, В.В. Гаджиева. Метод СПРУТ расчета двумерных неустановившихся течений разрушаемых сред, ВАНТ. Сер. «Методики и программы численного решения задач математической физики», 1978, вып. 2 (2)
- 4. Л.П. Брезгина, Е.А. Козлов, В.Н. Повышев. Сравнение возможностей ультрамалоракурсной томографии и интегральной малоракурсной томографии для регистрации откольных и сдвиговых разрушений в оболочках из железа и стали при взрывном нагружении, Дефектоскопия, 2010, т.46, № 12, с.3-22 [Russian Journal of Nondestructive Testing (Engl transl.), 2010, Vol. 46, No. 12, pp. 867–883]

# Синхротронная диагностика ударного сжатия SiO<sub>2</sub> аэрогеля.

# ТЕН<sup>1</sup> К.А., ПРУУЭЛ<sup>1</sup> Э.Р., ЛУКЬЯНЧИКОВ<sup>1</sup> Л.А., ЕФРЕМОВ<sup>2</sup> Б.П., БЕСПАЛОВ<sup>2</sup> Е.В., ТОЛОЧКО<sup>3</sup> Б.П., ЖУЛАНОВ<sup>4</sup> В.В.,. ШЕХТМАН<sup>4</sup> Л.И

<sup>1</sup>Институт Гидродинамики им. М.А.Лаврентьева СО РАН <sup>2</sup>Институт Высоких Температур РАН <sup>3</sup>Институт Химии Твердого тела и Механохимии СО РАН <sup>4</sup>Институт ядерной физики им. Г.И.Будкера СО РАН

Используя для диагностики синхротронное излучение от накопителя ВЭПП-3 проведены эксперименты по ударному сжатию SiO<sub>2</sub> аэрогелей (в продольном и поперечном направлении) с начальными плотностями аэрогеля от 0,07 до 0,25 г/см<sup>3</sup>. Получены ударные адиабаты аэрогеля при скоростях ударников до 4,0 км/с. Измерена динамика малоуглового рассеяния синхротронного излучения при ударном сжатии наноструктурного аэрогеля.

Аэрогели широко используются в детекторах элементарных частиц, а также в наполнителях головных обтекателей космических аппаратов. Поскольку в таких конструкциях аэрогель подвергается высокоинтенсивным внешним воздействиям, то представляет интерес изучение его свойств и поведения при динамических и ударно-волновых нагружениях. В литературе уже имеется ряд работ, посвященных построению ударных адиабат и уравнений состояния кремниевого аэрогеля [1-6].

В данной работе исследовалось ударно-волновое воздействие на SiO<sub>2</sub> аэрогель в диапазоне от 2 км/с до 4 км/с. При проведении экспериментов использовались возможности синхротронного излучения (СИ) от ускорителя ВЭПП-3 Института ядерной физики СО РАН.

Схема постановки экспериментов по исследованию детонационных и ударно-волновых процессов показана на рис.1 и детально описана в [7-8].



**Рис. 1.** Постановка экспериментов (слева). SR – плоский пучок синхротронного излучения, 1 – взрывная линза, 2 – заряд BB, 3 - метательное устройство (пушка), 4 – ударник, 5 – образец аэрогеля, 6 – стенка (сталь). DIMEX – детектор, 512 каналов (стрипов) по 0,1 мм каждый. Справа. Взаимное расположение элементов (расположены снаружи) в сборке при проведении экспериментов по ударному сжатию, 7 – корпус сборки.

В данной работе (в отличии от работы [5]) коренным переделкам была подвергнута экспериментальная сборка. Разработана новая взрывная линза. Теперь в ней стали использовать более стабильное пластическое ВВ на основе тэна (скорость детонации 9 км/с). Масса заряда пластита при этом увеличилась до 5 г.

Регистрация излучения велась новым детектором DIMEX-3 [9], который располагался также параллельно оси сборки на расстоянии 980 мм от нее. Размеры одного канала регистрации составляли 0,4 мм в высоту и 0,1 мм вдоль оси заряда, общее число каналов составляло 512 шт. Изменение интенсивности проходящего через образец пучка дает информацию о распределении плотности в области измерения.



**Рис. 2.** Слева X-t диаграмма положения Al ударника (В) и фронта волны (С). 1,2 – границы аэрогеля. Справа. Р-U диаграмма аэрогеля с начальной плотностью 0,25 г/см<sup>3</sup>

В каждом опыте измерялись скорость ударной волны в образце D, массовая скорость за её фронтом, которая равна текущей скорости полета ударника U и первоначальная скорость

ударника. Экспериментальная **х-t** диаграмма процесса соударения алюминиевого ударника с аэрогелем с плотностью 0,25 г/см<sup>3</sup> приведена на рис. 2.

Обработка экспериментов при ударном сжатии аэрогеля с начальной плотностью 0,15 г/см<sup>3</sup> и 0,25 г/см<sup>3</sup> при скоростях взаимодействия до 4 км/с показала следующую зависимость между D и U

$$D = 1.22 U - 0.25$$

Полученных таким образом данных достаточно для полного определения параметров сжатого вещества. При этом знание значений первоначальной скорости ударника и волны позволяют также применить для расчета параметров сжатия аэрогеля метод торможения [2], поскольку ударные адиабаты материалов ударников хорошо известны. В итоге были определены ударная адиабата аэрогеля с начальной плотностью 0,25 г/см<sup>3</sup>, каждая экспериментальная точка на которой строилась двумя способами, что позволило повысить точность получаемых данных. Следует отметить, что данные, получаемые этими способами, практически совпадают. Построенная для различных скоростей и материалов ударника P-U диаграмма аэрогеля приведена на рис. 2.

Максимальная измеренная масса на луче достигает величины 3,7 г/см<sup>2</sup>. Этому значению соответствует плотность в центре аэрогеля ~ 2,2 -2,3 г/см<sup>3</sup>, что составляет плотность наночастиц SiO<sub>2</sub>.

Для динамических экспериментов с регистрацией мало-углового рентгеновского рассеяния (МУРР) использовалась схема измерения, описанная в [7, 8]. Отклоненные лучи МУРР регистрировались детектором DIMEX-3. Полученные записи МУРР показывают, что при скоростях ударника менее 2,2 км/с распределение частиц SiO<sub>2</sub>. по размерам не изменяется.

Проведенные эксперименты показали хорошую возможность измерения сжатия аэрогеля методами с использованием СИ. Отличительной особенностью наших экспериментов является возможность измерять скорости и плотности в аэрогеле одновременно. Полученные результаты дополняют данные [3-4], полученные для больших скоростей ударного сжатия, и известные данные для меньших скоростей [5]. При начальной плотности 0,25 г/см<sup>3</sup> аэрогель был сжат до максимальной возможной плотности (до плотности шариков SiO<sub>2</sub>, 2,2 г/см<sup>3</sup>).

Работа выполнена при использовании оборудования ЦКП СЦСТИ и финансовой поддержке Минобрнауки России и гранта РФФИ № 10-08-00859.

#### Литература

[1] Rabie R., Dick J.J. Equation of state and crushing dynamics of low-density silica aerogels. Shock compr.of Cond. Matt., 1991, p. 87 – 90.

[2] Демидов Б.А., Ефремов В.П., Ивкин М.В. и др. Формирование ударной волны в аэрогеле, облученном сильноточным импульсным электронным пучком. Журнал технической физики, 1999. Т. 69. Вып. 12. С. 18-25.

[3] Holmes N.C., See E.F. Shock compression of low-density microcellular materials. Shock compr. of Cond. Matt., 1991, p. 91 – 94.

[4] Zhernokletov M.V., Lebedeva T.S., Medvedev A.B. at al. Thermodynamic parameters and equation of state of low-density SiO2 aerogel. // Shock compr. of Cond. Matt., 2001, p. 763 – 766.

[5] L.A. Merzhievsky, L.A. Lukianchikov, E.R. Pruuel, K.A. Ten, V.M. Titov, B.P. Tolochko, M.R. Sharafutdinov, M.A. Sheromov. Synchrotron diagnostics of shock-wave compression of aerogel. // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A, 2007, Vol. 575, Issue 1, p. 121-125

[6] K.A.Ten, V.P.Efremov, E.R.Pruuel, L.A. Lukyanchikov, B.P. Tolochko, I.L. Zhogin, V.V. Zhulanov, L.I. Shehtman, V.E.Fortov. Measuring of shock compression parameters in porous nanostructure materials. Physics of Extreme states of Matter-2011. Edited by Fortov V.E. at al. Institute of Problems of Chemical Physics, RAS. Chernogolovka, 2011. P. 52-54.

[7] К. А. Тен, О. В. Евдоков, И. Л. Жогин, В. В. Жуланов, П. И. Зубков, Г. Н. Кулипанов, Л. А. Лукьянчиков, Л. А. Мержиевский, Б. Я. Пирогов, Э. Р. Прууэл, В. М. Титов, Б. П. Толочко, М. А. Шеромов. Распределение плотности во фронте детонации цилиндрических зарядов малого диаметра. Физика горения и взрыва, 2007, № 2, т. 43, с. 91-99

[8] Титов В. М., Прууэл Э.Р., Тен К.А. и др. Опыт применения синхротронного излучения для исследования детонационных процессов. Физика горения и взрыва, 2011, т.47, № 6, стр. 3-16.

[9] Aulchenko V.M., Baru S.E., Evdokov O.V. at al. Fast high resolution gaseous detectors for diffraction experiments and imaging at synchrotron radiation beam. //Nuclear Inst. and Methods in Physics Research, A 623 (2010), pp. 600-602

# ОЦЕНКА ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ПРИ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОМ УДАРНОМ СЖАТИИ НИТРИДА КРЕМНИЯ В ПЛОСКИХ АМПУЛАХ СОХРАНЕНИЯ

Якушев В. В.<sup>1</sup>\*, Кудакина В. А.<sup>2</sup>, Жуков А. Н.<sup>1</sup>, Шахрай Д.В.<sup>1</sup>, Ким В.В.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт проблем химической физики РАН, Черноголовка, Россия <sup>2</sup>Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

Для исследования фазовых переходов в веществе при ударном сжатии в ампулах сохранения большое значение имеет определение параметров нагружения образца, т.е. профиля распространяющейся по нему ударной волны. Эта задача требует проведения достаточно сложных экспериментов и, поэтому, часто особенности ударного сжатия игнорируются, а анализ проводится для идеального случая бесконечно длинного импульса сжатия максимальной амплитуды, определяемой с помощью P-u-диаграмм. В рамках этих предположений производится построение уравнения состояния образца и определение температуры ударного сжатия.

Достаточно распространенным случаем экспериментов на сохранение является ударное сжатие образцов из мелкодисперсной смеси исследуемого вещества с различными инертными добавками для изменения температурного режима нагружения. Так как уравнение состояния может быть построено только для вещества в равновесии, то здесь необходимо убедиться, что в смесевом образце в результате теплообмена между частицами вещества и добавки за время сжатия устанавливается термическое равновесие (равновесие по давлению считается выполненным). Полнота теплообмена между компонентами при заданной его скорости и размерах частиц определяется временем ударного сжатия. Поэтому, для обоснования возможности построения уравнения состояния образца, необходимо иметь представление о профиле распространяющейся в нем ударной волны, в частности, о длительности воздействия высокого давления до прихода волны разгрузки со стороны ударника.

Целью данной работы было доказательство того факта, что в проведенных нами ранее экспериментах с сохранением образцов из смеси нитрида кремния с бромидом калия [1] выполняется как условие достижения максимального давления, так и условие установления термического равновесия в образце. Без выполнения этих условий расчет температуры на основании уравнения состояния образца не будет корректно отображать его разогрев при ударном сжатии.

Нитрид кремния (Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>) является важным технологическим материалом. Он обладает высокой прочностью, термической устойчивостью, низким коэффициентом термического расширения и устойчивостью к агрессивным средам, что обуславливает его широкое применение в различных областях науки и техники [2]. До недавнего времени считалось, что нитрид кремния существует только в двух кристаллических модификациях:  $\alpha$  – с ромбоэдрической и  $\beta$  - с гексагональной структурой. Повышенный интерес к нитриду кремния в настоящее время обусловлен открытием его третьей модификации с кубической структурой ( $\gamma$ -фаза), которая была получена в алмазных наковальнях при лазерном нагреве [3]. Исследование кубического нитрида кремния ( $\gamma$ -Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>) как перспективного высокотвердого материала, хотя и представляет значительный интерес, все же сильно осложняется трудностями его получения. Из-за необходимости высоких давлений (десятки ГПа) и температур (тысячи градусов) достаточные количества  $\gamma$ -фазы не могут быть получены статическими методами, в то же время применение ударно-волновых методов, позволяет использовать образцы относительно большого размера.

Известно, что высокие температуры ударного сжатия способствуют превращению нитрида кремния в γ-фазу [4], однако высокие остаточные температуры приводят к обратному превращению и могут полностью ее разрушить. В связи с этим для увеличения выхода γ-фазы нами было предложено использовать метод высокотемпературного ударного сжатия (ВТУС), отличительной особенностью которого является добавление в состав образца инертного вещества с высокой сжимаемостью, например, щелочно-галоидной соли [5]. Проведенные исследования показали, что при давлении 36 ГПа превращение составляет 35% [1], а при 50 ГПа может достигать 96 %, что указывает на высокую эффективность метода ВТУС.

Образцы изготавливали путем прессования смесей нитрида кремния с бромидом калия, в таблетки диаметром 40 мм и толщиной 1.42 и 2.93 мм. Ударное нагружение образцов в постановке, имитирующей плоские медные ампулы сохранения, осуществлялось алюминиевыми ударниками, разогнанными продуктами взрыва до нескольких километров в секунду, что обеспечивало конечные давления в образцах 36 и 50 ГПа.

Для регистрации профилей ударных волн была применена методика манганиновых датчиков. Датчики располагались с двух сторон образца и были отделены от него медными

261

пластинами. На основании этих измерений было показано, что в образце успевает установиться максимальное давление до прихода волны разгрузки со стороны ударника. Также была определена длительность импульса сжатия. С использованием данных работы [6] было показано, что за время ударного сжатия термическое равновесие между частицами нитрида кремния с характерным размером 1 мкм и матрицей из щелочно-галоидной соли устанавливается практически полностью, и, таким образом, для определения состояния вещества может быть применена модель однотемпературной среды. Уравнения состояния пористых смесевых образцов строили с использованием уравнений состояния Ми-Грюнайзена компонентов и смесевого метода. На основании уравнения состояния произведено моделирование эксперимента на программе одномерного гидродинамического расчета по методу индивидуальных частиц в ячейках [7]. Проведенное моделирование показало хорошее соответствие расчетных профилей экспериментальным. Полученный результат планируется в дальнейшем использовать для подбора конфигурации экспериментальных сборок с плоскими ампулами сохранения для варьирования параметров нагружения.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 12-02-00989-а.

#### Литература

1. Кудакина В.А., Якушев В.В., Жуков А.Н., Рогачёва А.И. Получение фазы высокого давления нитрида кремния методом высокотемпературного ударного сжатия // Ежегодник ИПХФ РАН, 2011. В печати.

2. Андриевский Р.А. Нитрид кремния – синтез и свойства. //Успехи Химии. Т.64. № 4. 1995. С. 311-329.

3. Zerr A., Miehe G., Serghiou G., et al. Synthesis of cubic silicon nitride. //Nature. 400, 1999. pp. 340-342.

4. Sekine T., He H., Kobayashi T., Zhang M., Xu F. Shock-induced transformation of b-Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> to high-pressure cubic-spinel phase // Appl. Phys. Letters, v. 76, 2000, pp. 3706-3708.

5. Курдюмов А.В., Бритун В.Ф., Боримчук Н.К., Ярош В.В. Мартенситные и диффузионные превращения в углероде и нитриде бора при ударном сжатии. Киев: Куприянова О.О. 2005. 192 с.

6. А.Н. Жуков, С.Е. Закиев, Д.Р. Одинцов, В.А. Кудакина, В.В. Якушев. Оценка скорости теплообмена в процессе ударно-волнового получения алмаза, кубического нитрида бора и γ-фазы нитрида кремния на основе простой модели. (Опубликовано в настоящем сборнике).

7. V.E. Fortov, V.V. Kim, I.V. Lomonosov, A.V. Matveichev, A.V. Ostrik. Numerical modeling of hypervelocity impacts. // International Journal of Impact Engineering, v.33, 2006, Issue 12, pp.244-253.

# ИЗМЕРЕНИЕ СКОРОСТЕЙ ЗВУКА В АУСТЕНИТНОЙ НЕРЖАВЕЮЩЕЙ СТАЛИ 12Х18Н10Т В ДИАПАЗОНЕ НАПРЯЖЕНИЙ ДО 200 ГПа В ИНТЕРЕСАХ КАЛИБРОВКИ УПРУГО-ПЛАСТИЧЕСКИХ МОДЕЛЕЙ<sup>\*\*</sup>

#### Е.А. Козлов, Д.Г. Панкратов, О.В. Ткачёв, А.К. Якунин

РФЯЦ - ВНИИТФ, Снежинск, Россия

Измерения продольной  $c_l$  ( $\sigma_{xx}$ ) и объёмной  $c_b$  ( $\sigma_{xx}$ ) скоростей звука в ударно-сжатых материалах позволяют получить информацию об их упруго-пластических свойствах – модулях продольной и объёмной сжимаемости, модуле сдвига, коэффициенте Пуассона, параметре Грюнайзена. Такая информация необходима для верификации и калибровки современных моделей сдвиговой прочности.

В работе изложена постановка и результаты экспериментов по измерению продольной  $c_l(\sigma_{xx})$  и объёмной  $c_b(\sigma_{xx})$  скоростей звука в стали 12Х18Н10Т при помощи фотоэлектрической методики в диапазоне продольных напряжений  $\sigma_{xx}$ =50...200 ГПа.

Проанализированы результаты ударно-волновых исследований аустенитной стали 12Х18Н10Т в диапазоне продольных напряжений 0...200 ГПа. Совместно с результатами измерения скоростей звука при помощи методики манганиновых датчиков в диапазоне  $\sigma_{xx} = 10...50$  ГПа, построены общие зависимости  $c_l$  и  $c_b$  от плотности вещества за фронтом ударной волны. Приведены данные о коэффициенте Пуассона, модуле Юнга, модуле объёмного сжатия и модуле сдвига стали 12Х18Н10Т в зависимости от напряжения продольного ударного сжатия.

В экспериментах применен метод догоняющей разгрузки [1]. Использовалось соударение пластины-ударника с известной скоростью  $W_{y\partial}$  и образца из изучаемого материала с известными ударными адиабатами. При соударении образовывались ударные волны (УВ), которые распространялись в исследуемый образец и в ударник. Исследуемая волна разрежения создавалась на тыльной поверхности ударника при выходе на неё УВ и распространялась через ударник в исследуемый образец и далее – в индикатор, где догоняла фронт ударной волны. По изменению интенсивности свечения фронта УВ в индикаторе судили о времени догона фронта УВ первыми характеристиками упругой и пластической разгрузки. Это время использовали для расчетно-экспериментального определения скорости звука в изучаемом ударно-сжатом материале.

Ударная адиабата стали 12Х18Н10Т хорошо изучена [2-4], имеет вид D=4,55+1,501u[4], химический состав по [5] приведён в таблице 1.

С	Si	Mn	Cr	NG	T;	S	Р	Cu
не более			CI	INI	11	не более		
0,12	0,8	2,0	17,0÷19,0	9,0÷11,0	0,6÷0,8	0,020	0,035	0,30

Таблица 1 – Химический состав нержавеющей стали 12Х18Н10Т, % масс.

<sup>&</sup>lt;sup>\*\*</sup> E.A. Kozlov, D.G. Pankratov, O.V. Tkachev, A.K. Yakunin. Measurements of Sound Velocities in 12Kh18N10T Austenitic Steel in the Range of Longitudinal Stress  $\sigma_{xx}$  up to 200 GPa for Calibration of Recent Elastic-Plastic Models. RFNC – VNIITF, Snezhinsk, Russia.

Проведен 21 опыт на образцах из стали 12Х18Н10Т. В некоторых экспериментах удалось зарегистрировать только волну упругой разгрузки, догон фронта УВ в индикаторе фронтом волны объемной разгрузки при анализе полученных в таких опытах осциллограмм выявить не удалось.

Типичные осциллограммы одного из опытов представлены на рисунке 1. Результаты экспериментально-расчетного определения скоростей звука в ударно-сжатой стали 12X18H10T представлены в таблице 2. Графическое отображение всех результатов показано на рисунке 2.



<i>W<sub>v∂</sub></i> , км/с	<i>D</i> , км/с	<i>и</i> , км/с	σ <sub>хх расч</sub> , ГПа	<i>с<sub>і эксп</sub></i> , км/с	<i>с<sub>b эксп</sub></i> , км/с
2,20	6,21	1,10	54,0	$7,59 \pm 0,23$	-
2,64	6.54	1.22	(0.1	$7,96 \pm 0,24$	-
2,64	6,54	1,32	68,1	$7,95 \pm 0,24$	$6,92 \pm 0,21$
2,74	6,62	1,37	71,5	$7,97 \pm 0,24$	$7,00 \pm 0,21$
3,12	6.00	1.56	84.0	$7,97 \pm 0,24$	-
3,12	0,90	1,50	04,9	$8,21 \pm 0,25$	$7,39 \pm 0,22$
3,47	7 16	1 73	08.1	8,31 ± 0,25	-
3,47	7,10	1,75	98,1	$8,49 \pm 0,25$	$7,56 \pm 0,23$
3,71	7 3/	1.86	107.5	$8,55 \pm 0,26$	-
3,71	7,34	1,00	107,5	$8,66 \pm 0,26$	$7,43 \pm 0,22$
4,17				$8,69 \pm 0,26$	-
4,17	7,69	2,09	126,5	$8,86 \pm 0,27$	$7,87 \pm 0,24$
4,17				$9,04 \pm 0,27$	$7,82 \pm 0,24$
4,54	7,97	2,27	142,7	$8,95 \pm 0,27$	$7,92 \pm 0,24$
5,55	7,31	1,83	105,8	$8,43 \pm 0,51$	-
4,85				$8,98 \pm 0,54$	$8,39 \pm 0,50$
4,85	8,13	2,38	152,3	$9,18 \pm 0,55$	$8,45 \pm 0,51$
4,85				$9,13 \pm 0,55$	$8,06 \pm 0,48$
5,25	8,43	2,58	171,3	$9,51 \pm 0,57$	-
5,77	8,82	2,84	197,4	$9,47 \pm 0,57$	$8,90 \pm 0,53$
5,84	8,87	2,87	201,0	$9,75 \pm 0,59$	$8,76 \pm 0,53$

Таблица 2 – Параметры состояний в ударно-сжатой стали 12X18H10T.

На графиках рисунка 3 показаны рассчитанные по  $c_l$  и  $c_b$  изменения вдоль ударной адиабаты исследуемой стали 12Х18Н10Т коэффициента Пуассона µ, модуля Юнга *E*, модуля объёмного сжатия *K* и модуля сдвига *G*.



Рисунок 3 – Зависимость коэффициента Пуассона (а), модуля Юнга (б), модуля объёмного сжатия (в) и модуля сдвига (г) от напряжения ударного сжатия в стали 12X18H10T.

Полученные характеристики соответствуют высокоскоростной деформации аустенитной стали в твердом состоянии. Плавлению стали на фронте УВ соответствует значение  $\mu = 0.5$ .

Таким образом, в результате проведенных взрывных экспериментов получены следующие результаты по ударно-волновым свойствам нержавеющей стали 12X18H10T:

- Измерена зависимость продольной скорости звука от амплитуды однократного ударного сжактия  $c_l(\sigma_{xx})$  в диапазоне  $50 \le \sigma_{xx} \le 200$  ГПа, погрешность измерений  $c_l = \pm 3$  % (2 $\sigma$ ).
- Измерена зависимость объёмной скорости звука  $c_b(\sigma_{xx})$  в диапазоне 65≤ $\sigma_{xx}$ ≤200 ГПа, погрешность измерений  $c_b = \pm 6$  % (2 $\sigma$ ).
- Получены зависимости модуля Юнга *E*, модуля объёмного сжатия *K*, модуля сдвига *G* и коэффициента Пуассона µ от напряжения на фронте ударной волны в диапазоне 0≤σ<sub>xx</sub>≤200 ГПа области высокоскоростной деформации аустенитной нержавеющей стали 12Х18Н10Т в твердой фазе.

#### Литература

- 1. R.G. McQueen, J.W. Hopson, L.N. Fritz. Optical Technique for Determining Rarefaction Wave Velocities at Very High Pressures. Rev. Sci. Instr., 1982, V. 53, № 2, pp. 245-250.
- 2. М.Ю. Белякова, М.В. Жерноклетов, Ю.Н. Сутулов, Р.Ф. Трунин. Ударное сжатие металлических сплавов. Физика Земли, 1991, № 1.
- 3. Экспериментальные данные по ударно-волновому сжатию и адиабатическому расширению конденсированных веществ. Р.Ф. Трунин (ред.), РФЯЦ-ВНИИЭФ, г. Саров, 2001.
- 4. E.A. Kozlov. Shock Adiabat Features, Phase Transition Macrokinetics, and Spall Fracture of Iron in Different Phase States. High Pressure Research. 1992, Vol. 10, P. 541-582.
- 5. ГОСТ 5632-72. Стали высоколегированные и сплавы коррозионностойкие, жаростойкие и жаропрочные.
- 6. В.Г. Вильданов, А.О. Борщевский, В.М. Слободенюков, С.В. Зверев, О.В. Ткачёв. Измерение скорости звука в волне разгрузки в нержавеющей стали 12Х18Н10Т. Труды Всероссийской научной конференции молодых учёных и специалистов «Материалы ядерной техники: от фундаментальных исследований к инновационным решениям», Туапсе, 3-7 октября 2006.
- 7. Г.И. Канель, С.В. Разорёнов, А.В. Уткин, В.Е. Фортов. Ударно-волновые явления в конденсированных средах, М.: "Янус-К", 1996, 408 с.

# Методика определения динамических фазовых переходов в условиях высокоэнергетического удара

#### Ю.С. Ушеренко

Институт повышения квалификации Белорусского национального технического университета, Минск, Беларусь

**Введение.** Поведение материалов в условиях высокоэнергетического удара изучалось сотни лет. В зависимости от условий удара меняются механизмы взаимодействия, глубины проникания, структурные изменения в преградах и физико-химические свойства обрабатываемых материалов [1].

Процесс ударного взаимодействия сгустков дискретных ударников с металлическими преградами значительно отличается от классического удара. Отличие этого варианта ударного воздействия заключается в том, что преграда находится под относительно длительным воздействием (10<sup>2</sup>-10<sup>3</sup>с) пульсирующего поля давлений. И тогда материал преграды за счет фонового давления приобретает свойство, подобное повышенной упругости [2].

Принято рассматривать четыре этапа кратерообразования [3]. На первом этапе давление на стенках превышает динамический предел текучести и объем кратера быстро растет, пока не достигнет размера ударника или его внедряемой части. Второй этап реализуется потому, что слой деформированного материала стенок имеет остаточную скорость, приобретаемую на первом этапе. На это могут накладываться скоростной напор, возникающий при разрушении ударника, и давление его компонентов на стенки. Нагрузка остаточного ударника на стенки из-за течения на открытую поверхность будет значительно превышать аналогичное воздействие на дно емкости. Третий этап реализуется в момент, когда давление на стенки и дно емкости динамического предела оказывается меньше текучести. Зa счет упругой составляющей напряжения материала преграды произойдут сжатие стенок, подъем дна емкости и уменьшение объема кратера. Из-за условий второго этапа деформация стенок оказывается более значительной по сравнению с деформацией дна емкости, а слой дефектного материала - толще. Объем кратера уменьшается, в основном, за счет сжатия стенок по направлению, перпендикулярном оси кратера. Скорость и масса материала, выносимого в первичном выбросе из кратера, зависят от пластических и упругих характеристик преграды. Существует вероятность наложения на этот процесс фонового давления в преграде. Четвертый этап кратерообразования происходит при обратном движении стенок кратера к его оси. На третьем этапе дно емкости оказывалось нагруженным в процессе формирования обратной струи. Поэтому стенки раздвигаются, увеличивая объем кратера, а дно за счет сил упругости стремится к свободной поверхности. Формируется вторичный выброс с малой скоростью. Масса

266

его будет определяться характером сцепления остатков вводимого материала ударника и осколков матричного материала с поверхностью. Скорость второго выброса зависит от метаемой на этом этапе массы, сил упругости и площади дна и будет связана с формой и скоростью ударника.

Типичное кратерообразование, когда глубина h меньше шести размеров d<sub>p</sub> ударника, наблюдается при условиях [3]:

а) объемная полость (емкость) имеет открытую поверхность;

б) третий этап кратерообразования (сжатие стенок) не приводит к схлопыванию и образованию струи;

в) четвертый этап кратерообразования (расширение стенок) значим.

Аномальное кратерообразование, когда  $6d_p < h < 10d_p$ , происходит при условиях:

а) объемная полость (емкость) имеет открытую поверхность;

 б) третий этап кратерообразования приводит к схлопыванию и образованию прямой и обратной кумулятивных струй (преимущественно обратной);

в) роль четвертого этапа ограничена.

Сверхглубокое проникание (СГП)  $(10^2 d_p \le h \le 10 d_p)$  реализуется при выполнении требований:

а) объемная полость (емкость) не имеет открытую поверхность;

 б) третий этап кратерообразования приводит к схлопыванию и образованию прямой и обратной кумулятивных струй (преимущественно прямой);

в) роль четвертого этапа ограничена;

г) в преграде существует фоновое давление  $P_b$ , а прочность материала в кратерной области от мала ( $\sigma_m < P_b$ ).

д) время существования фонового давления  $\tau_b$  равно или больше времени образования кратера (канала)  $\tau_c(\tau_b \ge \tau_c)$ .

В условиях сверхглубокого проникания физико-химические свойства металла преграды изменяются очень заметно [4, 5]. Это связано с тем, что одновременно реализуется комплекс физико-химических процессов: интенсивная локальная деформация (60-1000%), высокое и сверхвысокое локальное давление (0,2-40 ГПа), взаимодействие вводимого легирующего и матричного материалов, локальное облучение потоками высокоэнергетических ионов и интенсивными электромагнитными полями, локальные температурные перегревы.

Как результат, зоны высокоэнергетического взаимодействия выделяются на фоне матричного металла по отражательной способности и по уровню коррозионной стойкости [6]. Такой материал, который будем называть дефектным, можно легко выделить в объеме за счет известных металлографических и коррозионных методик. Миллионы ударников на протяжении долей секунды внедряются, движутся и тормозятся внутри закрытой системы. Очевидно, что

речь идет о статистически вероятностном процессе. Поэтому анализ экспериментальных результатов должен производиться на основе обработки больших массивов экспериментальной информации. На современном этапе исследований получение таких массивов не является проблемой. Более актуально определение основных методологических подходов для их анализа.

Целью настоящей работы является разработка методики анализа изменений, происходящих в металлических преградах при сверхглубоком проникании.

#### 1. Основные оценки изменений при сверхглубоком проникании.

В основу этой методики положено допущение о незавершенном фазовом переходе в канальной зоне. Это предполагает, что в зоне высокого давления реализуется динамический фазовый переход. При этом возможны следующие варианты фаз высокого давления: плотность такой фазы выше, ниже или равна плотности исходной фазы низкого давления. Такое представление о динамическом фазовом переходе в настоящее время успешно развивает в своих работах Фортов [7]. Из этого следует, что границы зоны являются границами между различными фазами. Известно, что в диапазоне условий СГП идет проникание ударников узкого диапазона размеров. Например, в диапазоне скоростей 300 – 3000 м/с размер внедряемых частиц не более 200 мкм. С позиции настоящей методики проникание ударника в мишень может происходить только в том случае, когда размер ударника -  $\Delta$ h равен или меньше соответствующего размера области незавершенного фазового перехода.

$$\Delta h \ge v_{\pi p} \cdot \tau_{\phi.\pi}$$

где  $\tau_{\phi.n.}$  – время фазового перехода,  $\nu_{np}$  – скорость проникания ударника.

Соответственно, если известен критический размер ударника и скорость проникания, то можно определять время фазового перехода в металле и сплаве [1].

#### Процесс реализации "динамического фазового перехода в меди"

Общая энергия, вводимая в преграду за счет кинетической энергии сгустка частиц А, $\approx$ 5,88·10<sup>4</sup> Дж. На основании принятого допущения о протекании динамического фазового перехода и кумуляции энергии  $V_f = \frac{A_f}{P_i}$ , где  $P_i$  – минимальное давление, необходимое для динамического фазового перехода. Поскольку для железной мишени известно, что в случае  $\alpha \rightarrow \epsilon \rightarrow \alpha$  перехода  $P_i = 1,2\cdot10^{10}$  Дж/м<sup>3</sup>, то можно определить  $V_z = 5,0\cdot10^{-6}$ м<sup>3</sup>. Процесс СГП в данных условиях является стабильным [8]. Примем

$$\frac{V_d}{V_z} = Z \approx \text{const}$$
.

В железе:  $V_d = 0,69 \cdot 10^{-6} \text{ м}^3$ ,  $V_z = \frac{Af}{Pi} = 4,9 \cdot 10^{-6} \text{м}^3$ , a Z = 0,14. Если Z = 0,14 = const,

тогда  $V_z = V_d/Z$ .

В исходном образце меди имеем:  $V_z = V_d/Z$ ,  $\rho = \rho_i = 8,96 \cdot 10^3$  кг/м<sup>3</sup>,  $P = P_i$ ,  $m_z = V_d \rho_i/Z = V_z \rho_I$ .

При сверхглубоком проникании в медь реализуются следующие стадии процесса проникания:

I стадия: при  $\rho_1 < \rho_i$ ,  $V_1 = Vz$ ,  $Pi = Pr + \Delta P$ ,  $m_1 = m$ ;  $P_r \cdot V_o = P_1 V_1 - P_1 \Delta V$ ;

$$\Delta \mathbf{P} = \frac{\mathbf{E}_{\mathrm{t}}}{\Delta \mathbf{V}} = \frac{\mathbf{E}_{\mathrm{t}}}{75,92 \cdot \mathbf{V}_{\partial}}$$

*II стадия*: при  $\rho_2 = \rho_1$ ,  $m_2 = m_1 - \Delta m$ ,  $\Delta m = \Delta V \rho_i$ ;  $P_2 = P_3$ ,  $V_2 = V_Z + +\Delta V$ ,  $\Delta V = V_z - V_d$ ; *III стадия*: *при*  $\rho_3 = \rho i$ ,  $V3 = Vd = Vz - \Delta V$ , m3 = m2;  $PiVz = P3(V3 + \Delta V)$ .

1 образец. Для расчета были использованы следующие данные:

$$\begin{split} \Delta V &= V_z - V_d; \ V_d = 0,682 \cdot 10^{-6} \ \text{m}^3, \ V_z = 4,87 \cdot 10^{-6} \text{m}^3; \ \Delta V = 4,18 \cdot 10^{-6} \text{m}^3; \ M_t = \Delta V \cdot \rho_1 = 37,62 \\ 10^{-3} \text{kr}; \ \upsilon_{com} &= \sqrt{\frac{A_f}{2,414M_t}} = 1137 \text{m/c}; \ \upsilon_t = \sqrt{2\upsilon_{com}} = 1607 \text{m/c}; \\ E_t &= 4,86 \cdot 10^4 \ \text{J}\text{m}; \ P_i = E_s / V_z = = 11,3 \cdot 10^9 \ \text{H/m}^2. \\ \textit{I cmadus} \ \Delta P &= \frac{E_{com}}{\Delta V} = \frac{E_{com}}{75,92 \cdot V_\partial} = 2,44 \cdot 10^9 \ \text{H/m}^2; \ P_1 = P_i + \Delta P = 13,74 \cdot 10^9 \ \text{H/m}^2; \ m \\ &= m_z = V_d \ \rho_i / Z = V_z \rho_I = 44,46 \cdot 10^{-3} \ \text{kr}; \ \Delta m = \Delta V \rho_I = 37,62 \cdot 10^{-3} \ \text{kr}. \end{split}$$

2 **образец**.  $V_d = 0,355 \cdot 10^{-6} \text{ m}^3$ ,  $V_z = 2,53 \cdot 10^{-6} \text{ m}^3$ ;  $\Delta V = 2,17 \cdot 10^{-6} \text{ m}^3$ ;  $M_t = 19,53 \cdot 10^{-3} \text{ kr}$ ;  $\upsilon_{com} = 1579 \text{ m/c}$ ;  $v_t = 2233 \text{ m/c}$ ;  $E_t = 4,86 \cdot 10^4 \text{ J}\text{m}$ ;  $P_i = E_s/V_z = 23,2 \cdot 10^9 \text{ H/m}^2$ .

$$I \ cma \partial u \ \Delta P = \frac{E_{com}}{\Delta V} = \frac{E_{com}}{75,92 \cdot V_{\partial}} = 4,70 \cdot 10^9 \ \text{H/m}^2; \ \text{m}=\text{m}_z=\text{V}_d\rho_i/\text{Z}=\text{V}_z\rho_I = 23,1 \cdot 10^3 \ \text{kr}; \ P_1 = P_i + \Delta P = 27,9 \cdot 10^9 \ \text{H/m}^2; \ V_1 = P_i \text{V}_f/P_1 = 2,54 \cdot 10^{-6} \ \text{m}^3.$$

3 образец.  $V_d = 0,441 \cdot 10^{-6} \text{ m}^3$ ,  $V_z = 3,15 \cdot 10^{-6} \text{ m}^3$ ;  $\Delta V = 2,70 \cdot 10^{-6} \text{ m}^3$ ;  $M_t = 24,3 \cdot 10^{-3} \text{ kr}$ ;  $\upsilon_{com} = 1415 \text{ m/c}$ ;  $\upsilon_t = 2000 \text{ m/c}$ ;  $Et = 4,8610^4 \text{ Дж}$ ;  $P_i = E_s / V_z = 18,6 \cdot 10^9 \text{ H/m}^2$ .

I стадия при  $\rho_1 <\!\!\rho i, ~V_1$  = Vz, Pi = Pr + DP,  $m_1 \!=\! m \!=\! m_z \!= V_d \rho_i \!/Z$  =V\_z  $\rho_i$  = 28,71·10<sup>-3</sup>кг .

$$P_{i} \cdot V_{o} = P_{1}V_{1} - P_{1}\Delta V; \qquad \Delta P = \frac{E_{com}}{\Delta V} = \frac{E_{com}}{75,92 \cdot V_{o}} = 3,77 \cdot 10^{9} \text{H/m}^{2}; \quad P_{1} = P_{i} + \Delta P = 22,37 \cdot 10^{9} \text{ H/m}^{2};$$

 $V_1 = P_i V_f / P_1 = 2,62 \cdot 10^{-6} \text{ m}^3$ .

4 образец. Vd=0,478·10<sup>-6</sup>m<sup>3</sup>, Vz=3,41·10<sup>-6</sup>m<sup>3</sup>;  $\Delta$ V=2,93·10<sup>-6</sup>m<sup>3</sup>;  $M_t$  = 26,82·10<sup>-3</sup> кг;  $\upsilon_{com}$ =1347m/c;  $v_t$ =1904 м/c;  $E_t$ =4,86·10<sup>4</sup> Дж;  $P_i$ =E<sub>s</sub>/V<sub>z</sub>=17,2·10<sup>9</sup> H/m<sup>2</sup>

$$I \, cma \partial u_{R} \, \Delta \mathbf{P} = \frac{\mathbf{E}_{com}}{\Delta \mathbf{V}} = \frac{\mathbf{E}_{com}}{75,92 \cdot \mathbf{V}_{\partial}} = 3,48 \cdot 10^{9} \text{H/m}^{2}; \, \text{m} = \text{m}_{z} = \text{V}_{d} \rho_{i} / Z = \text{V}_{z} \rho_{i} = 31,14 \cdot 10^{-3} \, \text{kr} \, . \, \text{P}_{1}$$

 $= P_i + \Delta P = 20,68 \cdot 10^9 \text{ H/m}^2.$ 

Среднее значение давления, инициирующего "динамический фазовый переход" в меди  $P_{i \text{ сред}} = (P_{i1} + P_{i2} + P_{i3} + P_{i4})/4 = 17,5 \cdot 10^9 \text{ H/m}^2.$ 

$$\begin{split} m_z &= m_2 + Mt, \ V_z \rho_I = V_z \rho_z + \Delta V \rho_z = V_z \rho_z + (V_z - ZV_z) \ \rho_z = V_z \rho_z (2 - Z), \\ Z &= 0,1408; \ \rho_I = \rho_z (2 - Z); \ \rho_z = \rho_i / (2 - Z); \ \rho_z = 4,84 \cdot 10^3 \ \text{kg/m}^3. \end{split}$$

Таким образом, плотность фазы высокого давления в материале зоны канала на втором этапе уменьшается в  $\rho_i/\rho_2 = 1,85$  раза, а на третьем этапе восстанавливается за счет уменьшения объема канальной зоны в  $V_z/V_d = 7,12-8,39$  раза. На третьем этапе плотность энергии, запасенная канальной зоной, составляет ( $A_f - E_t$ )/ $V_d = 1,02 \cdot 10^{10} \, \text{Дж/m}^3$ .

Расчет показывает, что в зонах каналов давление возрастает в среднем до  $17,5 \cdot 10^9$  H/м<sup>2</sup>. Плотность "фазы высокого давления" уменьшается до  $\rho_z = 4,84 \cdot 10^3$  кг/м<sup>3</sup>. По сравнению с исходной плотностью плотность этой фазы снизилась в 1,85 раза.

Сравним полученные в меди результаты (табл. 1) с результатами, ранее полученными в железе (табл. 2) [17].

**Таблица 1.** Изменение параметров формирования структуры меди в зависимости от исходного размера ударника

$d_{p} \cdot 10^{-6}$ ,	$d_{c.m}\!\cdot$	P·10 <sup>9</sup> ,	M <sub>d</sub>	M <sub>t</sub>	υ <sub>t</sub> ,	υ <sub>com</sub> ,	С,	D,
М	10 <sup>-6</sup> ,м	$H/M^3$	·10 <sup>-3</sup> ,кг	·10 <sup>-3</sup> ,кг	м/с	м/с	%	MM <sup>-2</sup>
12,5	0,672	13,74	6,13	37,62	1607	1137	0,58	35758
55	0,822	27,9	3,19	19,53	2233	1579	0,302	11333
100	0,595	22,37	3,96	24,3	2000	1415	0,375	20535
180	0,616	20,68	4,30	26, 82	1904	1347	0,406	16714

**Таблица 2.** Изменение параметров формирования структуры стали 40 в зависимости от исходного размера ударника [17]

$d_{p} \cdot 10^{-6}$ ,	$d_{c.m}$	$P \cdot 10^{11}$ ,	M <sub>d</sub>	M <sub>t</sub>	υ <sub>t</sub> ,	υ <sub>com</sub> ,	C,	D,
М	10 <sup>-6</sup> ,м	Н/м <sup>3</sup>	·10 <sup>-3</sup> ,кг	·10 <sup>-3</sup> ,кг	м/с	м/с	%	$MM^{-2}$
12,5	3,47	2,808	4,82	9,64	1460	1033	0,4915	520,83
66,5	5,44	7,5804	6,81	13,63	1482	1048	0,6949	299,14
100	4,58	11,3236	8,29	16,59	1499	1060	0,8455	513,48
180	4,36	4,1814	11,89	23,79	1540	1089	1,2123	810,94

Когда сверхглубокое проникание осуществляется в меди, то при той же энергии удара наблюдаются существенные отличия по сравнению с СГП в железе. Наиболее важным отличием является падение давления в локальных объемах на 3 порядка. Из-за изменения последовательности реализации механизма скорость возрастает в 1,5 раза, а масса выбрасываемой из медной преграды струи плотной плазмы - в 1,7 раза. В результате этого в меди доля остаточной дефектной структуры при тех же режимах СГП уменьшилась в 1,95 раза, а плотность канальных образований в объеме увеличилась в 39,4 раза. Соответственно, уменьшился средний диаметр канального элемента в меди – в 6,6 раза по сравнению с аналогичным параметром структуры в железе.

Образцы меди после обработки в режиме сверхглубокого проникания были переданы на исследования в ИФМ УрО РАН. После прошивки медной матрицы сгустками частиц карбида кремния наблюдались хорошо выделяемые при исследовании микроструктуры структурные изменения, вызванные высокоскоростной деформацией - равномерной, действующей во всем объеме, и локализованной. В структуре медного образца наблюдали высокую плотность дислокаций, ячеистую дислокационную структуру, двойники деформации и области локализованного течения. По размеру дислокационных ячеек, формирующихся в меди при нагружении ударными волнами, можно судить о величине давления, действовавшего в каждой из рассматриваемых областей. Ячеистая структура (размером 0,15-0,3 мкм), приведенная в работе [9], образовалась под действием давления ≈15-20 ГПа, а ячейки с размером 0,7 мкм - 5ГПа.

Поскольку размер ячеек в различных участках медного образца не превышают ~0,7 мкм, то такая структура формируется под действием высокоскоростной деформации [9]. Стенки дислокационных ячеек имеют размытый, нечеткий вид, они менее развиты, чем после обычной деформации из-за недостатка времени для приведения дислокаций в более стабильные конфигурации [9]. Толщина двойников, найденных в меди, составляет от 7 до 120 нм. Внутри присутствует тонкая субструктура, возникновение которой обусловлено действием высоких локальных напряжений. Показано, что двойники и субзерна формируются в меди при нагружении ударными волнами с давлением 17-40 ГПа, следовательно, в этих областях локальное давление составляло ≥17ГПа. Двойникование, так же как и образование ячеистой дислокационной структуры, наблюдалось не во всех зернах исходной медной матрицы. Это связано с неоднородностью воздействия потока частиц, а также с различной ориентацией зерен. Таким образом, расчеты локального давления, выполненные по предложенной методике, показали хорошее соответствие экспериментальным результатам, полученным в Уральском центре РАН.

#### 2. Процесс массопереноса в металлических материалах.

В качестве основного критерия процесса прошивки сгустками порошковых частиц используют глубину проникания. За счет современных методов анализа можно уверено контролировать глубины изменений в металлах и сплавах. Наибольшие глубины проникания получены в сложнолегированных сталях (≈220 мм). В технически чистой меди уверенно получены глубины 60мм, в техническом алюминии – 120 мм. В алюминиевых сплавах глубины проникания (≈ 180 мм) всегда больше, чем в исходных относительно чистых материалах. Таким образом, в варианте сверхглубокого проникания не реализуется зависимость снижения глубины проникания от статической и динамической прочности исходного материала преграды.

Наиболее эффективным вариантом регулирования структуры и свойств обрабатываемых материалов является изменение градиента плотности сплава. Такое регулирование осуществляется при использовании современных литейных технологий.

Рассмотрим вариант с матрицей из алюминиевого сплава AK12. Имеем следующие исходные данные:  $V_f=5,04\cdot10^{-6}$ м<sup>3</sup>,  $P_i=9,6\cdot10^9$ Дж/м<sup>3</sup>, V=226·10<sup>-6</sup>м<sup>3</sup>,  $V_d=2,80\cdot10^{-6}$ м<sup>3</sup>,  $\rho_i=2,65\cdot10^3$  кг/м<sup>3</sup>. Далее расчет параметров динамических фазовых переходов в композиционных материалах на основе алюминия и его сплавов производится аналогично расчетам по фазовым переходам в меди и ее сплавах [10].

Фаза высокого давления в сплаве AK12 (Al+12%Si) имеет плотность меньше, чем у фазы низкого давления -  $\rho_1/\rho_i=0,554$ , т.е.  $\approx 55\%$  от исходной плотности. Отношение плотностей исходных фаз в алюминии и алюминиевом сплаве AK12 составляет  $\rho_{Al}/\rho_{AK12}=1,018$ , а отношение плотностей фаз высокого давления -  $\rho_{1Al}/\rho_{1AK12}=1,02$ .

Изменение динамических параметров композиционных материалов на основе алюминия и его сплавов, полученных при СГП, показано в таблице 3.

Рассматриваемые параметры:  $d_{c.m.}$ - диаметр канальной дефектной зоны (поперечный размер),  $V_d$ - объем дефектной зоны,  $P_i$  – давление динамического фазового перехода, D – плотность структурных дефектов,  $M_d$  – масса остаточного дефектного материала,  $M_t$ - масса выброшенного из образца дефектного материала,  $\upsilon_t$  –скорость массопереноса по канальному элементу,  $\upsilon_{com}$ - скорость поперечного обжатия канальной зоны.

Таблица 3 - Динамические параметры композиционного материала на основе алюминия и его сплавов, полученные при СГП

Материал	d <sub>c.m.</sub> , 10 <sup>-6</sup> ,	$V_{d} \cdot 10^{-6}, M^{3}$	Р <sub>і</sub> , ГПа	D, мм <sup>-2</sup>	М <sub>d</sub> , 10 <sup>-</sup> <sup>3</sup> кг	М <sub>t</sub> , 10 <sup>-3</sup> кг	0 <sub>t</sub> , м/с	υ <sub>com</sub> , M/c
Алюминий А7	4,42	1,04	6,71	447,1	2,81	2,24	2293	1622
Сплав Al+12Si	6,96	2,80	2,49	325,7	7,42	5,93	1411	998
Сплав Al+12Si+1Fe	5,42	1,75	3,99	336,0	4,64	3,70	1784	893

Примечание. Размеры образцов из сплава Al+12%Si: диаметр образца - 40 мм , длина - 200 мм, а объем образца V=226·10<sup>-6</sup> м<sup>3</sup>.

Локальный массоперенос при прошивке сгустками частиц металлов и сплавов приводит к локальному легированию материала и к его динамической перестройке в композит.

Заключение. При СГП в результате высокоэнергетической прошивки металлических преград сгустками дискретных частиц реализуется локальная деформация, высокое давление, легирование, динамическая перестройка структуры преграды и физико-химических свойств. На основании анализа полученных результатов можно сделать следующие основные выводы:

Разработана методика расчета изменений структуры при СГП, позволяющая оценивать изменения параметров динамического массопереноса в объеме металлической преграды по

массе и скорости. Полученные по разработанной методике величины импульсного давления соответствуют установленным в экспериментах данным (17-40ГПа).

Эффективным вариантом легирования, регулирования структуры и свойств обрабатываемых материалов является изменение градиента плотности металлического материала.

Увеличение неравномерности по плотности материала преграды позволяет изменять давление динамического фазового перехода. По сравнению с техническим алюминием давление в алюминиевых сплавах уменьшилось в 1,68-2,69 раза, а глубина проникания увеличилась ≈ в 1,5 раза.

#### Литература

- 1. Ушеренко С.М. Сверхглубокое проникание частиц в преграды и создание композиционных материалов. НИИ ИП с ОП. 1998г., -210с.
- Процесс сверхглубокого проникания. Глава 19. Ушеренко С.М., Ушеренко Ю.С., Марукович Е.И. и др. Коллективная монография "Перспективные технологии" под редакцией академика НАН РБ В.В. Клубовича, - Витебск, Беларусь, УО «ВГТУ», 2011. 599 стр. (442-481).
- 3. Usherenko S.M. Modern notions of the effect of superdeep penetration // Journal of Physics and Themophysics. 2002. V.75, №3. C. 753-770.
- 4. The physics of superdeep penetration phenomenon. J. Owsik, K. Jach, S. Usherenko and other. Journal of Technical Physics, J.Tech. Phys., 49, 1, 3–25, 2008. Polish Academy of Sciences, Institute of Fundamental Technological Research, Warszawa. Military University of Technology, Warszawa.
- Sergey Usherenko, Oleg Figovsky. Superdeep Penetration as the New Physical Tool for Creation of Composite Materials. Multi-functional Materials and Structures, 2008 Trans Tech Publications Ltd, Switzerland, Proceeding., International Conference on Multifunctional Materials and Structures, July 28-31, 2008, Hong Kong, P.R. China, p.p. 395-402.
- Formation of new materials based on cast aluminum alloy. S.Usherenko, E. Marukovich, Yu.Usherenko and other. Journal of Engineering Physics and Thermophysics: Volume 84, Issue 5 (2011), p.p. 1183-1187.
- 7. Непростое поведение простых металлов при высоких давлениях. Е.Г.Максимов, М.В. Магницкая, В.Е.Фортов. Успехи физических наук, 2005,т.175, №8, с.с.793 813.
- С.М.Ушеренко, Ю.С.Ушеренко, Е.И.Марукович, В.В.Соболев. Структурные и фазовые превращения в меди при сверхглубоком проникновении микрочастиц. Физика и техника высокоэнергетической обработки материалов.-Днепропетровск: Арт-Пресс, 2007. -С. с.202-218.
- Структурные превращения и эффекты локализации деформации в меди под действием высокоскоростного потока порошковых микрочастиц. И.В.Хомская, В.И.Зельдович, Н.Ю.Фролова и др. Известия РАН. Серия физическая, 2006,том.70,№7. -С.1054-1056.
- Ушеренко Ю., Соболев В., Ушеренко С. Сверхглубокое проникание в металлических преградах. Высокоэнергетическая обработка материалов. Сборник научных статей. Национальный горный университет министерства образования и науки Украины, Государственное предприятие НПО «Павлоградский химический завод». Днепропетровск, Арт-Пресс.Ответственный редактор В.В. Соболев. 2009, с.с.186-201.

# ДЕФОРМАЦИОННОЕ ПОВЕДЕНИЕ ТЕХНИЧЕСКОГО АЛЮМИНИЯ ПРИ ДИНАМИЧЕСКОМ ПРЕССОВАНИИ

# А.Н. Петрова<sup>1</sup>, В.В. Астафьев<sup>1</sup>, И.Г. Бродова<sup>1</sup>, Е. В. Шорохов<sup>2</sup>, К.В. Гаан<sup>2</sup>, А.В. Гранский<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург, Россия <sup>2</sup>РФЯЦ-ВНИИТФ, Снежинск, Россия

В настоящей работе исследовалось влияние динамической деформации на измельчение структуры и упрочнение технического алюминия марки А7.

Исследованные образцы были получены из цилиндрических заготовок диаметром 16 мм и длиной 75 мм методом динамического канально-углового прессования (ДКУП) при разных количествах проходов N и разных начальных скоростях движения образца V. Данный метод реализует деформацию массивных образцов простым сдвигом в сочетании с ударной волной. В процессе ДКУП образец перемещается в пересекающихся под углом  $\Phi$ =90° каналах со скоростью 100-200 м/с. По сравнению с равно-канальным угловым прессованием, высокая скорость деформации (порядка  $10^4$ - $10^5$  c<sup>-1</sup>) достигается за счет использования импульсных



источников энергии – пороховых газов или продуктов взрыва. Характерное время протекания процесса деформирования составляло 0,5 мс, а давление в области пересечения каналов - 2 ГПа. На рис 1 представлена схема ДКУП.

Эволюция структуры алюминия исследовалась на различных масштабах: макроструктура – методом оптической микроскопии, микроструктура – методом электронной просвечивающей микроскопии (ПЭМ) тонких фольг. Рис. 2 а, б демонстрирует структуру материала в исходном состоянии. Методом химического травления выявлена зеренная

**Рис. 1.** Схема ДКУП. 1-заряд, 2-образец, 3-ствол, 4-матрица.

структура материала (рис. 2а). Размер зерен в продольном сечении составлял 540 мкм, а в поперечном сечении - 186 мкм. ПЭМ выявила особенности дислокационной структуры исходного материала, так на

рис 26 представлена ячеистая структура со средним размером ячейки 2,6 мкм, сформированная при низкотемпературном отжиге после холодной деформации. Значение твердости составляло HB=15,2.

В процессе деформации зерна вытягиваются в продольном направлении, и на макромасштабе в основном объеме образца формируется волокнистая структура, волокна в которой имеют вихревую траекторию (рис. 3а). Внутри волокон наблюдаются множественные полосы скольжения. В начальной зоне образца и в зоне, прилегающей к поршню (движение образца через каналы осуществлялось за счет постоянно действующего давления пороховых газов на поршень), наблюдаются характерные области с пониженной твёрдостью и равноосными зёрнами (рис. 3б). Согласно результатам моделирования, в этих зонах в процессе

деформации температура повышается до 300°С, т.е. могут проходить процессы возврата и рекристаллизации.

На рис 4 представлена тонкая структура деформированных образцов. Её можно охарактеризовать, как структуру смешанного типа, содержащей мало - и большеугловые границы. На рис. 4а показана трансформация ячеистой структуры исходного образца путём фрагментации в субзеренную структуру с высокой плотностью решеточных дислокаций. Кроме того, в микроструктуре наблюдаются области, где прошел динамический возврат (рис 4б). Средний размер субзерна составляет 650 нм.



**Рис. 2.** Структура прутка из алюминия А7: а- макроструктура в продольном сечении, б- дислокационная структура в поперечном сечении.



Рис. 3. Структура образца после однократного ДКУП при V=100 м/с.



Рис. 4. ПЭМ изображения структуры деформированного образца (N=2, V=200 м/с).

Структурные изменения в материале под действием высокоскоростной деформации приводят к повышению твердости материала. Так средняя микротвердость образца после двукратного прессования при V=200 м/с на 110% выше, чем микросвердость исходного прутка, и составляет Hµ=567,5 МПа, т.е. твердость повышается на 150%. Характеристики твердости в зависимости режимов нагружения образцов представлены в таблице 1.

Условия деформации	Нμ, МПа	HB
Исходное состояние	266,5	15,2
N=1, V=100 м/с	491,9	33,8
N=2, V=200 м/с	567,5	38,3

Таблица 1. Твердость алюминия А7 при разных условиях деформации.

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

При динамическом канально-угловом прессовании технического алюминия получена дисперсная субзёренная структура размером менее 1 мкм. В процессе деформации произошло повышение твёрдости материала в 2-2.5 раза. Причиной такого упрочнения является измельчение структуры и повышение степени её дефектности за счёт увеличения плотности решёточных дислокаций. Сравнение структурообразования при данном методе ИПД в промышленных сплавах, исследованных нами ранее, и в техническом алюминии, выявила ряд общих закономерностей. Среди них можно указать следующие: эффективное измельчение структуры уже при 1-2 проходах, повышение твёрдости в 2-3 раза, формирование смешанной структуры, состоящей из областей, в которых прошли процессы возврата, и сильно деформированных кристаллитов с высокой плотностью дислокаций, образованных механизмом фрагментации.

Электронно-микроскопические исследования выполнены в отделе электронной микроскопии ЦКП ИФМ УрО РАН «Испытательный центр нанотехнологий и перспективных материалов».

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Программы Президиума УрО РАН (проект № 12-2-012 ЯЦ) и РФФИ (проект №11-03-00047).

# <u>CHAPTER IV: Numerical Modeling of Shock Wave Processes in Inert</u> <u>Materials</u>

# МОДЕЛИ ДИНАМИЧЕСКОГО РАЗРУШЕНИЯ И ИХ ЧИСЛЕННАЯ РЕАЛИЗАЦИЯ<sup>\*</sup>

#### Л.А. Мержиевский

Институт гидродинамики им. М.А. Лаврентьева СО РАН, Новосибирск, Россия

В настоящее время существует большое количество программных комплексов (пакетов программ), в том числе, и коммерческих, позволяющих решать широкий круг задач динамического и ударно-волнового деформирования и разрушения конденсированных сред. В значительной мере это связано с высоким уровнем развития вычислительных возможностей. Для проведения расчетов широко используются мощные суперкомпьютеры, реализуется распараллеливание вычислений на сотни тысяч процессоров. Глубоко и всесторонне проработаны численные методы. При этом существенным свойством таких комплексов являются возможность решения поставленных задач вплоть до завершения процесса. В ряде случаев итогом процесса является разрушение образца или конструкции.

В данном обзорном докладе делается попытка рассмотреть современные модели, алгоритмы и приемы моделирования разрушения в задачах динамического деформирования конденсированных сред. Рассматриваются следующие вопросы:

- используемые модели необратимого динамического деформирования;

- применяемые критерии разрушения;

- численные методы и алгоритмы решения задач разрушения.

Обычно моделирование разрушения происходит в рамках принятой модели деформирования, в которую включается тот или иной критерий разрушения и способ (модель) описания поведения среды в процессе и после разрушения. Таким образом, первой проблемой, которую необходимо решить, является выбор адекватной модели динамического деформирования. Анализ используемых моделей поведения материалов и их соответствие современному уровню представлений о механизмах необратимого деформирования был предпринят автором в сообщениях [1,2]. Было отмечено, что в расчетах превалируют варианты модификаций классических феноменологических моделей, построенных еще в позапрошлом веке и базирующихся, в основном, на данных квазистатических экспериментов. Зачастую такие модели в принципе не могут дать адекватного описания ударно-волновых процессов [3]. Вместе с тем развиваются и модели, основывающиеся на описании или учете физических механизмов необратимого (пластического) деформирования, а также модели, использующие

Models of dynamic fracture and their numerical realization. L.A. Merzhievsky, Lavrentyev Institute of Hydrodynamics, Novosibirsk, Russia

методы молекулярной динамики. Особую категорию составляют наиболее перспективные, с точки зрения автора, многоуровневые модели, позволяющие объединить преимущества каждого из перечисленных подходов и включать в рассмотрение механизмы деформирования разных уровней.

Все используемые критерии разрушения можно разделить на две большие группы:

- критерии, определяющие напряженно-деформированное состояние, по достижении которого происходит разрушение, независимо от пути достижения этого состояния;

- временные критерии (долговечность), устанавливающие момент разрушения с учетом особенностей протекания процесса, учитывающие изменение свойств материала в процессе разрушения и конечность скорости развития разрушения.

При построении метода (алгоритма) численного расчета приходится решать вопрос о способе описания (эйлеров, лагранжев), выборе собственно численного метода, построении разностных сеток, методах выделения разрывов сплошности. Одной из ключевых проблем, которую необходимо решить при разработке методов моделирования разрушения, является вопрос о характере разрушения. Следует различать хрупкое (квазихрупкое) и вязкое разрушение. В первом случае разрушение не сопровождается значительными пластическими деформациями в окрестности магистральной трещины. Поверхность разрыва формируется растущими взаимодействующими и объединяющимися трещинами или уединенной трещиной. Во втором случае основной стадией процесса является рост и смыкание пор, развивающихся в узком четко выраженном слое локализованной пластической деформации. Принципиальным является, что если в первом случае трещина (трещины) распространяются по материалу с неизменными механическими свойствами, то во втором свойства материала существенно меняются. Соответственно, расчет разрушения в первом случае можно проводить с применением критериев первой группы, во втором случае естественно использовать временные критерии и корректировать свойства среды при расчете напряженно – деформированного состояния.

В существующих алгоритмах преимущественно используется два метода расчета разрушения: континуальный, при котором среда считается сплошной до момента разрушения, и с явным выделением поверхности трещины (трещин). Встречаются также гибридные варианты. В работах автора реализован подход с явным выделением новых свободных поверхностей, возникающих при реализации некоторых критических условий, в сочетании с методом подвижных сеток [4,5]. При этом вся расчетная область делится на подобласти с лагранжевыми границами, внутри которых строится эйлерова сетка. Примеры проведенных расчетов некоторых задач высокоскоростного удара показаны на рисунках [6,7]. На рисунке 1 – расчет пробивания цилиндрическим железным ударником алюминиевой пластины со скоростью 1 км/с. В этом случае, как показывает эксперимент, реализуется режим "выбивания пробки", что вполне адекватно демонстрируется в расчете. На рисунке 2 показана одна из заключительных

278

стадий разрушения стального шара диаметром 2,3 мм при соударении со скоростью 5 км/с с алюминиевой преградой толщиной 0,5 мм. С помощью решения данной задачи удалось объяснить аномалию защитных свойств тонкого экрана при отклонении траектории ударника от нормали к поверхности.



Рисунок 1

В докладе рассматриваются также методы расчета разрушения в некоторых наиболее часто используемых пакетах программ, приводятся примеры расчетов с использованием различных подходов, рассматриваются их особенности, преимущества и недостатки. Обсуждаются перспективные направления развития методов моделирования процессов деформирования и разрушения при динамическом нагружении.

Интеграционного проекта СО РАН № 64 и Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, грант 12-01-00726-а.

# Литература

1. L.A. Merzhievsky. Comparative Analyses of Models for Calculations of Metals Behaviour under Shock Loading. Intern. Conf. "Shock Waves in Condensed Matter", S-Petersburg - Novgorod, Russia, 5-10 September, 2010.

2. Л.А.Мержиевский. Современные модели необратимых деформаций и разрушения материалов при их динамическом нагружении. Экстремальные состояния вещества. Детонация. Ударные волны. Тезисы докладов Международной конференции XIII Харитоновские тематические научные чтения, с. 155-156.

3. Л.А.Мержиевский, А.Д. Реснянский. О выборе модели для описания затухания ударных волн в металлах. Физика горения и взрыва, 1983, № 1, с. 99 – 105.

4. А.Д. Реснянский, Л.А.Мержиевский. Применение метода подвижных сеток в задачах разрушения твердых тел. Динамика сплошной среды. Динамика твердого тела. 1984, в. 66, с. 150 – 157.

5. L.A. Merzhievsky, A.D. Resnyansky. Numerical calculation of movable free contact boundaries in problems of dynamics deformation of viscoelastic bodies. Int. Ser. of Numerical Mathematics, 1992, vol. 106, pp. 205 -213.

6. Л.А.Мержиевский, А.Д. Реснянский. Численный анализ аномалии защитных свойств тонкого экрана при ударе под углом. Физика горения и взрыва, 1993, № 6, с. 81 - 87.

7. L.A. Merzhievsky, A.D. Resnyansky. The role of numerical simulation in the study of high-velocity impact. Int. J. Impact Eng., 1995, vol. 17, N. 1 – 6, pp. 559 – 570.

# Shock-induced plastic deformations and phase transitions in metals: new insights from molecular dynamics simulations

# I.I. Oleynik<sup>1</sup>, V.V. Zhakhovsky<sup>1</sup>, B.J. Demaske<sup>1</sup>, and C.T. White<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Department of Physics, University of South Florida, Tampa, USA <sup>2</sup>Naval Research Laboratory, Washington, DC, USA

Shock waves propagate through solids at supersonic speeds and, if powerful enough, can induce irreversible plastic deformations and phase transitions. In this talk we will discuss several new phenomena that were discovered in our large-scale molecular dynamics (MD) simulations of shock waves in aluminum and nickel. Due to the finite time scale of elastic-plastic transformations, the material in the elastic zone remains in metastable state with a pressure substantially exceeding the critical shock strength characteristic of the onset of the well-known split-elastic-plastic, two-wave propagation.

We will discuss the mechanisms of stress relaxation within metastable elastic zone via generation of dislocations resulting in gradual reduction of pressure of elastic precursor in split-shock-wave regime, and effective coupling of elastic and plastic shock fronts in a newly discovered two-zone elastic-plastic single shock wave regime. In the later case, both elastic and plastic shock fronts move with the same speed and have a fixed net separation that can approach a micron. As was demonstrated in our simulations, the two-zone elastic-plastic single wave is a general phenomenon found in a broad class of crystalline materials. Its existence allows for a consistent explanation of the anomalously-high elastic wave amplitudes observed in recent experiments.

We then discuss the evolution of orientation-dependent metastable states during shockinduced solid-liquid phase transitions in crystalline Al, which was investigated using moving window molecular dynamics simulations. The orientation-dependent transition pathways towards an orientation-independent final state Hugoniot include both "cold melting" followed by recrystallization in [110]- and [111]-oriented shock waves, and crystal overheating followed by melting in [100] shock waves. Although all directions converge to the same Hugoniot, this need not imply that the microstructures of the final states are identical. In particular, cold melting/recrystallization produced by [110] and [111] shock waves yield polycrystalline solids that are more disordered than the corresponding solid produced by a [100] shock wave resulting in practically the same point on the final Hugoniot. These orientation effects should persist for many microns in the shock after flow making them experimentally accessible using the novel capabilities of dynamical X-ray scattering.

# КОД ЭГАК-КД ДЛЯ МОДЕЛИРОВАНИЯ 3D ТЕЧЕНИЙ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ СЕТОЧНЫХ И ДИСКРЕТНЫХ ПОДХОДОВ<sup>\*</sup>

# Янилкин Ю.В., Беляев С.П., Софронов В.Н., Шмелев В. А., Мокина К.С., Потехина Е.В., Дегтяренко Л.И., Разумков А.С., Антипина Н.Р., Потехин А.Л., Черенкова М.В., Пискунов В.Н., Давыдов И.А.

#### РФЯЦ-ВНИИЭФ, Саров, Россия

В вычислительной математике существенное развитие получили методы численного моделирования многомерных течений, основанные на использовании частиц. Частицы позволяют моделировать разномасштабные процессы – от макро до микроуровня. На макроуровне это методы типа PIC Харлоу, на микроуровне - методы молекулярной динамики.

Промежуточное положение занимают методы, предназначенные для моделирования процессов, происходящих на мезоуровне, таких как разрушение материалов, пыление и диспергирование и др. Такие методы разрабатываются в ряде работ [1, 2]. Один из таких методов под названием кластерной динамики (КД) предложен в работе [3].

В основе метода КД лежат следующие основные положения:

- сплошная среда представляется в виде набора выделенных структурных элементов (точечных базовых кластеров);
- уравнения механики сплошной среды заменяются на уравнения движения взаимодействующих кластеров;
- для описания динамики движения кластеров применяются методы, аналогичные молекулярной динамике;
- выбор потенциалов взаимодействия кластеров осуществляется, исходя из реального уравнения состояния моделируемого материала.

Однако проведение расчетов по методу КД требует больших ресурсов ЭВМ по сравнению с сеточными методами в макрозадачах, поэтому такими расчетами нельзя заменить расчеты с использованием сеточных методов. В связи с этим представляется целесообразным проведение расчетов в постановке, когда многие вещества в задаче моделируются сеточными методами, а некоторые выделенные слои – дискретными, основанными на методах КД.

Данная работа посвящена коду ЭГАК-КД, в котором для численного моделирования 3D течений сплошной среды предлагается совместное использование сеточных методов и методов кластерной динамики в связанной постановке. Расчет связанных задач основан на методе покомпонентной декомпозиции (по веществам). Предполагается, что для каждого физического

<sup>&</sup>lt;sup>\*</sup> Code EGAK-CD for 3D Flow Simulation Using Grid and Discrete Approaches

Yanilkin Yu.V., Belyaev S.P., Sofronov V.N., Shmelev V.A., Mokina K.S., Potekhina E.V., Degtyarenko L.I., Razumkov A.S., Antipina N.R., Potekhin A.L., Cherenkova M.V., Piskunov V.N., Davydov I.A. RFNC-VNIIEF, Sarov, Russia

вещества выбран собственный метод численного моделирования. Проблема совмещения различных методов на поверхностях контакта решена с учетом взаимного влияния двух сред (сплошной и кластерной). Кроме связанных расчетов код позволяет проводить расчеты с использованием лишь сеточных методов или методов частиц по отдельности, в частности, молекулярно динамические расчеты.

Для сеточных методов используются разностные схемы кодов ЭГАК и ТРЭК [4]. Для методов КД используются гамильтоновы разностные схемы, сохраняющие каноничность фазового потока [5]. Это самая распространенная в расчетах молекулярной динамики схема Verlet второго порядка аппроксимации и разработанная в работе [5] трехстадийная разностная схема RKN4 четвертого порядка аппроксимации [6]. Использование этой схемы позволяет уменьшить (на 3-4 порядка) амплитудную ошибку и дисбаланс полной энергии по сравнению со схемой Verlet. Таким образом, появляется возможность при сохранении заданной точности существенно уменьшать время расчетов.

Описана организация кода ЭГАК-КД. Код ЭГАК-КД разработан для моделирования задач, требующих использования высокопроизводительных параллельных вычислительных систем. Разработанная ранее для сеточных методов технология мелкозернистого поточечного распараллеливания [7] обобщена на метод частиц.

Представлены результаты расчетов методических задач, часть которых являются новыми. Ниже приводятся результаты расчетов двух задач.

Задача 1 – задача о гармоническом осцилляторе [3]. Рассматривается движение частицы заданной массы m=1 в гармоническом потенциальном поле  $U(r) = 0.5\omega^2 \cdot r^2$ ,  $\omega = 1$ , описываемое известным решением  $r_a = Sin(\omega \cdot t)$ ,  $u_a = Cos(\omega \cdot t)$ .

В качестве меры точности разностных схем выбрана амплитудная ошибка (отклонение в норме L2 положения частицы от точного значения за время равное 1000 периодам). В численных расчетах определялась зависимость времени вычисления (CPU) от амплитудной ошибки. Время CPU вычислялось на основе экспертной оценки числа арифметических операций. За единицу взято время вычисления с шагом Δt=1 (K=1) по схеме Verlet.

Результаты расчетов данной задачи представлены на рис. 1 и 2, на которых показаны, соответственно, зависимости времени вычисления (CPU) от амплитудной ошибки и зависимости амплитудной ошибки от числа Куранта. Нижняя кривая на рисунках соответствует расчету со схемой RKN4. Из рис. 2 видно, что схемы, имеющие разные порядки аппроксимации, имеют один и тот же порядок сходимости (p=2), за исключением схемы RKN4, для которой порядок сходимости совпадает с порядком аппроксимации (p=2). Как видно, использование схемы RKN4 позволило существенно (примерно на два порядка) уменьшить время расчета для получения результатов с одной и той же точностью.



**Рис.1.** Зависимость времени вычисления от амплитудной ошибки в задаче 1



Задача 2 – пробивание преграды осколком. На рис. 3 приведены результаты расчета пробивания осколком сферической формы тонкой пластины в сравнении с экспериментальными данными.





**Рис. 3.** Расчетная конфигурация системы в задаче 2: а) t=0, b) t=6мкс, c) разрез в плоскости симметрии (точками обозначена экспериментальная граница)

# Литература

- 1. Псахье С.Г., Остермайер Г.П., Дмитриев А.И., Шилько Е.В., Смолин А.Ю., Коростылев С.Ю. Метод подвижных клеточных автоматов как новое направление дискретной вычислительной механики. І. Теоретическое описание. //Физическая Мезомеханика, 2001, т.3, №2.
- 2. Silling S.A., Epton M., Weckner O., Xu J., Askon E. Peridynamics states and constitutive modeling //J. Elasticity, 2007, №88, 151-184.
- 3. Davydov I.A., Piskunov V.N., Voronin B.L. et al. Cluster dynamics method for simulation of dynamic processes of continuum mechanics //Computational Materials Science, 2010, Vol. 49, 32–36.
- 4. Ю.В.Янилкин, С.П.Беляев, Ю.А.Бондаренко и др. Эйлеровы численные методики ЭГАК и ТРЭК для моделирования многомерных течений многокомпонентной среды. Труды РФЯЦ-ВНИИЭФ. Научноисследовательское издание, Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, вып. 12, 2008, 54-65.
- 5. Сурис Ю.Б. Гамильтоновы методы типа Рунге-Кутты и их вариационная трактовка. // Математическое моделирование, 1990, т.2. №4,. 78-87.
- 6. Софронов В.Н., Мокина К.С., Шемарулин В.Е. Разностные схемы молекулярной динамики. 1. Сравнительный анализ устойчивости, точности и экономичности. //Вопросы атомной науки и техники. Сер. Математическое моделирование физических процессов, 2011, вып. 2, 18-32.
- 7. Беляев С.П. Метод мелкозернистого распараллеливания с динамической балансировкой на примере задачи газовой динамики и вычислительные эксперименты на параллельной системе //ВАНТ, сер. Методики и программы численного решения задач математической физики, 2000, №1, 45-49.

### МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ДЕФОРМАЦИИ И РАЗРУШЕНИЯ ХРУПКИХ ГЕТЕРОГЕННЫХ МАТЕРИАЛОВ, С УЧЕТОМ ЗАВИСИМОСТИ МЕХАНИЧЕСКОГО ОТКЛИКА ОТ СКОРОСТИ НАГРУЖЕНИЯ<sup>\*</sup>

#### В.А. Скрипняк, Е.Г. Скрипняк, И.К. Ваганова, В.В. Скрипняк

Национальный исследовательский Томский госуниверситет, Томск, Россия

Развитие математических моделей механического отклика гетерогенных материалов и их применение для теоретического (в том числе численного) изучения прочностных и деформационных характеристик, а также особенностей разрушения объектов в сложных условиях нагружения является актуальным направлением механики деформируемого твердого тела.

В зависимости от реологических особенностей материала и изучаемого масштабного уровня (макроскопический, мезоскопический – масштаб зерен и включений других фаз, либо микроскопический) в настоящее время применяются различные определяющие соотношения, связывающие компоненты тензоров напряжений и деформаций. При этом функциональный вид зависимостей и значения параметров определяющих соотношений в значительной степени определяются скоростью деформирования и масштабными факторами.

Зависимость характера деформирования и разрушения от скорости нагружения справедлива для большинства хрупких материалов природного (горные породы) и искусственного (бетоны, керамики) происхождения. Механизмы деформирования хрупких

<sup>&</sup>lt;sup>\*</sup> Modeling of processes of deformation and fracture of brittle heterogeneous materials, taking into account dependence of the mechanical response on strain rate V.A. Skripnyak, E.G. Skripnyak, I.K. Vaganova, V.V. Skripnyak – Tomsk State University, Tomsk, Russia

материалов, связанные с зарождением, накоплением и залечиванием повреждений структуры различного масштаба, могут приводить к качественному изменению режима деформирования и разрушения при изменении вида напряженного состояния.

В частности, в условиях предварительно напряженного состояния, хрупкие материалы проявляют квазивязкое механическое поведение [1-3]. При этом происходит смена режима разрушения от хрупкого, связанного с динамическим распространением макротрещины, к деградационному, обусловленному постепенным формированием системы микроповреждений и их объединением в магистральную трещину.

Следует отметить, что большинство современных моделей, применяемых для описания хрупких твердых тел, адекватно описывает зависимость характера деформирования от вида напряженного состояния.

В данной работе представлены результаты развития подхода вычислительной мезомеханики для изучения механического поведения хрупких гетерогенных материалов при динамических воздействиях.

Для исследования особенностей деформации и разрушения хрупких гетерогенных материалов условиях динамических воздействий моделировалось в нагружение структурированного модельного объема материала [1-4]. Для описания процессов деформации модельного объема и распространения трещин при воздействии ударных импульсов использован метод сглаженных частиц в 3D постановке. Модель структурированного элементарного объема создавалась на основе результатов экспериментального исследования структуры гетерогенных материалов методами оптической, электронной микроскопии, зондовой сканирующей микроскопии и рентгеновской томографии [1]. Использование результатов исследования структуры материалов на разных масштабных уровнях позволило выявить иерархию структурных уровней в материалах. Рассмотрены условия ударно-волнового нагружения модельных объемов с пористостью от 5 до 15 % при амплитудах, варьирующихся от 1 до 1,5 пределов упругости Гюгонио.

Для хрупких гетерогенных материалов природного и искусственного происхождения характерно наличие поровых структур и определенный тип пространственного распределения фаз в объеме материала. Анализ поровой структуры ряда керамических материалов свидетельствует о наличии в структуре наряду с порами правильной сферической формы пустот с конфигурацией, существенно отличной от сферической.

В данной работе исследовано влияние формы и пространственного распределения пор на кинетику процессов деформации и разрушения при воздействии плоских ударных волн.

Результаты моделирования показали, что при ударно волновом воздействии эллиптические поры не претерпевают ряда трансформаций, через которые проходят поры сферической конфигурации (Рисунок 1).

285



Рисунок 1 – Распределение пор в модельных объемах материала.

На рисунке 2 показано распределение параметра поврежденности D в модельных образцах с поровыми структурами после нагружения плоской ударной волной с амплитудой 7,5 ГПа. Интегральная пористость для всех модельных объемов составляла 5%. Рассматривались модельные объемы с равномерным распределением пор сферической формы (a), эллипсоидной формы (b/a ~0.5) – (б), (b/a ~2) – (в), ромбоэдрической формы (b/a ~0.57) – (г).



Рисунок 2 - Распределение параметра поврежденности D в модельных объемах гетерогенной хрупкой среды.

Развитие повреждений проходит преимущественно в направлении, ортогональном направлению распространения ударной волны. Для ромбоэдрических пор области повреждений ориентированы под углами к направлению распространения ударной волны.

Вершины эллипсоидных и ромбоэдрических пор при гидростатическом сжатии являются концентраторами напряжений, которые обуславливают пространственную ориентацию зон с повреждениями. Наличие эллиптических и ромбоэдрических пор приводит к существенному увеличения скорости накопления повреждений и

На рисунке 3 показаны зависимости параметра поврежденности D модельных объемов пористой оксид-алюминиевой керамики от времени при нагружении ударной волной 7,5 ГПа. Относительный объем пор в начальном состоянии во всех модельных образцах принимался 5%.

Ориентация осей эллипсоидных пор относительно нормали к фронту ударной волны влияет на конфигурацию волн разгрузки и формирование поля напряжений вокруг пор за фронтом ударной волны. Скорости деформации конденсированной фазы в зоне концентраторов возрастают более чем на порядок. Возникающие градиенты поля напряжений способны как увеличить, так и уменьшить скорость развития повреждений (см. рис.3.а, б, в). В условиях интенсивного динамического нагружения, наличие пор в структуре хрупких материалов, приводит к изменению механизма разрушения и возникновению неоднородного поля скоростей деформации. Механический отклик хрупких гетерогенных материалов в широком диапазоне скоростей нагружения зависит от структурных факторов, к которым относятся пористость, размеры, форма и ориентация несферических пор. Результаты моделирования объясняют ранее экспериментально наблюдавшиеся эффекты разброса прочностных и кинетических параметров разрушения в конструкционных керамических материалах.



Рисунок 3 - Параметр поврежденности D от времени для модельных объемов пористой оксид-алюминиевой керамики с поровыми структурами а, б, в, г.

Таким образом, полученные результаты свидетельствуют о существенном влиянии на кинетику повреждения не только формы пор, но и ориентации несферических пор относительно фронта ударной волны при одинаковой пористости и характерных размерах пор.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Минобрнауки РФ (ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» ГК П666 от 19.05.2010 г., ГК П1247 от 07.06.2010 г., грант РФФИ № <u>12-01-00805</u> и государственному заданию на выполнение НИР в ТГУ).

#### Литература

1. Skripnyak E. G., Skripnyak V.A., and Skripnyak V. V. Fracture of nanoceramics with porous structure at shock wave loadings //Shock Compression of Condensed Matter -2011. AIP Conf. Proc. 2012, 1426, p. 1157-1160.

2. Skripnyak V.A., Skripnyak E.G., Korobenkov M.V., Skripnyak V.V. Influence of void's structure on weak shock wave dynamics in ultra-fine grained ceramics // Proc. Int. Conf. Shock waves in condensed matter. Novgorod, 2010, p. 338 – 341.

3. Скрипняк В.В., Скрипняк Е.Г. Деформация и разрушение керамики и нанокомпозитов при динамических воздействиях //Вестник Нижегородского университета им. Н.И. Лобачевского. № 4, часть 4. – Н. Новгород: Изд-во ННГУ им. Н.И. Лобачевского, 2011, с. 1771-1774.

4. Скрипняк В.А., Скрипняк Е.Г., Козулин А.А., Скрипняк В.В. Моделирование деформации и разрушения композиционных керамических материалов с трансформационно-упрочненной матрицей при динамическом нагружении// Международная конференция XIII Харитоновские чтения «Экстремальные состояния вещества. Детонация. Ударные волны» 14 – 18 марта 2011 г., г. Саров, с. 167-169.

# ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЯВЛЕНИЙ ВЫСОКОСКОРОСТНОГО УДАРА И ВЗРЫВА В СКАЛЬНОМ ГРУНТЕ

#### А.А. Краюхин, А.В. Городничев, А.Г. Иоилев

РФЯЦ-ВНИИЭФ, Саров, Россия

Численное моделирование занимает важное место при изучении явлений высокоскоростного удара и взрыва в скальном грунте. Это необходимо для прогнозирования механического действия промышленных взрывов, исследования кратерообразования при падении крупных метеоритов и так далее. Однако для получения достоверных результатов расчетов необходимо применять достоверные физические модели изучаемых сред, а также проводить их всестороннее тестирование в используемых программных комплексах. В литературе представлено небольшое количество моделей скальных грунтов, которые с успехом используются для моделирования задач как взрыва, так и удара. В первую очередь это связано с многообразием и сложностью процессов, происходящих при динамическом нагружении скального грунта, а также большому разбросу его механических характеристик. Из зарубежных моделей можно отметить модель разрушения скального грунта [1], разработанную в LLNL, с помощью которой авторы успешно описывали в расчетах как камуфлетные ядерные взрывы, так и лабораторные эксперименты, а также использовали эту модель для численного решения задач проникания ударников в скальный грунт [2]. Из отечественных моделей, на наш взгляд, наибольший интерес представляет собой обобщенная квазиупругопластическая (ОКУП) модель деформирования и разрушения скального грунта [3]. Эта модель была разработана и широко использовалась в 12 ЦНИИ МО РФ для моделирования механического действия взрыва на скальный грунт [4]. Авторы работы не знакомы с примерами использования ОКУП модели для численного решения задач проникания ее разработчиками или другими исследователями. В данной работе рассмотрена модернизированная версия ОКУП модели, позволяющая проводить расчеты как взрыва, так и удара, а также приведены примеры результатов валидационных расчетов, проведенных с помощью программного комплекса ЭГАК [5] на эйлеровой сетке.

ОКУП модель предназначена для моделирования поведения скального грунта под действием динамической нагрузки с амплитудой до *P*≤10 ГПа. Для удобства использования ОКУП модель имеет блочное строение, где отдельные блоки отвечают за наиболее характерные состояния материала при нагружении:

- блок А используется для описания квазиупругого деформирования;
- блок Б используется для описания сдвигового разрушения и пластического течения;
- блок В используется для корректировки напряжений при отрывном разрушении.
В ОКУП модели разделяются кривые сдвиговой прочности неразрушенного и разрушенного грунта. Предел текучести неразрушенного грунта *Y*<sub>1</sub> определяется с помощью выражения:

$$Y_1(P) = Y_{01} + \frac{\mu_1 \cdot P}{1 + \mu_1 \cdot P/(Y_{PL} - Y_{01})}.$$
(1)

Для вычисления предела текучести разрушенного грунта  $Y_2$  при небольшом давлении ( $P < P_e$ ) используется закон сухого трения Кулона, при более сильном сжатии осуществляется переход на кривую  $Y_1(P)$ :

$$Y_{2}(P) = \begin{cases} Y_{02} + \mu_{2} \cdot P, & P < P_{e} \\ Y_{1}(P), & P \ge P_{e} \end{cases}$$
(2)

Здесь  $P_e$  – давление, при котором происходит смена режимов разрушения: от хрупкого с релаксацией напряжений к пластическому без релаксации. Переход с одной кривой прочности на другую при хрупком сдвиговом разрушении полагается не мгновенным, а происходит в течение некоторого интервала времени, которое можно назвать длительностью сдвигового разрушения. Его оценивают с помощью формулы  $t_f=d_f/C_f$ , где  $d_f$  – средний размер образующихся при разрушении фрагментов,  $C_f$  – характерная скорость распространения трещин. В исходной формулировке ОКУП модели средний размер фрагментов  $d_f$  вычисляется с помощью корреляционной зависимости от энергии взрыва и расстояния от центра взрыва, построенной на основе анализа данных, полученных при натурных камуфлетных взрывах [3]. Такой подход может оказаться малоэффективным при использовании ОКУП модели для моделирования другого класса задач, например, задач, связанных с прониканием ударников в скальный грунт. Поэтому в модифицированной ОКУП модели мы средний размер фрагментов определяем, используя модель хрупкого разрушения Грейди [6], с помощью формулы:

$$d_f = \left(\frac{\sqrt{24} \cdot K_C}{\rho \cdot C_f \cdot \dot{\varepsilon}}\right)^{\frac{2}{3}},\tag{3}$$

где  $\rho$  - плотность вещества,  $\dot{\varepsilon}$  - интенсивность скорости деформации,  $K_C$  - коэффициент трещиностойкости. Это автоматически снимает все вопросы о границах применимости эмпирических формул и позволяет использовать ОКУП модель для моделирования задач проникания.

В качестве тестовой была рассмотрена задача о камуфлетном взрыве в гранитном массиве сферического заряда ТНТ. При сравнении с опытными данными использовался принцип энергетического подобия по энергии взрыва  $q^{1/3}$ . На рисунке 1 приведены зависимости массовой скорости от приведенного времени на разном расстоянии от центра энерговыделения, полученные при камуфлетном ядерном взрыве в гранитном массиве (эксперимент Pile Driver с q=56 кт [1]) и в расчете. Видно хорошее согласие результатов опыта и расчета. На рисунке 2 изображены расчетные зависимости максимального значения массовой скорости и

приведенного максимального смещения от приведенного расстояния в сравнении с данными для нескольких ядерных взрывов в гранитных массивах [2]. Видно, что экспериментальные точки имеют достаточно сильный разброс, а расчетная кривая проходит примерно посередине. На рисунке 3 представлено сравнение результатов опытов по взрывам небольших зарядов ВВ в гранитных блоках [7] и расчетных данных. Между ними наблюдается хорошее согласие.



**Рис. 1.** Зависимости массовой скорости от приведенного времени в расчете и в эксперименте Pile Driver на приведенном расстоянии от центра энерговыделения: а) 52 м/кт<sup>1/3</sup>, б) 120 м/кт<sup>1/3</sup>



**Рис. 2.** Данные по камуфлетным взрывам в гранитных массивах: а) зависимость максимального значения массовой скорости от приведенного расстояния, б) зависимость приведенного максимального смещения от приведенного расстояния



**Рис. 3.** Зависимость максимального значения радиального напряжения от приведенного расстояния: а) при взрыве 2 г тэна, б) при взрыве 2 г ТНТ

В литературе представлено небольшое количество экспериментальных работ, посвященных прониканию ударников в мишени из гранита. Наиболее подробно постановка и результаты экспериментов изложены в статье [8]. В этой работе приведены результаты опытов по нормальному прониканию свинцовой пули массой 3.2 г радиусом 0.3 см со скоростью 1.2 км/с и медного шарика радиусом 0.64 см со скоростью 0.69 км/с в блоки из гранита. После удара измерялась глубина и диаметр образованного кратера, с помощью ультразвуковой томографии определялись размеры области разрушенного материала мишени, а также делался поперечный разрез мишени вдоль оси стрельбы.

В статье [9] приведены результаты анализа структуры разрушения скального грунта, реализовавшейся в подобных экспериментах. Авторы данной работы выделили четыре типа поврежденности или трещин: концентрические, радиальные, откольные (расположены около свободной поверхности) и конические трещины. Непосредственно под кратером расположена область сдвигового разрушения с раздробленным материалом. В этой зоне разрушение грунта происходит при больших сжимающих напряжениях за счет скола. Концентрические и радиальные трещины формируются в этой области. Размеры области сдвигового разрушения определяются расстоянием, на котором давление на фронте расходящейся ударной волны в преграде уменьшается до величины упругого предела Гюгонио. Под зоной сдвигового разрушения расположена область радиальных трещин, которые появляются за счет действия растягивающих тангенциальных напряжений на фронте расходящейся упругой волны. Откольные трещины возникают при разгрузке от свободной поверхности. Конические трещины в виде развитого усеченного конуса, так называемого конуса Герца, возникают за счет пластического сдвига.

На примере расчета проникания свинцовой пули рассмотрим основные особенности разрушения скального грунта при высокоскоростном ударе компактным ударником. На рисунке 4 показаны продольные разрезы мишени, полученные в данном расчете на разные моменты времени, с соответствующими комментариями. Из рисунка видно, что после соударения по преграде распространяется пластическая волна или область сдвигового разрушения, перед которой движется упругий предвестник. После остановки пластической волны за фронтом упругого предвестника начинают возникать радиальные трещины. По мере дальнейшего распространения и затухания упругой волны фронт появления радиальных трещин останавливается. Также на момент времени *t*=33 мкс на рисунке 4 можно выделить конические (конус Герца) и откольные трещины. Видно, что сначала они появляются за счет сдвига, затем продолжают развиваться за счет разрушения на растягивающих напряжениях. На основании проведенного анализа можно сделать вывод, что расчетная картина разрушения мишени из скального грунта качественно хорошо согласуется с опытной. Это говорит о возможности использования ОКУП модели для моделирования задач, связанных с высокоскоростным ударом.

291



**Рис. 4.** Поперечные разрезы гранитной мишени в расчете со свинцовой пулей (слева поле плотности, справа поле состояния материала) на характерные моменты времени: а) *t*=2 мкс, б) *t*=7 мкс, в) *t*=17 мкс, г) *t*=33 мкс

На рисунке 5 приведены поперечные разрезы гранитных мишеней в опытах [8] и соответствующих расчетах. В таблице 1 приведены параметры кратеров (D – диаметр, H – глубина) и размеры области радиальных трещин  $D_d$ . Наблюдается хорошее качественное и количественное согласие между результатами экспериментов и расчетов.



**Рис. 5.** Поперечные разрезы гранитных мишеней после удара в эксперименте [8] и расчете (слева поле плотности, справа поле состояния материала): а) при ударе свинцовой пулей, б) при ударе медным шариком

Тип ударника	Скорость удара, км/с	Тип данных	<i>D</i> <sub><i>d</i></sub> , см	<i>D</i> , см	Н, см
Свинцовая пуля	12	Опыт	7	7.5	1.5
Сынцовая нуля	1.2	Расчет	8	7.6	1.35
Мелный шарик	0.69	Опыт	9	5.5	0.9
Педнын шарты	0.07	Расчет	7.5	5	0.9

Таблица 1 – Результаты опытов и расчетов

В заключении перечислим основные результаты работы:

- Предложена модификация ОКУП модели разрушения и деформирования скального грунта: при вычислении среднего размера фрагмента при сдвиговом разрушении вместо эмпирической формулы для взрывов используется модель хрупкого разрушения Грейди. Это позволило расширить класс решаемых с помощью ОКУП модели задач.
- Модифицированная ОКУП модель реализована в программном комплексе ЭГАК. В валидационных расчетах на эйлеровой сетке получено хорошее соответствие экспериментальным данным по камуфлетным взрывам в гранитных массивах и прониканию компактных ударников в мишени из гранита.

# Литература

1. Simulation of an underground explosion in granite: Preprint / LLNL; Antoun T.H., Vorobiev O.Y., Lomov I.N., Glenn L.A.; UCRL-JC-134523 Rev.1. Livermore, 1999. [Электронный ресурс: <u>http://e-reports-ext.llnl.gov/pdf/235748.pdf</u>].

2. Antoun T.H., Lomov I.N., Glenn L.A. Simulation of the penetration of a sequence of bombs into granitic rock // Int. J. Impact Engng., 2003. Vol.29. P.81-94.

3. Замышляев Б.В., Евтерев Л.С. Модели динамического деформирования и разрушения грунтовых сред. М.: Наука, 1990.

4. Физика ядерного взрыва. Том 1. Развитие взрыва / В.Н. Архипов, Л.С. Евтерев, Б.В. Замышляев и др.; Под ред. В.М. Лоборева. М.: Изд-во МФТИ, 2000.

5. Янилкин Ю.В. и др. Комплекс программ ЭГАК++ для моделирования на адаптивно-встраивающейся дробной счетной сетке // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Мат. моделирование физических процессов, 2003. Вып.1. С.20-28.

6. Grady D.E. The spall strength of condensed matter // J. Mech. Phys. Solids, 1988. Vol.36. P.353-384.

7. Ляхов Г.М. Основы динамики взрывных волн в грунтах и горных породах. М.: Недра, 1976.

8. Ai H.A., Ahrens T.J. Simulation of dynamic response of granite: A numerical approach of shock-induced damage beneath impact craters // Int. J. Impact Engng., 2006. Vol.33. P.1-10.

9. Polanskey C., Ahrens T.J. Impact spallation experiments: Fracture patterns and spall velocities // Icarus.1990.Vol.87. P.140-155.

# ЧИСЛЕННОЕ 3D-МОДЕЛИРОВАНИЕ ОТКОЛЬНЫХ И СДВИГОВЫХ РАЗРУШЕНИЙ В ОБОЛОЧКАХ ИЗ АУСТЕНИТНОЙ СТАЛИ 12Х18Н10Т, Fe И СТАЛИ 30ХГСА ПРИ ИХ СФЕРИЧЕСКОМ И КВАЗИСФЕРИЧЕСКОМ ВЗРЫВНОМ НАГРУЖЕНИИ

# Е.А. Козлов<sup>1</sup>, О.В. Ольхов<sup>2</sup>, Е.В. Шувалова<sup>2</sup>

 <sup>1</sup> Российский федеральный ядерный центр – Всероссийский научно-исследовательский институт технической физики им. Е.И.Забабахина, Снежинск, Россия
 <sup>2</sup> Российский федеральный ядерный центр – Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики, Саров, Россия

Совершенствование физических представлений процессах 0 динамического разрушения материалов при высокоинтенсивных ударноволновых нагрузках должно опираться на новые экспериментальные подходы и методы регистрации, позволяющие одновременно исследовать зарождение, развитие и компактирование (залечивание) откольных и сдвиговых микро-, мезо- и макроповреждений. Полученные в таких экспериментах данные необходимо использовать для калибровки имеющихся и создания новых многоуровневых прочностных моделей, учитывающих кинетику разрушения на различных пространственно-временных масштабах. Лазерно-интерферометрическая методика [1,2] является одной из перспективных экспериментальных методик для регистрации откольных явлений в ударно нагружаемых материалах. В работах [1,3-6] эта методика применена для исследования процессов, происходящих при взрывном обжатии стальных оболочек. Совместно с постопытным металлографическим анализом (в случае, если в экспериментах удается сохранить обжимаемые оболочки) лазерная интерферометрия позволяет определить характер и динамику возникающих в оболочках откольных разрушений. Целью настоящей работы развития является численное моделирование экспериментов [1,3-6] по программе ЛЭГАК [7] с использованием различных моделей, описывающих ударноволновую сжимаемость, упругопластические и прочностные свойства исследуемых материалов.



**Рис. 1.** Схема постановки взрывных экспериментов с оболочками из сталей 30ХГСА и 12Х18Н10Т с лазерно-интерферометрической диагностикой: 1 – изучаемая оболочка; 2 – сферический слой взрывчатого состава на основе октогена с  $R_{\rm BB}$ =40 и  $h_{\rm BB}$ =10 или 16 мм; 3 – система инициирования; 4 – защитная плита из Al Ø120×10 мм; 5 – измерительная головка с использованием линзы из ПММА Ø 9 мм и фокусным расстоянием f=15 мм; 6 – держатель измерительной головки.

Подробное описание экспериментальных сборок и методов регистрации дано в [2]. Постановка полусферического взрывного эксперимента представлена схематично на рис. 1. Характеристики использованных лазерно-интерферометрических каналов регистрации по схеме Фабри-Перо описаны в [2].

Опыты, которые моделировались в трехмерных расчетах, представлены в таблице 1. Инициирование сферического слоя октоген-содержащего ВС с наружным радиусом  $R_{\rm BB} = 40$  мм и толщиной  $h_{\rm BB}$  10 или 16 мм осуществлялось синхронно 96 инициаторами из пластичного ВВ на основе ТЭНа МФС-96. Масса 96-ступенчатых инициаторов на сферу  $R_{\rm BB} = 40$  мм составляла 43 грамма при массе ВВ сферического слоя 288 или 391 грамм.

Таблица 1 – Изучаемые оболочки, условия их взрывного нагружения и использованные диагностические методики

	·	30ХГСА HRC 3540	12X18H10T		
1.	Режим взрывного нагружения: $R_{BB}$ =40 мм, $h_{BB}$ =10 мм, HMX-based composition, MФС-96				
	Методики регистрации:	Опыт 4	Опыт 12		
	– лазерная	R <sub>нар</sub> =29.90 мм	R <sub>нар</sub> =29.97 мм,		
	интерферометрия,	R <sub>пол</sub> =27.96 мм	R <sub>пол</sub> =20.00 мм		
	– сохранение	h <sub>oδ</sub> =1.94 mm, ε=6%	h <sub>об</sub> =9.97 мм, ε=33%		
2.	Режим взрывного нагружения: $R_{BB}$ =40 мм, $h_{BB}$ =16 мм, HMX-based composition, MФС-96				
	<u>Методика регистрации:</u>	Опыт 10			
	– лазерная	R <sub>нар</sub> =23.90 мм,			
	интерферометрия	R <sub>пол</sub> =22 мм			
		h <sub>oδ</sub> =1.90 mm, ε=8%			

Типичный вид временных разверток интерферограмм, полученных при проведении взрывных экспериментов, представлен на рис. 2a, б. Временная развертка – справа налево. Метки времени – 0.3 мкс. Результаты обработки интерферограммы приведены на рис. 2в.



**Рис. 2.** Основные результаты экспериментов. Особенности деформации оболочки из 30ХГСА при взрывном нагружении с многоточечным инициированием детонации. Временные развертки интерферограмм (а, б), полученные в опытах 4 и 10.

Расчеты проводились по программе ЛЭГАК-3D [7]. При моделировании взрывных экспериментов использовались следующие модели откольного разрушения: модель хрупкого откола, кинетическая модель откольного разрушения NaG (nucleation and growth) [8], и модели сдвиговой прочности: модель сдвиговой прочности с постоянным пределом текучести, модель

сдвиговой прочности Глушака Б.Л. [9]. Расчетные зависимости скорости внутренней поверхности оболочки от времени приведены на рисунках 3-5 для всех опытов.



**Рис. 3.** Расчетные зависимости скорости внутренней поверхности оболочки под проекциями центров инициирующих элементов опыт №4



Рис. 4. Расчетные зависимости скорости внутренней поверхности оболочки под проекциями центров инициирующих элементов опыт №12



Рис. 5. Расчетные зависимости скорости внутренней поверхности оболочки под проекциями центров инициирующих элементов опыт №10

С использованием программы ЛЭГАК-3D проведены трехмерные расчеты по описанию моделированию схождения оболочек из стали 30ХГСА в состоянии поставки и аустенитной нержавеющей стали 12Х18Н10Т, нагружаемых детонационной волной. Показано, что выбранная технология численного моделирования экспериментов по взрывному нагружению стальных оболочек позволяет описать все характерные особенности процессов, наблюдаемых в

экспериментах с различными типами сталей и с оболочками различной относительной толшины.

# Литература

- E.A.Kozlov, S.A.Brichikov, N.S.Zhilyaeva, L.V.Khardina, L.P.Brezgina, V.P.Povyshev, Deterministic Perturbations Developing on Steel Shells under Quasispherical Explosive Loading. Investigation Results using Laser Interferometry and Gamma-Tomography. Russian-US Conference on Materials Properties in Extremal Conditions, 6LAB Conference Engineering & Materials at Extreme Conditions, 23-28 October, 2011, Barcelona, Spain
- 2. Е. А. Козлов, С. А. Бричиков, Д. С. Боярников, Д. П. Кучко, А. А. Дегтярев. Особенности динамики схождения стальных оболочек при их взрывном нагружении по результатам лазерно-интерферометрических измерений. ФММ, 2011, т.112, № 4, стр. 412-428 [Phys. Metals and Metallog. (Engl. trans.), 2011, Vol. 112, No. 4, pp. 389–404]
- 3. E.A.Kozlov, S.A.Brichikov, V.G.Vildanov, D.M.Gorbachev, D.T.Yusupov, Spall and shear fractures in the spherically converging shells of iron and steels. Measurements of energy and residual strains, Russ. J. Deformation and Fracture of Materials, 2008, № 11, pp.2-10, Proceedings for the Joint U.S. Russia Conference on Advances in Materials Science, August 31 to September 4, 2009, Prague, Czech Republic, pp.IV 6-11
- 4. Е.А. Козлов, И.Г. Бродова, С.А. Бричиков, Д.М. Горбачев, Т.И. Яблонских, Структура и откольные разрушения оболочек из армко-железа при различных режимах взрывного нагружения, Деформация и разрушение материалов, 2008, № 11, стр. 11-18
- 5. Е.А.Козлов, И.Г.Бродова, С.А.Бричиков, Д.М.Горбачев, Т.И.Яблонских, Откольные и сдвиговые разрушения, структурные и фазовые превращения в оболочках из стали 30ХГСА при двух режимах взрывного нагружения, Деформация и разрушение материалов, 2010, № 1, стр.17-25
- 6. Е. А. Козлов, И. Г. Бродова, Т. И. Яблонских, Разрушение в волнах напряжений и залечивание при схождении оболочек из аустенитной стали 12Х18Н10Т, Деформация и разрушение материалов, 2011, № 9, стр. 8-14
- 7. Авдеев П. А., Артамонов М. В., Бахрах С. М. и др. Комплекс программ ЛЭГАК для расчета нестационарных течений многокомпонентной сплошной среды и принципы реализации комплекса на многопроцессорных ЭВМ с распределенной памятью, Вопросы атомной науки и техники. Сер. Математическое моделирование физических процессов, 2001. Вып. 3, стр. 14-18.
- 8. L. Seaman, D.R. Curran, D.A. Shockey. Computational models for ductile and brittle fracture, J. of Appl. Phys., 1976, vol. 47, № 1, pp.4814-4826
- 9. Глушак Б.Л., Гударенко Л.Ф., Стяжкин Ю.М. Полуэмпирическое уравнение состояния металлов с переменной теплоемкостью ядер и электронов.// ВАНТ. Серия: Математическое моделирование физических процессов. 1991. Вып. 2. С. 57-62.

# РАСЧЕТНО-ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ЗАРОЖДЕНИЯ, РАЗВИТИЯ И КОМПАКТИРОВАНИЯ ПОВРЕЖДЕННОСТИ В АЛЮМИНИИ 1060 В УСЛОВИЯХ ОСЕСИММЕТРИЧНОГО НАГРУЖЕНИЯ <sup>\*</sup>

# <sup>1</sup>С.С.Надежин, <sup>1</sup> П.В.Дудай, <sup>1</sup>А.В.Ивановский, <sup>1</sup>Тюпанова О.А., <sup>1</sup>А.М. Подурец, <sup>1</sup>А.В. Цибиков, <sup>1</sup>А.Н. Баландина, <sup>2</sup>R.R.Reinovsky, <sup>2</sup>А.М.Kaul, <sup>2</sup>D.Holtkamp, <sup>2</sup>D.Oro

<sup>1</sup>Российский федеральный ядерный центр - ВНИИЭФ, Саров, Россия <sup>2</sup>Лос–Аламосская Наииональная Лаборатория, Лос–Аламос, США

В работе представляются результаты численного моделирования двух заключительных опытов [1] из серии совместных ВНИИЭФ/ЛАНЛ экспериментов (серия R-Damage). В рамках этих опытов выполнено исследование развития откольного разрушения и последующего компактирования поврежденной среды в мишенях из экструдированного алюминия Al 1060 в условиях осесимметричного нагружения. Целью настоящей работы является расчетнотеоретический анализ особенностей поведения поврежденной среды вод воздействием слабых волн сжатия.

В описываемой серии *R-Damage* [1, 2] полые цилиндрические мишени, имеющие различные внутренние и внешние диаметры, нагружались ударом цилиндрических лайнеров, разгоняемых электромагнитным полем, создаваемым с помощью взрывомагнитного источника энергии (ВИИМ). Конструкция ВИИМ, импульсной состоящего ИЗ спирального взрывомагнитного генератора (СВМГ), взрывного размыкателя тока (РТ), взрывного прерывателя тока (ПТ) и коаксиальной передающей линии (ПЛ), по которой ток от взрывомагнитного устройства подводится к лайнерной нагрузке, представлена в докладе [3]. Полная постановка опытов серии *R-Damage* подробно описана в докладах [1,2].

Используемый в рассматриваемых экспериментах принцип разгона лайнеров за счет давления магнитного поля, возникающего при протекании по лайнеру импульса тока задаваемой формы, обеспечивает простоту вариации режима их движения и, соответственно, нагружения мишеней. Для реализации импульсов *I(t)* заданной длительности создан и используется прерыватель тока (ПТ) [2].

В описываемых экспериментах *R-Damage-8,9* при фиксированной максимальной амплитуде тока ПТ работал с определенной задержкой по времени, обеспечивающей требуемую длительность импульса тока ~ 35 мкс в лайнерной нагрузке при длительности спада тока ~26 мкс (см. рисунок 1). Такие характеристики импульса *I(t)* обеспечивали продолжительный разгон лайнера и его двукратное торможение на мишенях. В результате, в мишенях реализовывался режим с двумя последовательными волнами сжатия, отражение первой из которых от внутренней (свободной) поверхности мишени создает условия для

Numerical analysis of nucleation, growth and recollection of damage in aluminum 1060 under axi-symmetric convergence, Pavel V. Duday<sup>(1)</sup>, Andrey V. Ivanovsky<sup>(1)</sup>, Sergey S. Nadezhin<sup>(1)</sup>, Olga A. Tyupanova<sup>(1)</sup>, A.M. Podurets<sup>(1)</sup>, A.V. Tsibikov<sup>(1)</sup>, A.N. Balandina<sup>(1)</sup> Robert E. Reinovsky<sup>(2)</sup>, Ann M. Kaul<sup>(2)</sup>, D.Holtkamp<sup>(2)</sup>, D.Oro<sup>(2)</sup>.

<sup>&</sup>lt;sup>(2)</sup> LANL, Los-Alamos, NM, USA

взаимодействия двух встречных волн разрежения и развития откольного разрушения, а вторая волна компактирует развившуюся поврежденность.

В каждом опыте исследовался отклик двух полых цилиндрических мишеней одинаковой толщины 6 мм, различающихся начальными радиусами: мишень 1 (T1)  $R_{\mu a q} = 50-56$  мм, мишень 2 (T2)  $R_{\mu a q} = 49.5-55.5$  мм (см. рис. 2). Начальные радиусы лайнера составляли  $R_{Liner} = 57-60$  мм (толщина 3 мм). Применение специально разработанной системы защиты обеспечивало сохранение мишеней и возможность проведения металлографического анализа их постопытного состояния с целью выявления степени откольного разрушения и его компактирования (см. фото разрезанных нагрузок на рис. 3).



Рисунок 1 – Импульсы тока, зарегистрированные фарадеевскими датчиками (ЛАНЛ)



Рисунок 2 – Разрез лайнерного узла



a) *R-Damage-8*;

б) R-Damage-9

Рисунок 3 – Фотографии разрезанных нагрузок после опыта

Выполнено численное моделирование проведенных экспериментов в двумерном приближении. Для моделирования зарождения и развития откольного разрушения использовалась двухстадийная кинетическая модель типа *NAG* [4].Результатом расчетнотеоретического анализа опытов *R–Damage –8,9* в рамках настоящей работы явилась разработка модели динамического компактирования и выбор конкретных значений ее параметров. Результаты численного моделирования и опытные данные представлены на рисунке 4. Получено адекватное описание совокупности результатов динамических измерений (скорости движения свободной поверхности мишеней) и постопытных металлографических исследований, что свидетельствует о корректности использованных математических моделей.

Моделирование в 2D приближении также адекватно воспроизводит постопытную форму сохраненных в опытах мишеней. Как видно из сравнения (рисунок 5) фотографий поперечных сечений мишеней из опыта RD-9 и расчетных распределений поврежденности, двумерное моделирование полностью воспроизводит положение областей скомпактированной и нескомпактированной поврежденности в этих мишенях.



б) мишень 2

Рисунок 4 – Скорости движения внутренней поверхности мишеней в опыте RD-9



Рисунок 5 – Сравнение состояния мишеней из опытов R-Damage-8,9

#### Литература

[1] П.В.Дудай, А.В.Ивановский, О.А. Тюпанова и др. "Применение взрывомагнитных генераторов для исследования реологических свойств алюминия. Опыты R-Damage-8,9", Межд. конф. Харитоновские тематические научные чтения. Саров. 2012..

[2] P.V. Duday, A.V. Ivanovsky, A.I.Kuzyaev, I.V.Morozov, S.S.Nadezhin et al. Study of Aluminum ALCAN Spall Fracture and Recollection Using an Explosive Magnetic Pulsed Power Source on the Basis of a Helical EMG. Results of R-Damage 0-7 Series of Experiments // The 13<sup>th</sup> International Conference on Megagauss Magnetic Field Generation and Related Topics. Suzhou, China, July 06-10, 2010.

[3] П.В. Дудай, В.А. Иванов, А.В. Ивановский, А.И. Краев, W.L. Atchison, А.М. Kaul, R.E. Reinovsky и др. Экспериментальный стенд на основе спирального ВМГ для исследований механизма откола в цилиндрической геометрии. Сборник докладов «VII Харитоновские чтения по проблемам физики высоких плотностей энергии», г.Саров, 21-24 марта 2006 г

[4] L.Seaman, D.Curran, A.Shockey "Computational models for ductile and brittle fracture" // J.Appl.Phys. 1976. v. 47. № 11. p. 4814-4826.

# ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПЛАСТИЧЕСКОГО ДЕФОРМИРОВАНИЯ ТИТАНОВЫХ ОБРАЗЦОВ ПРИ ДВУХПОРШНЕВОМ ДКУП<sup>\*</sup>

С.А. Зелепугин<sup>1,2</sup>, А.С. Зелепугин<sup>1,2</sup>, Е.В. Ильина<sup>1</sup>, Н.В. Олимпиева<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Томский государственный университет, Томск, Россия <sup>2</sup>Томский научный центр СО РАН, Томск, Россия

Одним из активно развиваемых направлений в современном материаловедении является получение объемных наноструктурных материалов – перспективных конструкционных и функциональных материалов нового поколения [1 - 5]. Выделяются два основных метода их получения – компактирование исходных нанопорошков и формирование наноструктур при интенсивной пластической деформации (ИПД). Исследования ультрамелкозернистых (УМЗ) металлов, полученных ИПД, показали, что они характеризуются рядом уникальных свойств – повышенной в несколько раз, по сравнению с крупнозернистыми аналогами, прочностью, сочетающейся с хорошей пластичностью, низко- и высокотемпературной сверхпластичностью, циклической и радиационной стойкостью [1].

Для получения УМЗ структуры методом ИПД используют процесс равноканального углового прессования (РКУП), развитый Р.З. Валиевым с сотрудниками [1]. Во ВНИИ технической физики Российского федерального ядерного центра (г. Снежинск) предложен динамический вариант этого метода (ДКУП), в котором продавливание материала через каналы осуществляется путем импульсной нагрузки за счет энергии продуктов горения пороха, сжатых газов и др. [2, 3]. Основное преимущество этого метода по сравнению с РКУП состоит в том, что увеличивается скорость пластического деформирования, в результате чего появляется возможность принципиального изменения свойств металлов и сплавов сочетанием высоких прочности и пластичности при формировании в них ультрамелкозернистых структур [2]. Исследования такого необычного сочетания прочности и пластичности наноструктурных материалов имеют важное как фундаментальное, так и практическое значение.

В данной работе численно исследован процесс деформирования образцов из титана при динамическом канально-угловом прессовании для двухпоршневой схемы нагружения. Проведены сравнения с другими схемами: инерционной, динамической, динамической с пуансоном. Показано преимущество динамических схем по сравнению с инерционной, заключающееся в сокращении времени процесса ДКУП, меньшем удлинении образцов после прессования, снижении уровня поврежденности образцов после обработки. Для схемы «динамическая двухпоршневая» определены рациональные сочетания параметров начальная

Numerical Simulation of Plastic Deformation of Titanium Samples at Two-Piston DCAP S.A. Zelepugin, A.S. Zelepugin, E.V. Il'ina, N.V. Olimpieva

Tomsk State University, Tomsk, Russia

Tomsk Research Center SB RAS, Tomsk, Russia

скорость титановых образцов – давление и противодавление, обеспечивающие прохождение образцов по каналам и их целостность.

Процессы деформирования образцов при их движении по пересекающимся каналам исследуются численно в плоскодеформационной постановке в рамках упругопластической модели среды [4, 5]. В численных расчетах используется модель повреждаемой среды, характеризующаяся возможностью зарождения и эволюции в ней микроповреждений. Элементарный объем среды W составляют ее неповрежденная (сплошная) часть, занимающая объем  $W_c$  и характеризующаяся плотностью  $\rho_c$ , а также занимающие объем  $W_f$  микроповреждения, плотность которых полагается равной нулю. Средняя плотность среды связана с введенными параметрами соотношением  $\rho = \rho_c(W_c / W)$ . Степень поврежденности среды характеризуется удельным объемом микроповреждений  $V_f = W_f / (W \rho)$ .



Рис. 1. Поля и изолинии удельной энергии сдвиговых деформаций (кДж/кг) в образце в момент контакта образца с поршнем (слева) и в момент времени 0.2 мс (справа).

Система уравнений, описывающая нестационарное адиабатическое движение прочной сжимаемой среды состоит из уравнений неразрывности, движения, энергии. Моделирование «отрывных» разрушений проводится с помощью кинетической модели разрушения активного типа [6]. Давление в неповрежденном веществе считается функцией удельного объема неповрежденного вещества и удельной внутренней энергии и во всем диапазоне условий нагружения определяется с помощью уравнения состояния типа Ми-Грюнайзена, в котором коэффициенты подбираются на основе констант ударной адиабаты Гюгонио. Определяющие соотношения связывают компоненты девиатора напряжений и тензора скоростей деформаций и используют производную Яуманна. Для описания пластического течения используется условие Мизеса. Учтены зависимости модуля сдвига и динамического предела текучести от температуры и уровня поврежденности материала [7]. Для решения задачи используется модифицированный метод конечных элементов без глобальной матрицы жесткости, предназначенный для решения задач высокоскоростного нагружения.

Процесс интенсивного пластического деформирования моделировался на примере титановых образцов шириной 16 мм и длиной 65 мм. Начальная скорость образцов  $v_0$  варьировалась в диапазоне 100 – 500 м/с, давление толкающего поршня  $P_0 = 0.1 - 0.75$  ГПа, давление противодействующего поршня  $P_1 = k P_0$ , причем коэффициент k варьировался от 0.1 до 0.7. Угол пересечения каналов 90°. В области внешнего угла стенок каналов матрицы задана наклонная площадка под углом 45°. Расстояние между противодействующим поршнем и точкой пересечения каналов варьировалось от 0 до 50 мм. Между внутренней поверхностью матрицы и поверхностью образца реализованы условия жесткой стенки.



**Рис. 2.** Поля и изолинии температуры (К) (слева) и поля удельного объема микроповреждений (см<sup>3</sup>/г) (справа) в образце при начальном расстоянии между противодействующим поршнем и точкой пересечения каналов 20 мм.

На рис. 1 представлены поля и изолинии удельной энергии сдвиговых деформаций в образце в момент контакта с противодействующим поршнем и в момент времени 0.2 мс при  $v_0 = 250$  м/с,  $P_0 = 0.65$  ГПа,  $P_1 = 0.39$  ГПа для начального расположения противодействующего поршня в горизонтальном канале на расстоянии 15 мм от точки пересечения каналов. По мере роста начального расстояния между противодействующим поршнем и точкой пересечения каналов от 15 до 30 мм наблюдается увеличение степени заполнения образцом горизонтального канала и смещение зоны контакта передней части образца с поршнем. Также сокращается время всего процесса прессования за счет того, что образец успевает пройти большее расстояние по каналам матрицы перед контактом с противодействующим поршнем. Во всех исследованных случаях к моменту времени 0.2 мс после начала процесса прессования наблюдается достаточно равномерное распределение полей удельной энергии сдвиговых деформаций (и, как следствие, измельчение структуры) с локальным максимумом в зоне контакта с противодействующим поршнем.

На рис. 2 представлены поля и изолинии температуры и поля удельного объема микроповреждений в образце в момент времени 0.55 мс при  $v_0 = 100$  м/с,  $P_0 = 0.75$  ГПа,  $P_1 = 0.412$  ГПа. Поле температур практически идентично полю удельной энергии сдвиговых деформаций, что свидетельствует о том, что температурный режим при ДКУП определяется в основном пластическим деформированием материала образца. Наибольшие значения удельного объема микроповреждений возникают при прохождении образцом точки пересечения каналов в верхней его части и в области контакта образца с противодействующим поршнем. В остальной части образца уровни удельного объема микроповреждений возникают при прохождений существенно ниже.

Таким образом, определены рациональные сочетания параметров (начальная скорость, давление, противодавление) динамического канально-углового прессования, обеспечивающие прохождение титановых образцов по каналам и их целостность. Для схемы нагружения с двумя поршнями они составляют  $v_0 = 250$  м/с,  $P_0 = 0.65$  ГПа,  $P_1 = 0.39$  ГПа (коэффициент противодавления 0.6). Использование данной схемы нагружения приводит к достаточно равномерному распределению удельной энергии сдвиговых деформаций в образцах, конечная форма образца после процесса ДКУП близка к первоначальной, а максимальное значение микроповреждений в образце на порядок ниже, чем при инерционной схеме ДКУП.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований: гранты 10-08-00516-а и 11-03-98044-р\_сибирь\_а.

#### Литература

- 1. Р.З. Валиев, И.В. Александров. Объемные наноструктурные металлические материалы. М.: ИКЦ «Академкнига», 2007. 397 с.
- 2. И.В. Хомская, В.И. Зельдович, Е.В. Шорохов и др. Высокоскоростное деформирование металлических материалов методом канально-углового прессования для получения ультрамелкозернистой структуры. Деформация и разрушение материалов, 2009, № 2, с. 36-40.
- 3. И.В. Хомская, Е.В. Шорохов, В.И. Зельдович и др. Применение динамического канальноуглового прессования для получения наноструктурированных меди и латуни. Деформация и разрушение материалов, 2012, № 1, с. 17-24.
- 4. А.Н. Шипачев, Е.В. Ильина, С.А. Зелепугин. Деформирование титановых образцов при динамическом канально-угловом прессовании. Деформация и разрушение материалов, 2010, № 4, с. 20-24.
- 5. А.Н. Шипачев, И.К. Суглобова, Е.В. Ильина, С.А. Зелепугин. Выбор параметров нагружения титановых образцов при динамическом канально-угловом прессовании. Вестник Томского государственного университета. Математика и механика, 2011, № 2(14), с. 111-116.
- 6. Г.И. Канель, С.В. Разоренов, А.В. Уткин, В.Е. Фортов. Ударно-волновые явления в конденсированных средах. М.: «Янус-К», 1996. 407 с.
- 7. В.А. Горельский, С.А. Зелепугин, В.Н. Сидоров Численное исследование трехмерной задачи взаимодействия с высокопрочной преградой профилированного ударника с наполнителем. Проблемы прочности, 1992, № 1, с. 47-50.

# К РАСЧЕТУ ПРОЦЕССА ПРОБИТИЯ СЛОИСТЫХ ПРЕГРАД УДЛИНЕННЫМИ УДАРНИКАМИ С УЧЕТОМ РАДИАЛЬНЫХ КОЛЕБАНИЙ

#### В.А. Горельский, М.Ю. Орлов, Ю.Н. Орлов, К.Н. Жильцов

Национальный исследовательский Томский госуниверситет, Томск, Россия

В настоящее время слоистых конструкции нашли широкое применение в качестве защит военных и гражданских объектов и техники различного вида базирования. Отличительной особенностью любой слоистой конструкции является то, что в ней сохраняются специфические индивидуальные свойства слоев, при этом она может обладать новыми, присуще только лишь ей свойствами. На стадиях оптимизации их конструктивнокомпоновочных схем численное моделирование может выступать удобным теоретическим инструментом, позволяющим без больших материальных и временных затрат выявлять основные механизмы процессов деформирования и разрушения материалов в широком диапазоне определяющих параметров и начальных условий [1].

В работе при помощи приемов математического моделирования исследовано нормальное пробитие слоистой преграды с целью детального изучения процессов протекающих в материалах взаимодействующих тел.

Поведение среды описывается широко моделью механики сплошных сред на основе упруго-пластических уравнений Прандтля – Рейса и энергетического критерия пластичности Мизеса. Уравнение состояния выбрано в форме Уолша, основным достоинством которого является широкая доступность фигурирующих в нем постоянных. При расчете разрушений учитывается их совместное образование по отрывному и сдвиговому механизмам на отдельные фрагменты. Это позволяет в расчетах усматривать многостадийность, а также силовую и кинетическую обусловленность такого сложнейшего и необратимого физического процесса как разрушение. Система уравнений замыкается начальными и граничными условиями [2].

Физическая постановка формулируется как контактное взаимодействие удлиненного ударника с оживальной головной частью с многослойной преградой из низкоуглеродистой стали. Ударник из высокопрочной стали ШХ-15 – сердечник немецкой пули 6,1 Smk массой 2,55 г и высотой 16 мм. Начальная скорость ударника была равной 700 м/с. Объект исследования – трехслойная пластина с одинаковыми толщинами слоев по 2 мм каждый. На контактной границе слоев задано условие скольжения. Физико-механические характеристики взяты из работы [3].

Предметом исследования – двумерное напряженно-деформированное состояние взаимодействующих тел с учетом эволюции их деформационных картин и областей разрушения.

Серия вычислительных экспериментов проведена для двумерного осесимметричного случая при помощи программы для ЭВМ, разработанной в НИИ прикладной математики и

механики. Достоверность результатов численных исследований установлена посредством решения ряда тестовых задач, результаты которых сравнивались с экспериментальными данными [3].



Рисунок 1 – Компьютерная визуализация процесса пробития трехслойной преграды: Завершающая стадия процесса пробития, t = 50 мкс

На рис.1 показаны рассчитанные конфигурации «ударник – мишень» на конечной стадии процесса пробития. Выявлено, что процесс пробития происходил по механизму прокола со слабыми разрушениями носовой части ударника. Расчетным путем установлено, что первые очаги разрушения сдвигового характера появляются в материале преграды на первых микросекундах взаимодействия. Наблюдался выплеск приповерхностных слоев материала в направлении противоположном направлению движения ударника.

На рис.2 приведена графическая зависимость скорости центра масс ударника от времени. Установлено, что процесс пробития происходил приблизительно 45 мкс. Видно, что на кривой имеются участки быстрого и медленного снижения скорости; до 20-й мкс происходит быстрое, а после 20-й мкс – медленное снижение скорости.



Рисунок 2 – Зависимость скорости ударника от времени

На рис.3 показана графическая зависимость силы сопротивления внедрению ударника от времени. Кривая на графике имеет многочисленные локальные максимумы и минимумы, причем максимум отмечен на 9-й и 10 мкс. Это соответствует началу взаимодействия носика ударника с нижним слоем преграды, с его последующим разрушение. Интерес также представляют присутствие на кривой локальных максимумов на 22 и 45 мкс. В обоих случаях объяснение, по-видимому, следует искать в защемляющем действии нижнего слоя преграды, ранее упомянутом в работе [4].



Рисунок 3 – График силы сопротивления внедрению ударника



Рисунок 4 – График поврежденности материала преград от времени

На рис.4 приведена графическая зависимость параметра поврежденности ударника от времени. Установлено, что процесс развития разрушений в преграде протекал вплоть до 30 мкс. С 10-й по 20 мкс объем разрушений был увеличен с 3,7 до 10% и до конца процесса практически не изменился. Данный период времени соответствовал началу времени взаимодействия носика ударника с нижнем слоем преграды и концу его пробития.



Рисунок 5 – Радиальная компонента скорости носика (a) и тыльной части ударника (б)

В завершении проанализируем графики зависимостей радиальной компоненты скорости носика (контрольная точка 1) и ударника и его тыльной части (контрольная точка 2) (рисунок 5). Установлено, что максимальные рассчитанные значения радиальной скорости ударника в носовой и тыльной частях ударника отличались практически в 7 раз. Своего максимума скорость носика ударника достигала в первые микросекунды взаимодействия, а после 25-й мкс стремилась к нулю. Скорость тыльной части ударника, наоборот, принимала максимальное значение на конечных стадиях процесса пробития, а в начале была нулевой. Диаметр пробоины был равный 7,6 мм, а запреградная скорость  $V_3 = 472$  м/с.

Представленные результаты расчетов позволяют детально изучить процесс взаимодействия ударника с трехслойной преградой, который происходил без аномалий.

Работа выполнена при поддержке ФЦП «Кадры» (ГК №14.740.11.0585 от 05.10.2010 г.), РФФИ 10-08-00633а, 10-08-00398а.

#### ЛИТЕРАТУРА

[1] Степанов Г.В. Сопротивление металлов деформации при ударном нагружении // Проблемы прочности - №3(357) -2002, С. 7-15.

[2] Глазырин В.П., Орлов М.Ю., Орлов Ю.Н., Богомолов Г.Н. Расчет процесса пробития ударниками с различной формой головных частей однородных преград // Вестник Бурятского госуниверситета. Выпуск 9, Математика и информатика, 2011, С. 245-249.

[3] Орлов Ю.Н., Глазырин В.П., Орлов М.Ю. Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ №2010610911 от 28.01.2010 «Удар-ОС1. Ударно-волновое нагружение конструкций. Осесимметричная задача»

[4] Орлов М.Ю. Численное моделирование процесса пробития слоистых преград удлиненными ударниками // Забабахинские научные чтения – 2010: Сборник материалов Х Международной конференции, 15-19 марта 2010 г., Снежинск: Изд-во РФЯЦ-ВНИИТФ, 2010, С. 21-22.

# ДВУМЕРНАЯ ЭЛЕМЕНТАРНАЯ ЯЧЕЙКА ГЕТЕРОГЕННОГО МАТЕРИАЛА С УПРУГОПЛАСТИЧЕСКИМ СВЯЗУЮЩИМ И РАЗРУШАЮЩИМСЯ МИКРОСФЕРИЧЕСКИМ НАПОЛНИТЕЛЕМ<sup>\*</sup>

## А. В. Острик

## Институт проблем химической физики РАН, Черноголовка, Россия

Методы описания связи эффективных свойств гетерогенных материалов (ГМ) с характеристиками их компонентов представляют значительный практический интерес и достаточно давно и интенсивно развиваются (см., например, [1]). Построению уравнений и аналитических решений, описывающих термогидродинамику и акустику гетерогенных сред при известных уравнениях состояния (УРС) компонентов, посвящена работа [2]. Рассматриваются и достаточно общие подходы, описывающие поведение ГМ на основе моделей взаимопроникающих континуумов, каждый из которых характеризуется своим УРС [3]. Применительно к механическому действию ионизирующего излучения (ИИ) на конденсированные гетерогенные среды построение уравнений, описывающих поведение ГМ на этапе формирования начального профиля давления в мишени, проводилось в [4-6].

Как известно [7], для ГМ, поглощающего излучение, не существует УРС в обычном смысле слова (как средства описания квазистатически меняющейся последовательности равновесных состояний), и построение соотношений для описания поведения материала необходимо производить не независимо, а в процессе расчета энергоподвода и дальнейшего деформирования ГМ, учитывая, что устанавливающиеся напряжения зависят не только от характеристик материалов компонентов, но и от поглощенных в этих компонентах долей энергии ИИ. Поэтому соотношения, описывающие поведение неравновесно поглощающего излучение ГМ, будем называть не УРС гетерогенного материала, а его определяющими уравнениями.

В настоящей работе предлагается метод построения определяющих уравнений, описывающих поведение температурно-неравновесного ГМ, по известным уравнениям состояния его компонентов. Широкодиапазонная неравновесная модель элементарной ячейки ГМ с дисперсным наполнителем строится, исходя из допущений, принятых в [8, 9]. Предполагается, что в целом ячейка ГМ находится в условиях одноосного деформированного состояния. Расчет напряжений в пределах элементарной ячейки основывается на численном решении системы двумерных уравнений равновесия

<sup>\*</sup> Elementary 2D-cell of the heterogeneous material having elastic-plastic binder and the collapsing microspherical filler, A.V. Ostrik, Institute of Problems of Chemical Physics RAS, Chernogolovka, Russia

упругопластической среды в цилиндрических координатах, дополненной широкодиапазонными уравнениями состояния компонентов ГМ ( $u_r, u_z$ -радиальные и осевые перемещения,  $\rho_0$ ,  $\rho$ -начальная и текущая плотности, *T*-температура, *P*-давление):

$$P = P(\rho, T) = P(e, T), \qquad e = \rho_0 / \rho - 1 = \frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{\partial u_z}{\partial z} + \frac{u_r}{r}.$$

Система уравнений равновесия с соответствующими граничными условиями



Рис. 1. Граничные условия для четверти элементарной ячейки ГМ

(см. рис. 1) решается итерационным методом упругих решений [10], предложенным А.А. Ильюшиным для материалов, поведение которых описывается в рамках теории малых упругопластических деформаций. Уравнения упругости в перемещениях записываются для наполнителя и связующего В виде (индексы связующего и наполнителя опущены; наполнителя температуры И

связующего – различны, но постоянны в пределах одного материала):

$$\begin{cases} G(T)\vec{\nabla}^2 u_r + \left(\frac{G(T)}{3} - \frac{\partial P}{\partial e}\right)\frac{\partial e}{\partial r} + X_r = 0, \\ G(T)\vec{\nabla}^2 u_z + \left(\frac{G(T)}{3} - \frac{\partial P}{\partial e}\right)\frac{\partial e}{\partial z} + X_z = 0, \end{cases}$$

где  $X_r, X_z$ -компоненты объемной силы, требующиеся для реализации метода упругих решений; G(T)-модуль сдвига;  $\vec{\nabla}$ -векторный оператор набла.

На границах между наполнителем и связующим задаются условия проскальзывания или непрерывности перемещений и напряжений, соответствующих ориентации граничной поверхности. Например, для границы I на рис.1 имеем (индекс *f* относится к наполнителю, а индекс *b* к связующему):

$$u_{zf} = u_{zb}, \, \sigma_{zf} = \sigma_{zb}, \, \sigma_{rzf} = \sigma_{rzb} = 0$$
или  $u_{zf} = u_{zb}, \, \sigma_{zf} = \sigma_{zb}, \, u_{rf} = u_{rb}, \, \sigma_{rzf} = \sigma_{rzb}.$ 

Предлагаемая широкодиапазонная модель ячейки ГМ позволяет рассчитывать поведение материала во всем представляющем практический интерес диапазоне плотностей подводимой энергии (как малых энерговкладов, когда оказывается важным упруго-пластическое течение, так и больших, при которых имеют место фазовые переходы в компонентах ГМ) в предположении квазистатического характера процесса установления полей напряжений.

Большое внимание при построении модели ячейки ГМ уделяется учету структурных особенностей многослойных микросферических наполнителей, используемых в гетерогенных покрытиях для защиты от ионизирующих излучений. Учитываются потеря устойчивости (тонких микросфер с малым отношением толщины к радиусу), разрушение и необратимое схлопывание микросфер [11] в процессе поглощения энергии ИИ в гетерогенном материале.

Приводятся результаты расчетов по предлагаемой модели элементарной ячейки ГМ профилей напряжений в гетерогенных защитных покрытиях с дисперсными наполнителями из стеклянных и углеродных микросфер с напылением тяжелых металлов (вольфрама и никеля).

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований: гранты 10-08-01302-а и 11-08-01255-а.

## Литература

- 1. Ричард М. Кристенсен Введение в механику композитов М.: Мир, 1982. 334 с.
- 2. Арутюнян Г.М. Термогидродинамическая теория гетерогенных систем. М.: Физматлит, 1994. 272с.
- 3. Буряков О.В., Куропатенко В.Ф. Численное моделирование неустановившихся течений двухкомпонентной гетерогенной среды с учетом скоростной и температурной неравновесности компонент //ВАНТ, 1986. Вып. 3. С. 3–9.
- 4. Острик А.В. Термомеханическое действие рентгеновского излучения на многослойные гетерогенные преграды в воздухе.-М.: НТЦ «Информтехника», 2003.- 160с.
- 5. Грибанов В.М., Острик А.В., Ромадинова Е.А. Численный код для расчета многократного комплексного действия излучений и частиц на многослойный многофункциональный гетерогенный плоский пакет. Черноголовка: ИПХМ РАН, 2006.– 92с.
- 6. Бакулин В.Н., Грибанов В.М., Острик А.В., Ромадинова Е.А., Чепрунов А.А. Механическое действие рентгеновского излучения на тонкостенные композиционные конструкции. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2008. 256с.
- 7. Anderholm N.C., Anderson Ph. D. Laser-Heating Studies of Composite Materials. // Journal of Applied Physics. V. 43. April 1972. N. 4, p.1820.
- 8. Острик А.В., Острик Е.А. Квазистатическая модель установления давления в многокомпонентном пористом гетерогенном материале при воздействии на него излучения // Химическая физика, 2001, том 20, N 8, C.90-93.
- 9. Острик А.В., Острик Е.А. Расчет давления при воздействии рентгеновского излучения на гетерогенный материал с пластическим связующим. // Межотраслевой научно-технический журнал "Конструкции из композиционных материалов", 1999. Вып. 2. С.26-32.
- 10. Ильюшин А.А. Пластичность. Ч.1: Упруго-пластические деформации 1948. 376 с.
- 11. Ромадинова Е.А. Модель установления давления при импульсном объемном энерговыделении в гетерогенном материале с полидисперсным наполнителем /XVI Международная конференция «Воздействие интенсивных потоков энергии на вещество». Сборник трудов. Терскол, 2001. С.30-32.

# High Strain Rate Deformation Model for Contractions Elements under Local Impulsive Loadings

#### Marina V. Chernobryvko, Yuriy S. Vorobyov

Institute for Mechanical Engineering Problems, National Academy of Sciences of Ukraine, Kharkov, Ukraine

# Introduction

Some elements of modern structures are subjected to the effect of the local impulsive loadings. In such cases the features of the dynamic stress-strain states require to use three-dimensional models of materials. Thus finite deformations are also needed to be taken into account. In the local impulsive loadings area deformations are being in elastic-plasticity stages. Therefore, the dynamic deformation theory of plasticity takes into account the dynamic properties of materials.

Deformation of such structures under the local impulsive loading is often accompanied by effects which are caused by the high speed of deformation  $(10^3...10^6 \text{ s}^{-1})$ . Such high speed of the deformation characterizes processes that are distributed in practice as technological processes of welding by explosion, hydro explosive punching, metals processing by cutting and others. It is necessary to consider that deformation properties of materials are based on the speed of deformation, influence of temperature parameters and elastic-plastic behavior of materials [1-2]. Therefore, solving of such problems classes with the elastic-plastic and thermoplastic models usage are offered to be carried out.

Thus, in high-speed deformation processes of constructional elements from soft and highstrength steel, titanic and aluminium alloys modelling, temperature parameters are extremely important for the model construction to be adequate to real processes of deformation. Therefore, in dynamic loading conditions it is possible to write down the communication as follows:  $F_k = \{\sigma_i(t), \varepsilon_i(t), \dot{\varepsilon}_i(t), T\}$ 

The modified mathematical thermo-elastic-plastic model for the high strain rate deformation research is suggested. The problem is solved by the adaptive final-difference method usage.

#### Mathematical Thermo-Elastic-Plastic Model

The area sizes for development of intensive dynamic tensions are limited. Three-dimensional models are used in them. Equations of motion are:

$$(\lambda + \mu)\frac{\partial (divU)}{\partial x_i} + \mu \Delta U - 3\alpha K \frac{\partial T}{\partial x_i} = \rho \frac{\partial^2 U}{\partial t^2}, \qquad (1)$$

where U – vector of moving, T – temperature,  $\lambda, \mu$  - parameters to Lama,  $\rho$  - material density,  $\alpha$  - coefficient of thermal expansion, K - module of by volume compression.

System of equations (1) for i = 1, 2, 3 complemented by initial:

$$U = 0, \quad \frac{\partial U}{\partial t} = V_0, \quad T(x_i, t) \Big|_{t=0} = T_0, \tag{2}$$

and by boundary dependences:

$$U\Big|_{\Gamma} = f_1(P(x_i,t)), \left. \frac{\partial U}{\partial x_i} \right|_{\Gamma} = f_2(P(x_i,t)), \left. T(x_i,t) \right|_{\Gamma} = T_0.$$
(3)

The strain tensor  $\varepsilon_{ij}$  is nonlinear:

$$\varepsilon_{ij} = \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \frac{\partial u_j}{\partial x_i}.$$
(4)

The impulsive loading is:

$$P(x_i,t) = P_{max}(x_i)e^{-\frac{t}{\theta}},$$
(5)

where  $\theta$  is a parameter of decrease for loading in time [3].

The stress tensor elements  $\sigma_{ii}$  and  $\tau_{ij}$  are determined in a dynamic deformation theory

$$\sigma_{ii} - \sigma_0 = \frac{2\sigma_i(\varepsilon_i, \dot{\varepsilon}_i, T)}{3\varepsilon_i} (\varepsilon_{ii} - \varepsilon_0), \ \tau_{ij} = \frac{\sigma_i(\varepsilon_i, \dot{\varepsilon}_i, T)}{3\varepsilon_i} \gamma_{ij}, \tag{6}$$

where  $\sigma_0 = \sigma_{ii}/3$  – mean value of diagonal element of stress tensor,  $\varepsilon_0 = K\sigma_0 + \alpha T$  – mean value of diagonal element of strain tensor.

A multiplier  $\sigma_i(\varepsilon_i, \dot{\varepsilon}_i, T) / \varepsilon_i$  contains dynamic material properties  $\sigma_i(\varepsilon_i, \dot{\varepsilon}_i, T)$ :

$$\sigma_{i} = \sigma_{s} \left\{ \left[ 1 + \left(\frac{\dot{\varepsilon}_{i}}{D}\right)^{\frac{1}{n}} \right] + \frac{\varepsilon_{i}}{\varepsilon_{s}} - \left[ 1 + \left(\frac{\dot{\varepsilon}_{i}}{D}\right)^{\frac{1}{n}} \right] \right\}^{m} \left( 1 - \frac{T - T_{k}}{T_{p} - T_{k}} \right)^{r},$$
(7)

where  $\sigma_s$  – static limit of fluidity on stress,  $\varepsilon_s$  – static limit of fluidity on strain, D, n, m, r – experimental parameters of dynamic material properties,  $T_k$  – temperature which determination of material properties,  $T_p$  – temperature of melting of material.

Dynamic limit of fluidity:

$$\sigma_{s\ din} = \sigma_s \left[ 1 + \left(\frac{\dot{\varepsilon}_i}{D}\right)^{\frac{1}{n}} \right]. \tag{8}$$

Verification is conducted on the Pisarenko-Lebedeva criterion:

$$\sigma_{\Pi} = \chi \sigma_s + \sigma_1 (1 - \chi), \quad \chi = \sigma_P / \sigma_C. \tag{9}$$

Equations (1) - (9) allow full defining the parameters of the stress-strain state of construction element under the action of impulsive loading.

## **Numerical Simulation**

A dynamic problem has nonlinear character. The final-difference method allows to get an adequate decision in knots. The choice of small step allows conducting linear task.

Deformation process for the local zone of contraction elements is examined. The local zone of impact loading is  $1 \text{ mm} \times 1 \text{ mm}$  and the hitting speed is 125 m/s.

For the calculation of the local area deformation in construction element the followings parameters of material were used:

 $E = 1,3 \cdot 10^{11} \text{ Pa}, E_1 = 10,07 \cdot 10^8 \text{ Pa}, \varepsilon_s = 3,75 \cdot 10^{-3}, \sigma_s = 4,9 \cdot 10^8 \text{ Pa}, \sigma_{II} = 6,9 \cdot 10^8 \text{ Pa}, T_p = 1680^0 \text{ C},$   $T_k = 27^0 \text{ C}, \alpha = 8,3 \cdot 10^{8} \, {}^{0}\text{C}^{-1}, \nu = 0,3 \div 0,5, \rho = 4,5 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^3, D = 4,45 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}, n = 4,84;$ m = 0,21; r = 1.

The results of calculations yield stress is presented on a fig. 1.



Fig. 1. The result of the direct numerical simulation yield stress

# **Concluding Remarks**

The high strain rate deformation process in construction element is local in the impulsive loading zone. The suggested three-dimensional mathematic model allows to describe the wave character of given process. The usage of Pisarenko-Lebedeva and dynamic limit of fluidity criteria allow to determine the area of destruction with the dynamic properties of materials were taken into account and make a subsequent forecasting.

### References

1. Stepanov G. V. Elastoplastic deformation and fracture of materials under pulse loading (Naukova Dumka, Kiev, 1991), 288 p.

2. Armstrong R. W., Walley S. M., High strain rate properties of metals and alloys, International Materials Reviews, 2008, Vol. 53, N 3, PP. 105-128.

3. Chernobryvko M. V., Vorobyov Y. S., Kruszka L., Method to Analyze the Effect of the Shock-Wave Loading on Building Elements, International Journal of Protective Structures, 2012, Vol. 3, N 2, PP. 141-146.

## ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ МЕХАНИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ОДНОНАПРАВЛЕННЫХ КОМПОЗИЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ НА ОСНОВЕ ВЫСОКОМОДУЛЬНЫХ СТЕКЛО- И ОРГАНОВОЛОКОН

#### Е.В.Бахтина

#### Институт проблем прочности им. Г.С.Писаренко НАН Украины, Киев, Украина

Изготовленные из многослойных композиционных материалов (КМ) цилиндрические оболочки конечной длины, нагруженные внутренним взрывным импульсом, находят применение в различных областях науки и техники, в частности в атомной энергетике. Вопросу деформирования и разрушения таких элементов конструкций уделено значительное внимание в литературе. Большая часть работ выполнена экспериментально в РФ в РФЯЦ-ВНИИЭФ(г.Саров). Исследовалось влияние армирующих материалов и основы, количества и углов навивки слоев, передающей среды внутри цилиндров и т.д. Следует отметить ограниченные возможности экспериментальных исследований по широкомасштабному изучению поведения такого рода оболочек и их дороговизну. В этой связи большое значение приобретают теоретические работы. В настоящее время для моделирования поведения многослойных композиционных цилиндров при внутреннем взрывном нагружении используются различные теории оболочек. Использование уравнений динамической теории упругости и теорий разрушения для многомерных задач повышает точность моделирования, расширяет возможности анализа. Однако такое моделирование требует наличия пакета прикладных программ (ППП) и знания большего числа констант упругости и прочности.

В Институте проблем прочности НАН Украины разработан ППП исследования НДС и оценки прочности многослойных толстостенных цилиндров конечной длины при взрывном нагружении. При разработке алгоритма использованы уравнения динамической теории упругости и широко распространенный в приложениях феноменологический критерий разрушения Цая-Ву. Для решения поставленных задач с помощью ППП для однонаправленного волокнистого композита требуется знать пять упругих (E<sub>1</sub>, E<sub>2</sub>, G<sub>12</sub>, G<sub>23</sub>, v<sub>12</sub>) и пять прочностных ( $\sigma_{e1}^+, \sigma_{e2}^-, \sigma_{e1}^-, \sigma_{e2}^-, \tau_{e12}$ ) констант. Где индекс 1 соответствует направлению армирования KM, 2 и 3 – любые два ортогональных направления в плоскости, перпендикулярной армирующим волокнам.

Теоретическое исследование прочности конструктивных элементов, экспериментально изученных в РФЯЦ-ВНИИЭФ, с использованием отмеченного ППП и сравнение с результатами экспериментов невозможно без знания механических характеристик материалов, из которых были изготовлены цилиндры для испытаний. Из работ РФЯЦ-ВНИИЭФ, посвященных изучению поведения композиционных оболочек при внутреннем импульсном нагружении, был выбран ряд однонаправленных КМ на основе различных типов стекловолокон и связующего ЭДТ-10. При этом в первоисточниках приведены механические характеристики материалов в недостаточном для использования ППП объеме.

Ранее автором данной работы был проведен выбор наиболее точных и простых методик для теоретического прогнозирования упругих и прочностных констант однонаправленных волокнистых композитов. Установлено, что для класса материалов, которые использованы в экспериментах РФЯЦ-ВНИИЭФ, хорошо зарекомендовали себя следующие методики: правило смеси – для модуля Юнга E<sub>1</sub> и прочностных характеристик с погрешностью в диапазоне 0,3...6,6% и до 13% соответственно; теория Цая – для модулей сдвига G<sub>12</sub>, G<sub>23</sub> (от 2,56% до 14%); ССА (Composite Cylinder Assemblage Model) – для коэффициента Пуассона (0,6...20%).

Из работ РФЯЦ-ВНИИЭФ, посвященных изучению поведения композиционных оболочек при внутреннем импульсном нагружении, был выбран ряд однонаправленных КМ на основе различных типов стеклово-локон и связующего ЭДТ-10. Для определения всех требуемых механи-ческих характеристик были применены вышеперечисленные методики. Точность результатов оценена по данным, взятым из различных литера-турных источников. Ниже приведена таблица результатов для пяти КМ.

**Таблица 1.** Свойства однонаправленных композитных материалов на основе различных высокомодульных стекло-, органоволокон и связующего ЭДТ-10.

	Е <sub>1</sub> , ГПа	Е <sub>2</sub> , ГПа	v <sub>12</sub>	G <sub>12</sub> , G <sub>13</sub> ГПа	σ <sub>1</sub> <sup>+</sup> , МПа	<i>σ</i> _1, МПа	$\sigma_2^+,$ МПа	<i>σ</i> <sub>2</sub> <sup>-</sup> , МПа	$ au_{12},$ МПа
ВМ-1/ЭДТ- 10	54,96	11,85	0,308	3,78	2426	1864	32	216	177
ВМП/ЭДТ- 10	54,48	10,88	0,277	3,47	2540	1949	32,25	217	185
Р/ЭДТ-10	60,93	12,66	0,269	4,27	2335	1791	29	213	170
Х/ЭДТ-10	64,84	14,28	0,264	4,718	2510	1920	27	213	182
СВМ/ЭДТ- 10	69,45	10,28	0,282	3,516	2050	1585	34,125	212	150
Средние значе-ния для КМ	55-70	10-15,9	0,25-0,28	-	1900- 2150	-	-	-	-

## EXPERIMENTAL AND NUMERICAL SIMULATION OF CRACKS PROPAGATION AND ARREST IN STEELS AND STRUCTURAL ELEMENTS

#### Kharchenko V.V., Kondryakov E.A., Panasenko A.V.

#### G.S. Pisarenko Institute for Problems of Strength, Kyiv, Ukraine

Accounting for the crack propagation and arrest can help to reveal additional strength reserves, especially in deciding upon the extension of service life for critical structural elements, such as NPP reactor pressure vessels. At present, this line of research is being actively developed worldwide, and new approaches and methodologies for the experimental and numerical investigation of the crack propagation and arrest in structural steels are elaborated [1-4].

We An experimental equipment (instrumented vertical impact testing machine) for carrying out impact tests of Charpy specimens at various loading rates and temperatures, and test of disk-shaped specimens with cracks at thermal shock was developed at the Institute for Problems of Strenght. This equipment is outfitted with modern digital high-speed data acquisition systems with a sampling frequency of 20 MHz. The obtained experimental results allow assessing the variation of the crack propagation rate in time and the crack propagation energy both at ductile and brittle fracture in a wide range of temperatures. It should be noted that, using experimental and numerical methods, we obtained an essentially non-monotonous variation of the crack propagation rate, which is similar to the results of [1-2].

We also compared the experimental data with the results of numerical modeling using the finite element method combined with the local damage model of Gurson-Tvergaard-Nidlman [5,6], whose parameters were determined from the results of independent uniaxial tensile tests of smooth specimens and impact bending tests of Charpy specimens.

The developed experimental and numerical methods allow performing a complex analysis of the crack propagation and arrest in steels and assessing their effect on the strength and life of structures. The results of such investigation were used to develop recommendations for normative documents on the strength assessment and life extension for critical structural elements, such as NPP reactor pressure vessels.

#### References

- 1. B. Prabel, S. Marie, A. Combescure Using the X-FEM method to model the dynamic propagation and arrest of cleavage cracks in ferritic steel // Eng. Fr. Mec. 2008. Vol. 75, №10. P. 2984–3009.
- 2. C. Berdin, M. Hajjaj, Ph. Bompard [et al.] Local approach to fracture for cleavage crack arrest prediction // Eng Fract Mech. 2008. Vol. 75, №11. P. 3264-3275.
- 3. R. E. Link, J. A. Joyce, C. Roe Crack arrest testing of high strength structural steels for naval applications // Eng Fract Mech. 2009. Vol. 76, №3. P. 402-418.
- 4. J. A. Joyce, R.E. Link, C. Roe, J.C. Sobotka Dynamic and static characterization of compact crack arrest tests of navy and nuclear steels // Eng Fract Mech. 2010. Vol. 77, №2. P. 337-347.
- 5. Gurson, A.L. Continuum theorie of ductile rupture by void nucleation and growth: Part I—Yield criteria and flow rules for porous ductile media // J. Eng. Mater. Technol. 1977. 99. p. 2–15.
- 6. Tvergaard, V., Needleman A. Analysis of the cup-cone fracture in a round tensile bar // Acta Metall. 1984. 32. p. 157-169.

# ПРОГРАММА РАСЧЕТА НАПРЯЖЕННО-ДЕФОРМИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ И ПРОЧНОСТИ ОСЕСИММЕТРИЧНЫХ ОБОЛОЧЕК ПРИ ИМПУЛЬСНОМ НАГРУЖЕНИИИ

#### В.А. Ромащенко, О.С. Бейнер

#### Институт проблем прочности им. Г.С.Писаренко НАН Украины, Киев, Украина

Разработан пакет прикладных программ EX-press для численно-аналитических исследований одно-, двух- и трехмерных, геометрически и физически линейных и нелинейных волн напряжений и деформаций в толстостенных многослойных изотропных и анизотропных оболочках вращения, а также определения меняющихся во времени и пространстве наиболее опасных (по тому или иному критерию прочности) зон в рассматриваемых конструкциях. В качестве численных методов используются двумерный интегро-интерполяционный алгоритм Уилкинса, метод конечных разностей в перемещениях и характеристико-разностный метод. В качестве аналитических методов применяются разложения переменных в тригонометрические ряды Фурье по окружной координате при решении трехмерных задач, а также точные аналитические решения одномерных линейных задач при условии равенства нулю главного определителя системы физических уравнений.

Программа создана для платформы Windows в интегрированной среде разработки "Delphi" с применением объектно-ориентированных методов программирования. Для визуализации задачи и результатов расчета использована платформонезависимая библиотека трёхмерной компьютерной графики OpenGL. Используются стандартные компоненты "Delphi" не требующие лицензирования. Интерактивный режим позволяет в процессе выполнения программы изменять параметры задачи и управлять окнами визуализации выполнения программы. Результатом работы программы является полный набор компонентов напряженнодеформированного состояния и значений критериев прочности (Ашкенази, Цая-Ву, Цая-Ву уточненный, Хоффмана).

Работа с программой состоит из трех этапов:

- 1. Подготовка входных данных
- 2. Численные либо численно-аналитические методы решения
- 3. Обработка и визуализация результатов

Блок подготовки входных данных состоит из трех частей, в которых в интерактивном режиме задаются параметры

#### 1) геометрии 2) материалов; 3) нагрузки

После выбора типа оболочки и количества слоев указываются размеры и материал для каждого слоя. Список материалов формируется на основе базы данных материалов, редактор которой можно вызвать соответствующей кнопкой. Параметры, описывающие свойства материала разделены на три группы: упругие характеристики, пределы текучести и пределы

прочности. Угол армирования задается при описании геометрии оболочки и в базу данных материалов не входит.

Для определения параметров импульсов нагружения в расчетах используются различные формулы, полученные экспериментально для разных видов штамповки, типов взрывчатых веществ и величин зарядов. Графически представляется распределение нагрузки во времени и по длине, в зависимости от расположения заряда.

В программе реализованы две ветви: для осесимметричной постановки краевой задачи – 2D и для неосесимметричной – 3D. Ветка 2D реализована отдельно, поскольку она позволяет решать как линейные, так и геометрически и физически нелинейные (упругопластические) задачи, в то время как ветка 3D предназначена для решения только линейных задач динамической теории упругости. В основе программных модулей используется интегроинтерполяционный алгоритм Уилкинса и его модификации. Подготовка данных и расчет промежуточных коэффициентов упругости и прочности для обеих постановок одинаков.

После выбора метода решения задаются численные параметры расчета: сеточные и временные характеристики, граничные условия, коэффициенты для устойчивости алгоритмов. Все изменения автоматически отображаются в графической части.

Следующая панель позволяет управлять представлением результатов расчета на экране, на графиках и в файле. Во время счета доступно меню управления ходом расчета и множество графических настроек (масштабирование, цвет, расположение, видимость и пр.). Отображаются различные максимальные и текущие значения параметров, как в числовой, так и в графической форме. Изменения вычислений можно изобразить в двухмерном (изолинии) и трехмерном (векторное поле) виде. В отдельных конфигурационных файлах сохраняются настройки программы и параметры конкретной задачи.

# МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТРЕХМЕРНОЙ ДИНАМИКИ И ПРОЧНОСТИ МНОГОСЛОЙНЫХ СПИРАЛЬНО АРМИРОВАННЫХ ЦИЛИНДРОВ

#### В.А. Ромащенко

# Институт проблем прочности им. Г.С.Писаренко НАН Украины, Киев, Украина

Широкое применение в современной технике (в частности, в конструкциях подверженных нестационарным нагрузкам) находят композитные материалы (КМ). К таким конструкциям относятся сосуды, корпуса и защитные сооружения, предназначенные для удержания в своей полости значительных гидро- либо газодинамических нагрузок, и пр. Технология создания и структура КМ предопределяют их существенные количественные и качественные различия в реакции на нагрузку, как статическую, так и динамическую, по сравнению с традиционными изотропными конструкционными материалами. Во многих приложениях широко используются многослойные оболочки вращения, изготовленные из

композитных слоев, армированных по спирали под определенным углом  $\alpha$  к образующей. Такие оболочки локально ортотропны, однако их главные оси анизотропии  $x', \varphi', r$  при этом не совпадают с осями глобальной цилиндрической системы координат  $x, \varphi, r$ , а повернуты относительно оси r на угол армирования. Хорошо известно, что при исследовании напряженнодеформированного состояния (НДС) и прочности необходимо учитывать эффекты, обусловленные несовпадением главных направлений упругости с направлением координатных линий.

Большинство исследований НДС подобных конструкций проводилось в осесимметричной постановке, прочность при этом не рассматривалась. В случае неосесимметричной конечной нестационарной нагрузки, длины цилиндрического конструктивного элемента, локальности нагружения задача исследования зависит от трех пространственных координат *x*, *φ*, *r* и времени *t*. Для численного интегрирования таких четырехмерных краевых задач, как правило, привлекают современные коммерческие пакеты, базирующиеся на использовании трехмерного (3D) динамического метода конечных элементов (МКЭ).

Однако в случае тел вращения и упругих деформаций, когда задача линейна и зависимость НДС от угла  $\varphi$  обуславливается только неосесимметричностью нагружения, можно использовать более рациональный путь решения и обойтись без привлечения динамического 3D-МКЭ. Как показал опыт, в таких ситуациях хорошо зарекомендовал себе численно-аналитический метод, основанный на разложении переменных в ряды Фурье по  $\varphi$ , в результате чего исходная нестационарная трехмерная краевая задача сводится к набору двухмерных. Для исследования динамического трехмерного НДС многослойных изотропных и цилиндрически ортотропных цилиндров этот метод успешно применялся в 70-х – 90-х годах прошлого века, а в начале нынешнего века был модифицирован на случай неосесимметричного динамического нагружения толстостенных многослойных спирально ортотропных цилиндров конечной длины. В последних работах автора пакет прикладных программ, разработанный и оттестированный ранее, был доработан для проверки прочности рассматриваемых цилиндрических элементов конструкций на всем расчетном временном интервале, а также проведен ряд расчетов, демонстрирующих влияние неосесимметричности импульсного нагружения на их НДС и прочность. В качестве критериев прочности использовались известные современные критерии разрушения ортотропного материала Ашкенази или Цая-Ву.

Математическая постановка краевой задачи состоит из уравнений трехмерной динамической теории упругости анизотропного тела с соответствующими граничными, контактными и начальными условиями. Численно-аналитический метод ее решения основан на разложении переменных в тригонометрические ряды Фурье по угловой координате  $\varphi$  с последующим применением двумерного линеаризованного интегро-интерполяционного

321

алгоритма Уилкинса к полученному набору независимых двумерных задач. Проверка прочности производилась на каждом временном шаге по всем конечно-разностным ячейкам расчетной области с учетом изменения НДС по углу  $\varphi$  с шагом  $\Delta \varphi$  не более 15°.

На примере конкретных краевых задач продемонстрированы дееспособность и возможности метода, а также на основе аналитической обработки полученных численных результатов выявлены некоторые физические эффекты и предложены рекомендации по оптимальному проектированию и расчету многомерных нестационарных НДС и прочности подобных конструкций, импульсно нагруженных изнутри осесимметричным либо смещенным относительно оси симметрии оболочки взрывом.

# ПЛАСТИЧЕСКИЕ ДЕФОРМАЦИИ ЭЛЛИПТИЧЕСКИХ ПЛАСТИН, НАГРУЖЕННЫХ ИМПУЛЬСОМ ДАВЛЕНИЯ В ЖИДКОСТИ

#### В.Н. Сторожук

## Институт проблем прочности им. Г.С.Писаренко НАН Украины, Киев, Украина

Эллиптические пластины нашли широкое применение в науке и технике. Они используются в опытах для построения как статических, так и динамических диаграмм предельного формоизменения и определения динамических механических свойств листовых материалов в условиях плоского напряженного состояния, которые необходимы для описания и проектирования процессов листовой гидродинамической штамповки (ГДШ).

В данной работе представлены результаты экспериментального изучения напряженнодеформированного состояния эллиптических пластин нагруженных импульсом давления, возникающим при ударе поршня о поверхность жидкости. Такой способ создания импульсного давления широко используется при ГДШ [1]. Приведены результаты сравнения опытных данных с численными расчетами, выполненными с помощью демо-версии LS-Dyna-3D.

Экспериментальные исследования проводились на установке описанной [2]. В качестве образцов использовались эллиптические пластины из меди МЗ толщиной  $h_0 = 0,49 \cdot 10^{-3}$ м с соотношениями полуосей b/a = 1, 0,667 и 0,333. Размер большой полуоси a = 0,0525 м. Пластины нагружались импульсом давления полусинусоидальной формы амплитудой 4,76±0,48 МПа и длительностью 4,08±0,29 мс. Регистрация импульсного давления производилась с помощью системы измерений построенной на основе пьезоэлектрического датчика, описание которой приведено в [2]. Для каждой степени эллипсности было выполнено по 5 опытов. На пластины наносились делительные сетки. Измерение профиля, толщины и деформаций пластин проводились в конечном деформированном состоянии с помощью инструментального микроскопа.

В расчетах выполненных с помощью LS-Dyna-3D использовался оболочечный элемент Белычко – Вонга - Чанга. Этот элемент построен на основе теории Тимошенко, пластические

свойства материала описываются теорией течения с изотропным упрочнением, а диаграмма деформирования аппроксимируется степенным законом. Неподвижно закрепленная по краям пластина нагружалась равномерно распределенным по ее поверхности импульсным давлением. Диаграмма деформирования для меди МЗ аппроксимировались зависимостью  $\sigma_i = 490 \varepsilon_i^{0.35}$ . При численных расчетах не учитывалось влияние скорости деформаций на механические свойства меди, т.к. согласно литературным источникам для рассматриваемых условий нагружения таким влиянием можно пренебречь.

Сравнение с результатами экспериментов показало, что расхождение между численными и опытными данными увеличивается при уменьшении *b/a*. Это объясняется наличием в эксперименте вытяжки металла пластины из-под прижима, то есть не соблюдением условий неподвижного закрепления контура пластины, что было подтверждено численными расчетами.

Проведенные опыты по гидродинамическому деформированию эллиптических медных пластин показали, что при больших деформациях в конечном деформированном состоянии в центральной зоне  $0 \le r/a \le 0,2$  (где r – расстояние от центра пластины) выпученного сегмента эллипсоида наблюдается близкое к постоянному распределение деформаций вдоль каждой из главных осей. Это позволяет использовать гидродинамическое выпучивание эллиптических пластин при определении динамических свойств материала, находящегося в двухосном напряженном состоянии для скоростей деформации до 200 с<sup>-1</sup>. Условия закрепления существенно влияют на конечный прогиб эллиптических пластин.

- 1. Орешников А.И., Вагин В.А., Мамудов В.С. Высокоскоростные методы листовой штамповки.-Л.: Из-во Политехн. Ин – та, 1984. – 80 с.
- 2. Лепихин П.П., Сторожук В.Н., Афендули К.П., Полешко А.П. Установка для исследования нестационарного взаимодействия элементов конструкций с жидкостью // Проблемы прочности.-1986.- № 2. – С. 118-121.

# Multiscale Modeling of Cementious Materials Under Shock Loading Conditions: Challenges and Issues

A.M. Rajendran<sup>1</sup>, R. Mohan<sup>2</sup>, and A.M. Dongare<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Mechanical Engineering, University of Mississippi, Oxford, USA <sup>2</sup>JSNN, North Carolina A&T University, Greensboro, USA <sup>3</sup> Chemical, Materials and Biomolecular Engineering, University of Connecticut, Storrs, USA

This paper addresses various issues related to multiscale modeling of both homogeneous and heterogeneous material systems. n general, dynamic failure of both ductile and brittle materials under shock and impact loading is complex and highly influenced by wave propagation and high strain rate response. Earlier research work related to issues in the multiscale modeling of fcc material, pure copper (Cu) and ceramics (Si) under shock loading conditions showed the importance of availability of accurate potentials to calculate the force fields. Large scale molecular dynamics (MD) simulations and finite element analysis (FEA) simulations were used to investigate the materials response at multiple scales using the plate impact type configuration. The MD results for both copper and silicon are presented in Figures 1-4.



Figure 1. MD generated free surface velocity for copper showing spall signal.



Figure 2. Voids nucleation and growth in the spall region for copper.
The MD simulations of impact are carried out by giving a constant inward velocity  $(U_p)$  to the atoms in the piston along the length of the sample for pulse (square) duration of 10 ps. The MD generated spall signal (Figure 1) and the void evolution (Figure 2) in copper qualitatively agreed with experimentally obtained spall measurements from the plate impact experiments at a macrolevel. The spall strength as obtained from the MD simulation based on the shock stress history at the spall plane matched with the measured values as shown in Figure 5. The MD simulations with 4 million atoms with a shock pulse of 10 picoseconds used Stillinger-Weber potential for silicon.



Figure 3. MD generated free surface velocity for Silicon showing spall signal.



Figure 4. Voids nucleation and growth in the spall region for Silicon



**Figure 5.** A comparison of spall strength for Cu obtained from MD simulations with the spall strength data for copper by various researchers.



Figure 6. Absence of spall signal for silicon carbide when shocked above HEL. Acomparison between FEM model and data

This potential limits the interactions to nearest neighbor (short range) only in contrast to the potentials for metals that include 3<sup>rd</sup> to 4<sup>th</sup> nearest neighbors. The spall signal and the voids evolution for silicon that are shown in Figures 3 and 4 for silicon seem to be unrealistic. The plate impact experimental data for most brittle materials, such as aluminum oxide, silicon carbide, boron carbide, etc., indicated "zero" spall strength when shocked above the hugoniot elastic limit (HEL). The finite element modeling of a plate impact test on silicon carbide compared the experimental data extremely well as shown in Figure 6. When shocked below HEL, the spall strength in these materials is significantly high compared to their static tensile strength. The accuracy of these results, however, relies n the ability of the interatomic interactions to accurately predict the response of the materials in these extremes.



Figure 7. Multi-level micro-structure of cementitious materials [1]

Cement is a uniquely complex engineering material that is a heterogeneous, multi-scale, multihierarchical composite material with fractal structures that look similar at various scales (Figure 7). The different length scale material constituents from the molecular scale to the macro scale includes: Molecules, C-S-H colloids, Gel Network, Cement Clinker Grains , Fine Aggregates, Coarse Aggregates and Test Cylinder (Macro structure) [2].

Starting with the C-S-H colloids, each higher level configuration is built upon an agglomerated configuration of several units of the immediate lower level configurations. This is also known as the hierarchical approach. The mechanical behavior at each level is thus impacted by the clustered configuration of lower length scale constituents. In addition to the traditional material systems, new cementitious/concrete material systems consisting of nano fibers, nano particles, nano foams, etc, have also been considered and have demonstrated to have improved performance for ballistic and shock loading conditions. The presence of these nanomaterial configurations further influences the macro material properties and their behavior under loading conditions. At least four different length scales of the constituent material microstructure that affects the properties and loading behavior of concrete have been cited in the literature for the purpose of mechanical analysis. The need for accurate potentials for the unhydrated products (clinkers) and other hydrated products need to be constructed to obtain elastic properties using MD simulations. At mesolevel, RVE based homogenization techniques are required to determine the elastic properties of any heterogeneous cement system. The insertion of phenomenological models to describe damage evolutions into RVE based approaches becomes necessary to model compressive strength of cementitious materials.



Figure 8. Deformation modes and corresponding elastic properties of the heterogeneous cementitious RVE

The large ABAQUS® model consisting of 1 million continuum (C3D8) elements was not amenable to being queried for individual element stresses and strains which could then be averaged.

Instead the strain energy corresponding to a known applied displacement of the RVE was used to determine the corresponding homogenized modulus. One instance of the RVE was subjected to the various idealized and simple deformation modes in order to determine the corresponding elements of the elastic tensor as shown in Figure 8.

The elastic tensor shows overall symmetry about the diagonal consisting of the principal moduli (E11, E22, and E33). It is also noted that the off-diagonal coupled (E12, E13, E23) terms have similar magnitudes as well, which in combination with the previous observation indicates approximately isotropic behavior for the heterogeneous cementitious material considered in this study. Several instances with randomized placement of particles within the RVE volume are being generated using CEMHYD3D in order to conduct further statistical studies on the convergence behavior of the elastic tensor. These computed values are in good agreement with the measured properties of Type-I Portland cement.

The results presented in this extended abstract are based on the ongoing research at the University of Mississippi and North Carolina A&T University. The multiscale approach considered for modeling materials under shock loading is mostly hierarchal in nature. It is possible to utilize "hand shaking" algorithms based on coarse graining and concurrent methods to design or model materials under dynamic loading through a bottom-up approach. While these methods are developed and applied to crystalline materials, mostly metals, it is perhaps yet to be seen their merit or extension possibilities for complex materials such as the cementitious materials.

## ACKNOWLEDGEMENTS

The MD simulations were performed by the third author. The on-going study related to cementitious material is funded by a grant from the ARO-HBCUs PIRT program and the program manager is Dr. Joseph Myers at the US Army Research Office, RTP, NC. The research work has been performed by the graduate student M.M.Shahzamanian and research associate Dr. Tez Tadepalli at the University of Mississippi, Oxford, MS 38655.

## REFERENCES

- [1] Bernard, O., Ulm, F.J., and Lemarchand, E., 2003, "A multiscale micromechanics-hydration model for the early-age elastic properties of cement-based materials," Cement and Concrete Research, 33(9), pp. 1923-1309.
- [2] Garboczi,E., and Bentz, D.P., 1996, "Multi-scale Picture of Concrete and it's Transport Properties: Introduction for Non-Cement Researchers, NISTR 5900, BFRL, NIST, Githesburg Maryland.

# ДЕТОНАЦИОННЫЕ ПАРАМЕТРЫ КРЕМНИЙ- И АЛЮМИНИЙСОДЕРЖАЩИХ ПЛАСТИЗОЛЬНЫХ КОМПОЗИЦИЙ<sup>1</sup>

#### В.В. Балалаев, В.В. Алексеев, А.С. Смирнов

# ОАО «Государственный научно-исследовательский институт машиностроения имени В.В. Бахирева», Дзержинск, Россия

Взрывчатые композиции пластизольного типа на основе связующего, содержащего жидкое ВВ и сополимер, расцениваются в России как наиболее перспективное направление малочувствительных энергетических материалов [1]. Этим диктуется интерес к изучению их детонационных свойств. В данном докладе приведены результаты по двум представителям этого класса ВВ (ОЛА-30ТФ и ОЛА-К). С точки зрения рецептуры они являются модификациями штатного состава ОЛА-30, представляющего собой систему октогеналюминий-пластизоль [1]. В первом из них содержание трёх основных компонентов практически сохранено, втором произведено частичное замешение BO алюминия ультрадисперсным кремнием. Акцент в работе сделан на исследовании волновых профилей, отражающих характер поведения частиц горючего (алюминия и кремния) в ближней зоне за детонационным фронтом.

#### Метод измерения

Использовался метод регистрации импульсных давлений с помощью манганиновых датчиков. Плоские манганиновые датчики помещались на входе в преграду и регистрировали лагранжев профиль давления во вводимой в преграду ударной волне, качественно повторяющий профиль детонационной волны. Принятая схема эксперимента представлена на рисунке 1.

Назначение металлического экрана – отодвинуть от детонационного фронта область влияния ГПВ на структуру течения. Менялась высота заряда (40 и 60 мм), чтобы удостовериться в установившейся детонации. Почти во всех опытах использовались преграды из фторопласта. Пьезорезистивные датчики размещались на глубине  $\delta$ =2,0±0,2 мм внутри преграды между двумя дисками (пластинами), прикатанными друг к другу на слой вакуумной смазки, минимально необходимый для вытеснения воздуха из зазора.

В экспериментах с пластизольными ВС использовано методическое новшество, направленное на повышение достоверности получаемого профиля давления. Манганиновые датчики относятся к числу пьезорезистивных измерительных преобразователей, действие

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup> Detonation parameters of plastisol compositions containing silicon and aluminum

V.V. Balalaev, V.V. Alexeev, A.S.Smirnov

Joint stock company «State scientific research institute of mechanical engineering after V.V.Bahirev», Dzerzhinsk, Russia

которых основано на зависимости электросопротивления от приложенного давления. Обычно в опыте регистрируется изменение сопротивления датчика от времени  $\Delta R(t)$  и далее, с помощью градуировочной зависимости для манганина, пересчитывается к графику давления P(t).



Рис 1. Схема опыта по регистрации волновых профилей давления

- 1 электродетонатор 9ВП-482;
- 2 промежуточная шашка под электродетонатор ø20х20 мм;
- 3 ГПВ (генератор плоской волны) с баратоловой линзой ø 64 мм;
- 4 медный или стальной экран толщиной 3 мм;
- 5 заряд пластизольного ВС в стеклопластиковой оболочке толщиной 4 мм и наружным диаметром 70 мм;
- 6 преграда;
- 7 два пьезорезистивных датчика.

Но манганиновый датчик обладает таким недостатком как тензочувствительность. При неплоском течении вокруг датчика его чувствительный элемент испытывает линейную деформацию. И к изменению сопротивления под действием давления добавляется изменение сопротивления вследствие линейной деформации. Поэтому был придуман такой приём. В одно сечение преграды, симметрично относительно оси, помещаются два пьезорезистивных датчика, имеющие одинаковую конструкцию и отличающиеся только материалом чувствительного элемента: манганиновый и константановый. В опыте датчики регистрируют один и тот же профиль давления. Полагается, что поскольку датчики находятся в одинаковых условиях, конструкция их аналогична, а манганин и константан близки по механическим свойствам, постольку датчики деформируются одинаковым образом и в любой момент времени относительные изменения длины их чувствительных элементов совпадают. Последнее допущение позволяет по двум осциллограммам  $\Delta R(t)$ , зафиксированным манганиновым и константановым датчиками, рассчитывать «исправленный» профиль давления, свободный от тензорезистивного искажения.

Применялся также способ контроля качества опыта с помощью дублирующих друг друга манганиновых датчиков. Существенное отличие сигналов датчиков, особенно по форме,

рассматривалось как признак существенной погрешности в измерениях, и опыт квалифицировался как несчётный.

Условия всех опытов приводятся в таблице.

#### Результаты измерения

На рис.2 показаны уточнённые экспериментальные зависимости P(t), полученные для составов ОЛА-30ТФ и ОЛА-К во фторопластовых преградах при длине зарядов 60 мм.

На них нет никаких следов химпика. Была сделана оценка, на какой глубине в преграде затухает химпик, полагая, что ширина химпика ВС определяется временем разложения взрывчатого компонента и в пределах погрешности измерения (~10%) она одинакова для наших двух пластизольных ВС и пластифицированных составов (PBX) на основе октогена. Исходя из этого соображения, в соответствии с интерферометрическими измерениями работы [2], на ширину химпика перенесено значение 0,6 мм, а для его относительной амплитуды принято отношение 1,3. В результате получено, что дистанция затухания химпика в случае фторопластовой преграды должна составлять 1,9÷2,1 мм. Эта величина практически совпадает с толщиной верхнего диска преграды, использовавшейся в опытах. Аналогичная ситуация в случае плексигласовой преграды, где оценка дистанции затухания химпика равняется 2,5 мм, а толщина плексигласа перед датчиками в опыте 3 составляла 2,3 мм. Учитывая такое совпадение, правомерно считать, что состояние на ударном фронте, регистрируемое манганиновым датчиком в опытах с ОЛА-30ТФ и ОЛА-К, соответствует состоянию ЧЖ детонационной волны.



**Рис. 2.** Волновые профили давления для ОЛА-К и ОЛА-30ТФ (темный график – ОЛА-К, светлый график – ОЛА-30ТФ)

На этом основании в таблице под обозначением P<sub>mh</sub> указаны экспериментальные давления на фронте ударной волны в преграде. Давления детонации P<sub>h</sub> из последней колонки

вычислены по величинам P<sub>mh</sub> с привлечением политропического представления для изоэнтропы ПД и экспериментальных значений скорости детонации D<sub>h</sub>.



Рис.3. Анализ профилей давления для ОЛА-30ТФ.

Обратимся к анализу формы профилей давления. На рис.3 показаны два варианта экспериментальной зависимости Р (t) для ОЛА-30ТФ, взятые из опыта 1. Верхняя, тёмная кривая получена традиционным способом по сигналу одного манганинового датчика. Нижняя, более светлая кривая является уточнённым графиком, исправленным от тензорезистивного искажения с помощью сигнала дополнительного константанового датчика. Видно, что тензоэффект, а значит и расходимость течения, отсутствует в начальной стадии. Момент его появления примерно совпадает с границей области влияния системы инициирования (ГПВ + экран), уровень давления для которой оценивается в 13 ГПА. На этом же рисунке тонкой линией нанесена расчётная кривая для спада давления, вызванного плоской центрированной волной разгрузки, распространяющейся за детонационной волной от входного торца пластизольного заряда. Расчёт выполнен методом характеристик с использованием политропического закона для продуктов детонации, причём начальная точка на ударном фронте подбиралась по давлению. Получено практическое наложение расчётного профиля для изоэнтропической волны разгрузки на экспериментальный профиль давления на протяжении ~ 2 мкс. Импульсные возмущения гладкого профиля P(t) вблизи ударного фронта не имеют касательства к тонкой структуре детонационной волны, а порождены волновыми реверберациями в измерительной линии (при ~0,14 мкс) и в верхней пластине преграды (при ~0,5 мкс). То есть, течение за фронтом ничем не отличается от изоэнтропического и в продолжение, по меньшей мере, 2 мкс не происходит сколько-нибудь заметного энерговыделения, связанного с горением частиц алюминия. За этим могут крыться две ситуации. Либо в реальности не происходит горения алюминия, допуская лишь кратковременную вспышку в пределах детонационного фронта. Либо горение всё-таки происходит, но с нулевым суммарным тепловым эффектом Q<sub>PV</sub>, например, вследствие расходования газообразных молей ПД.

N⁰			У		Результаты				
опыта			<i>C</i> 1		зар	өяд ВС	D	D	D
	индекс	преграда	оуфер	датчики			$D_{h}$ ,	$P_{mh}$ ,	$P_h$ ,
	BC				высота,	плотность,	км/с	111a	111a
					MM	г⁄см <sup>3</sup>			
1		TTAD	MORE	M+IZ	60	1,873	7,53	18,0	20,9
2	ОЛА-	ШΨЭ	медь	M+K	40	1,865	7,50	17,6	20,4
3	30ТФ	ПММА	сталь	М+К	60	1,861	7,48	13,5	20,3
4		ПТФЭ	медь	M+M	60	1,834	7,38	16,9	19,4
			, ,			,	,	16,95	19,4
5	ОПА	ПТФЭ	моли	М+К	60	1,787	7,07	17,2	19,0
6	К К	$\Pi \Psi J$	медь	M+M	60	1,785	7,06	17,2	18,9
	К							17,2	18,9
Обозна	чение: М	– манганин	овый, К -	константа	новый				

Таблица. Условия и результаты опытов.

ОЛА-К–это модельная рецептура на базе взрывчатого состава ОЛА-30Т, единственное отличие которой заключалось в замене половины массы алюминия на ультрадисперсный кремний. Как видно из рис.2, волновой профиль давления для ОЛА-К обладает броской особенностью, отсутствующей у «родственного» состава ОЛА-30ТФ: при Р≈13,8 ГПа чётко фиксируется точка перегиба с резким уменьшением последующего спада давления, причём изменение давления на начальной стадии хорошо описывается изоэнтропическим решением. Точка перегиба лежит вне области влияния системы инициирования (её граница- 12,2 Гпа) и не может быть ею вызвана. Имеется одно объяснение: за детонационным фронтом со снижением уровня давления примерно до 16 Гпа (это число получается пересчётом от13,8 Гпа во фторопласте) начинается новое энерговыделение, вызванное окислением кремния.

Таким образом, мелкодисперсные добавки Al и Si ведут себя в ближней зоне за детонационным фронтом по-разному. Если присутствие Al никоим образом не сказывается на давлении и течение выглядит изоэнтропическим, то в случае добавки Si наблюдается задержанное порядка 1 мкс энерговыделение, сопровождающееся повышением давления в волне разгрузки.

#### Литература

1. В. П. Ильин, Е. В. Колганов, С. П. Смирнов, В.Г. Кожевников, М. Е. Евстифеев, Ю. Г. Печенев. Анализ состояния разработки малочувствительных взрывчатых составов в нашей стране и за рубежом.- В сб.: III Межотраслевая науч.-техн. конференция «Актуальные проблемы и перспективы разработки малочувствительных энергетических материалов и изделий пониженного риска», Дзержинск,23-25 июня 2004г.

2. А. В. Фёдоров, А. Л. Михайлов, Д.В. Назаров, С. А. Финюшин, Т. А. Говорунова. Структура и параметры зоны химической реакции конденсированных ВВ. В сб.: International Conference «Shock Waves in Condensed Matter» Saint-Petersburg-Novgorod, 5-10 September, 2010.

# О ДОГОРАНИИ В ВОЗДУХЕ ПРОДУКТОВ ДЕТОНАЦИИ ВВ С ИЗБЫТКОМ ГОРЮЧИХ КОМПОНЕНТОВ

## В.Ю. Давыдов, А.С. Губин, Ф.С. Загрядцкий, Г.П. Постников, И.В. Потапов

Научно-исследовательский машиностроительный институт, Москва, Россия

Одним из неожиданных результатов исследования скоростей разлета стальных оболочек, наполненных A-IX-1 и смесью A-IX-1 с 10% алюминия, является возрастание эффекта от добавки Al с уменьшением толщины оболочки с 11 до 17% [1]. Естественным продолжением явилось исследование скоростей разлета продуктов детонации (ПД) A-IX-1 и смесей с Al. Было показано, что эффекты от добавки Al на скорость разлета ПД в воздухе с атмосферным давлением и в разреженной атмосфере – барокамере с остаточным давлением воздуха 0,1 атм – различаются не только количественно, но и качественно [2]. В экспериментах методом оптической съемки измеряли скорости ударной волны в воздухе D<sub>уд</sub>, по значениям которой по данным [3] определяли значения давления Р, температуры T и массовой скорости U на контактной границе ПД-воздух, которая в этих экспериментах является аналогом скоростей метания.

BB	Среда	Оуд, км∕с	U, км/с	Р, атм
A-IX-1	Барокамера	13,84 (0,56)*	12,72	300
А-ІХ-1 +10% АСД-1	Барокамера	11,74 (0,17)	10,78	220
A-IX-1	Воздух	10,31 (0,27)	9,43	1190
А-ІХ-1 +10% АСД-1	Воздух	12,78 (0,70)	11,64	1700

<b>гаолица I</b> – газлет під при срыве с торца заряд	Таблица 1	– Разлет ПД	при срыве с	торца з	варяда.
---	-----------	-------------	-------------	---------	---------

\*В скобках указаны статистические ошибки определения.

BB	Плотность, г/см <sup>3</sup>	Скорость детонации,	D <sub>УД,</sub> км/с	U, км/с	D <sub>УД,</sub> км∕с	U, км/с	
		км/с	В03	дух	барокамера		
A-IX-1	1,66	8,37	6,79	6,15	9,88	9,14	
А-ІХ-1 +10% АСД-1	1,72	8,15	-	-	9,33	8,65	
А-ІХ-1 +20% АСД-1	1,76	7,92	7,75	7,10	-	-	

Таблица 2 – Разлет ПД в радиальном направлении.

Как видно из данных таблиц 1 и 2 добавка АІ приводит к повышению скоростей ПД как в осевом, так и радиальном направлении при разлете в воздух на 17...23%, в то время как скорости разлета ПД в разреженную атмосферу значительно снижаются. Полученный эффект, больший, чем при метании оболочек и, особенно, пластин, был связан с ускоренным реагированием Al при контакте расширяющихся с высокой скоростью ПД с кислородом воздуха.







заряда.

Рис. 1 Съемка разлета ПД А- Рис. 2 Съемка сбоку разлета ПД Рис. 3 Съемка сбоку разлета ПД IX-1 в барокамере с торца A-IX-1 в воздух. 14,48 мкс с A-IX-1+20% Al в воздух. 16,35 момента инициирования.

мкс с момента инициирования.

В свою очередь интенсификация процесса горения Al может быть связана с обнаруженной турбулизацией потока на границе раздела ПД-воздух, возникающей вследствие образования множественных микрокумулятивных струй [2] на поверхности зарядов, сформованных методом холодного прессования (рис.1-3).

Для выявления значимости указанных факторов повторили эксперименты по измерению скоростей метания стальных пластин и оболочек, описанных в [1] и проведенных на воздухе, в разреженной атмосфере барокамеры. Регистрацию скоростей пластин и трубок, также как в [1], производили с помощью рентгено-импульсной съемки [4]. В результате проведенных экспериментов было установлено, что при метании пластин добавка Al привела к снижению скорости на ~ 7%, то есть к большему, чем при метании в воздухе.

Скорости метания стальных оболочек в разреженной атмосфере для смеси А-IX-1 с 10% Al в среднем по различным сечениям оболочки лишь на 3% превысили значения скоростей оболочки для A-IX-1. В то же время, при метании оболочек той же толщины в воздухе [1] при добавлении 10% АІ был получен прирост скорости метания равный 17% (рис. 4).





**Рис. 5** Схема методики М-20: 1 – стальная оболочка; 2 – медная пластина; 3 – разрывной заряд.

Рис. 4. Распределение радиальных скоростей расширения оболочек по длине. О - А-IX-1; ● - смеси А-IX-1 с 10% Al. Разлет в воздух: 1 - оболочка толщиной 2 мм, длиной 40 мм; 2 – оболочка толщиной 5 мм, длиной 80 мм; 3 – оболочка толщиной 10 мм, длиной 120 мм. Разлет в вакуум: 4 – оболочка толщиной 2 мм, длиной 120 мм.

Предложена следующая модель процессов, происходящих на контактной границе ПДвоздух:

– При прорыве ПД сквозь щели в оболочке происходит их турбулентное перемешивание с воздухом и интенсивное догорание Al. Возникающая в результате реакции зона повышенного давления играет роль «пробки», закрывающей щели в оболочке и препятствующей дальнейшей разгрузке ПД.

– «Эффект пробки» эквивалентен увеличению радиуса разрушения оболочки, которое приводит к повышению доли энергии ПД, трансформируемой в кинетическую энергию оболочки.

Можно предположить, что процесс образования «пробок» станет циклическим. Действительно, по мере снижения давления в «пробке» продолжится процесс истечения ПД через щели в оболочке, при реакции новой порции ПД с воздухом возникнет новая «пробка» и т.д.

Модель позволяет объяснить ряд экспериментальных результатов, полученных для алюминий-содержащих ВВ, ранее казавшихся неожиданными [5].

Учитывая, что многие BB, не содержащие Al, также обладают избытком горючих элементов, можно ожидать, что эффект догорания ПД на воздухе будет проявляться и для таких BB. Действительно, гексоген и октоген имеют кислородный коэффициент 0,67, а тротил – 0,363. Это означает, что для полного окисления горючих элементов первых двух BB не хватает трети кислорода, а для тротила чуть меньше двух третей. Следовательно эффект от

догорания ПД в экспериментах будет весьма заметным. Наиболее удобно проследить эффект сравнивая результаты экспериментов на воздухе и в разреженной атмосфере.

При анализе следует учитывать влияние ряда конкурирующих факторов. В разреженной атмосфере скорости метания тел и скорости разлета ПД при отсутствии эффекта догорания ПД должны быть выше, чем в воздухе с атмосферным давлением. При наличии догорания с увеличением скорости движения ПД относительно воздуха разница в скоростях (метания, разлета) должна снижаться. С увеличением времени сохранения в ПД высоких параметров (давления и температуры) разница в указанных скоростях на воздухе и в разреженной атмосфере также должна снижаться.

Обратимся к данным таблиц 1 и 2. При радиальном разлете ПД А-IX-1 скорость ПД на воздухе на 49% ниже, чем в барокамере. При торцевом разлете скорость движения ПД возрастает до 9,4 км/с и разница (воздух/барокамера) снизилась до 26%.

При помещении заряда того же диаметра (20 мм) в стальную оболочку толщиной 2 мм разница в результатах воздух-барокамера составила 24% (рис.4).

При испытании по методике M-20 (рис.5) заряд BB ø 20х30мм, помещенный в стальную оболочку толщиной 10 мм метает медную пластину, толщиной 1,5 мм. Использовали заряды из октогена с 1,5% связки. Регистрация производилась методом рентгено-импульсной съемки, поэтому помимо регистрации скорости пластины после ее вылета из оболочки зарегистрировали скорость радиального расширения оболочки. Как видно из данных таблицы 3 в этих условиях испытаний результаты скоростей метания на воздухе на 3...6% превышают результаты испытаний в барокамере.

BB	Среда	Плотность, г/см <sup>3</sup>	Скорость пластины, м/с	Скорость радиального расширения оболочки на 15 мм от точки инициирования, м/с
Октоген с 1,5% связки	Барокамера	1,764	2614±24	423±11
Октоген с 1,5% связки	Воздух	1,766	2697±40	450±10

Таблица 3 – Результаты измерений по методике М-20.

Результаты расчетов по программе ANSYS показали (табл.4), что в рассмотренных схемах испытаний происходит возрастание времени спада давления в ПД, в то время как разница в скоростях (метания, разлета) на воздухе и в разреженной атмосфере возрастает от резко отрицательного (-49%) до слабо положительного значения.

Расчетная схема	Время спада давления до 300 бар, мкс
Открытый заряд	13,5
Заряд в оболочке 2 мм	20,4
Методика М-20	40,0

Таблица 4 – Результаты расчетов по программе ANSYS.

Проведенный анализ ранее опубликованных и вновь полученных результатов позволяет прийти к следующему заключению:

1. Продукты детонации BB с избытком горючих компонентов, особенно алюминизированных BB (ABB), догорают на воздухе, что выражается в сильной зависимости показателей эффективности BB от газодинамических условий испытаний.

2. Эффект от догорания ПД ABB на воздухе связан с их турбулизацией, что в частности проявляется в:

- отсутствии прямой связи эффекта от добавки Al с временем отбора энергии от ПД;

- возрастанием эффекта с уменьшением толщины оболочки.

3. Использование в расчетах уравнений состояний, которые тестированы по экспериментальным методикам, в которых отсутствует контакт ПД с воздухом, могут дать ошибочные результаты (особенно для ABB).

## Литература

1. Давыдов В.Ю., Козмерчук В.В., Мурышев Е.Ю., Головлев И.Д. Влияние добавок порошкообразного алюминия на энергию ВВ, передаваемую в осевом и радиальном направлении // Физика горения и взрыва. 1988. Т. 24, №3. С. 96–99.

2. Давыдов. В.Ю. Разлет продуктов детонации флегматизированного гексогена и его смесей с дисперсным алюминием // Химическая физика. 2008. Т. 27, № 8. С. 57–60.

3. Физика взрыва под ред. Л.П. Орленко.М.: Физматлит. 2002. Т.1.С.749.

4. Давыдов В.Ю., Грязнов Е.Ф., Губин А.С. и др. Метание стальных пластин и трубок при детонации флегматизированного гексогена и его смеси с алюминием в разреженной атмосфере// Международная конференция XI Харитоновские чтения. Сборник докладов. РФЯЦ-ВНИИЭФ, Саров, 2009. С.435-440.

5. Давыдов В.Ю., Губин А.С. О метательной способности взрывчатых веществ и их смесей с горючими добавками. 3. Метание стальных оболочек и пластин // Химическая физика. 2011. Т. 30, № 8. С. 44-51.

# ЭНЕРГОСОДЕРЖАНИЕ АЛЮМИНИЗИРОВАННЫХ ВЗРЫВЧАТЫХ НАНОКОМПОЗИТОВ<sup>2</sup>

#### М.Н. Махов

#### Институт химической физики РАН, Москва, Россия

В настоящее время для создания высокоэффективных взрывчатых материалов широко используется порошкообразный алюминий. Однако существует ряд веществ, которые могли бы конкурировать с алюминием в качестве энергетической добавки к взрывчатым составам. К таким веществам, в частности, относятся бор и кремний.

Для сравнения взрывчатых смесей, содержащих алюминий, бор и кремний по потенциальному запасу энергии был применен способ расчета теплоты взрыва (TB), разработанный ранее для алюминизированных композиций [1]. В качестве взрывчатой основы выбран октоген – одно из наиболее известных мощных взрывчатых веществ (BB). При расчете допускалось, что вся добавка состоит из чистого вещества, а окисление добавки кислородсодержащими продуктами взрыва (ПВ) является доминирующей реакцией. Известно, что как бор, так и алюминий при их относительно высокой концентрации в смеси с BB могут при взрыве образовывать нитриды. Карбид бора также был обнаружен в ПВ борсодержащих смесей. В связи с этим при проведении оценок предполагалось, что последовательность образование продуктов, содержащих вещество добавки, подчиняется правилу: оксид – нитрид – карбид. Расчет выполнен для максимальной плотности заряда.

Зависимость потенциального запаса энергии композиций от концентрации добавки иллюстрирует рис. 1*a* (H<sub>2</sub>O в ПВ – газ). Разные участки кривых соответствуют различному набору ПВ, содержащих вещество добавки. Так на зависимости для смесей с бором участок "AB" соответствует образованию B<sub>2</sub>O<sub>3</sub>; "BC" – B<sub>2</sub>O<sub>3</sub> и BN; "CD" – B<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, BN и B<sub>4</sub>C; "D.." – B<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, BN, B<sub>4</sub>C и B. Для смесей с алюминием: "AE" – Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>; "EF" – Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> и AlN; "FG" – Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, AlN и Al<sub>4</sub>C<sub>3</sub>; "G.." – Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>; AlN, Al<sub>4</sub>C<sub>3</sub> и Al. В случае композиций с кремнием: "AH" – SiO<sub>2</sub>; "HI" – SiO<sub>2</sub> и Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>; "IJ" – SiO<sub>2</sub>, Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> и SiC; "J.." – SiO<sub>2</sub>, Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>, SiC и Si. Как следует из рис. 1*a*, наименьшим запасом энергии обладают составы с кремнием. Смесь октогена с бором превосходит составы с алюминием по запасу энергии при условии, что при расчете учитывается взаимодействие добавок с азотом. Образование карбидов не вносит существенного вклада в тепловой эффект (линии претерпевают незначительный излом в точках "D", "G" и "J", рис. 1*a*). Результаты расчета сопоставлены с экспериментальными данными по TB.

Для приготовления смесей использовался порошкообразный октоген со средним размером зерна 15 мкм. Размер частиц наноалюминия (nAl) в среднем составлял 0,1 мкм. В составах с бором использовался аморфный бор с размером частиц менее 1 мкм. Средний

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup> Energy Content of Aluminized Explosive Nanocomposites, M.N. Makhov, Institute of Chemical Physics RAS, Moscow, Russia

диаметр частиц нанокремния (nSi) был равен 0,06 мкм. Порошки этих добавок имели близкие значения концентраций несвязанного вещества (0,85 – 0,90). Средний размер частиц All составлял 15 мкм при содержании свободного металла 0,98. Смеси готовились длительным перемешиванием под слоем инертной жидкости.



**Рисунок 1** – Потенциальный запас энергии (a,  $\delta$ ) и экспериментальная TB ( $\delta$ ) смесей на основе октогена в зависимости от массовой доли добавки:  $\Box$  – nAl,  $\diamond$  – Al1,  $\circ$  – B,  $\nabla$  – nSi;  $\Delta$  – гексоген+B.

Линии с символами на рис. 1 $\delta$  отражают результаты измерения ТВ. На рис. 1 $\delta$  приведены также расчетные кривые для потенциального запаса энергии, полученные без учета взаимодействия добавок с азотом и углеродом. Из сопоставления расчета с экспериментом следует, что измеряемая величина ТВ составляет лишь часть полного запаса энергии системы. При этом взаимное расположение экспериментальных кривых согласуется с расположением расчетных зависимостей, полученных без учета образования нитридов. Вопреки расчету потенциального запаса энергии, выполненного с учетом нитридных реакций (рис. 1a), состав с бором уступает по максимальной ТВ композиции с алюминием (рис. 1 $\delta$ ). По-видимому, при взрыве в калориметрической бомбе реакция добавок с азотом протекает частично и не является определяющей по сравнению с образованием окисла.

Проведена оценка потенциального запаса энергии смесей октогена и с другими добавками. При условии, что основной реакцией с участием добавки является образование окисла, рассмотренные вещества можно расположить в следующий ряд в порядке уменьшения запаса энергии композиции: Be, Al, Mg, B, Si, Ti, Zr. При рассмотрении объемных значений энергии ряд приобретает вид: Be, Al, Zr, Ti, B, Si, Mg. Количество молей газообразных продуктов существенно уменьшается по мере увеличения концентрации добавки, что, в общем случае, должно приводить к снижению доли энергии, реализуемой в виде механической работы. Для смесей на основе других ВВ ряды в целом сохраняются, однако некоторые соседние вещества могут меняться местами. Так для композиций, содержащих бис(тринитроэтил)нитрамин, BB с положительным кислородным балансом, ряды отличаются от полученных для октогена смещением бора на одну позицию в сторону увеличения энергии.

Возможности использования бериллия в энергетических материалах ограничены высокой токсичностью самого бериллия, а также растворимых и содержащихся в частицах пыли соединений данного металла. Среди остальных рассмотренных веществ именно алюминий является добавкой, обеспечивающей максимальное повышение энергосодержания BB.

В последние годы выполнен ряд работ по изучению взрывчатых характеристик систем, содержащих различные виды nAl. Вопреки ожиданиям, оказалось, что смеси с nAl по взрывчатым характеристикам не обладают явным преимуществом перед композициями с микронным алюминием. В частности, об этом свидетельствуют представленные в [2] результаты измерений ТВ и одной из важнейших характеристик BB – метательной способности (MC). Дальнейшим этапом в разработке взрывчатых материалов, содержащих nAl, стало создание нанокомпозитов, то есть систем с равномерным распределением частиц nAl в матрице BB.

Работа [3] содержит результаты исследования параметров механических смесей и нанокомпозитов октоген/nAl, 85/15. Порошки nAl отличались содержанием окисной пленки, типом покрытия и размером частиц. Из полученных результатов следует, что ТВ составов с nAl снижается при уменьшении размера частиц алюминия. Причина заключается в том, что при содержании добавки 15% несвязанный металл nAl практически полностью окисляется в процессе взрывчатого превращения смеси. При этом уменьшение размера частиц nAl приводит к снижению ТВ в связи с увеличением начальной концентрации окисной пленки в порошке nAl. По той же причине повышение степени однородности смеси за счет создания нанокомпозита практически не влияет на ТВ. В случае микронных размеров частиц содержание окисной пленки в порошке алюминия мало, а степень окисления добавки при взрыве ниже единицы. В этом случае основным фактором, определяющим ТВ, является удельная поверхность алюминия, и ТВ снижается при увеличении размера частиц металла. В целом, для композиции октоген/Al, 85/15, ТВ смеси с nAl не превышает ТВ составов, содержащих алюминий с размером частиц порядка несколько микрон. Незначительное преимущество по ТВ составов с nAl перед композициями с All наблюдается лишь при относительно высокой концентрации добавки (рис. 1б).

Исследование МС композиций октоген/Al, 85/15, осуществлялось по методу метания медной пластины толщиной 1,5 мм с торца заряда длиной 30 мм и диаметром 20 мм в канале толстостенной стальной оболочки. При добавлении алюминия получено увеличение скорости пластины на конечной базе измерений (30 мм). Однако нанокомпозиты не показали преимуществ по МС перед механической смесью, содержащей алюминий с размером частиц 3,6 мкм [3].

341

В настоящее время гексанитрогексаазаизовюрцитан (CL-20) рассматривается в качестве одного из наиболее перспективных BB. CL-20 имеет положительную энтальпию образования и высокую плотность монокристалла (2,044 г/см<sup>3</sup> для є-формы [4]). При этом CL-20 обладает удовлетворительным уровнем чувствительности к механическим воздействиям [4], что позволяет создавать эксплуатационноспособные составы на его основе.

Проведены калориметрические измерения ТВ CL-20, которые показали, что это ВВ превосходит октоген на 11% по весовому и на 19% – по объемному значению ТВ. Из расчета, выполненного по [1], следует, что основные закономерности влияния алюминия на ТВ смеси с октогеном сохраняются и при переходе к композициям с CL-20. Оценка МС осуществлялась с использованием разработанного ранее метода [5]. Расчет показал, что в ряду известных ВВ CL-20 по МС занимает одну из лидирующих позиций. Так в условиях экспериментальных методик М-40 (торцевое метание стальной пластины толщиной 4 мм в канале толстостенной оболочки) и T-20 (расширение медной оболочки с внутренним и внешним диаметром 20 и 24 мм соответственно) CL-20 превосходит октоген по скорости метания на 7%. МС CL-20 может быть увеличена за счет добавления BB с положительным кислородным балансом и плотностью, превышающей 2 г/см<sup>3</sup>.

Из исследованных к настоящему времени ВВ динитродиазенофуроксан (ДНАФ) обладает наиболее высокими параметрами детонации [6]. Согласно расчету, выполненному по [5], МС этого ВВ в условиях методики М-40 составляет 109% к октогену. Однако очень высокая чувствительность ДНАФ к механическим воздействиям [6] исключает возможность его применения в практике. Добавка порошкообразного алюминий способна повысить МС СL-20 до уровня МС ДНАФ. Создание нанокомпозита с целью дальнейшего увеличения МС целесообразно лишь в случае применения nAl с активным покрытием частиц.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 12-03-00651).

#### Литература

- 1. М.Н.Махов. Метод оценки теплоты взрыва алюминизированных ВВ. Тр. Междунар. конф. «VII Харитоновские тематические научные чтения», Саров: РФЯЦ–ВНИИЭФ, 2005, С. 53–58.
- М.Н.Махов, М.Ф.Гогуля, А.Ю.Долгобородов, М.А.Бражников, В.И.Архипов, В.И.Пепекин. Метательная способность и теплота взрывчатого разложения алюминизированных ВВ. ФГВ, 2004, Т. 40, № 4, с. 96-105.
- М.Ф.Гогуля, М.Н.Махов, М.А.Бражников, А.Ю.Долгобородов, В.И.Архипов, А.Н.Жигач, И.О.Лейпунский, М.Л.Кусков. Взрывчатые характеристики алюминизированных нанокомпозитов на основе октогена. ФГВ, 2008, Т. 44, № 2, С. 85-100.
- R.L.Simpson, P.A.Urtiev, D.L.Ornellas, G.L.Moody, K.J.Scribner, and D.M.Hoffman. CL-20 Performance Exceeds That of HMX and Its Sensitivity Is Moderate. Propellants, Explosives, Pyrotechnics, 1997, V. 22 (5), P. 249-255.
- 5. М.Н.Махов, В.И.Архипов. Метод оценки метательной способности алюминизированных взрывчатых веществ. Хим. физика, 2008, Т. 27, № 8, С. 36-42.
- 6. Л.Н.Акимова, Г.Т.Афанасьев, В.Г.Щетинин, В.И.Пепекин. Взрывчатые свойства 4,4'-динитро-3,3'диазенофуроксана. Хим. физика, 2002, Т. 21, № 3, С. 93-96.

## ОСКОЛОЧНЫЕ СПЕКТРЫ СТАНДАРТНЫХ ЦИЛИНДРОВ, СНАРЯЖЕННЫХ НОВЫМИ ВЗРЫВЧАТЫМИ СОСТАВАМИ, И ИХ ПРЕДСТАВЛЕНИЕ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ГИПЕРЭКСПОНЕНЦИАЛЬНОЙ СТАТИСТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ

# А.В. Бармин, Ю.Г. Печенев, М.Е. Евстифеев, И.О. Шкалябин, Е.В. Колганов, В.А. Одинцов<sup>1</sup>, Н.А. Имховик<sup>1</sup>, И.Ю. Резничук<sup>1</sup>

ГосНИИ «Кристалл», Дзержинск, Россия <sup>1</sup>МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва, Россия

В работе представлены результаты статистической обработки осколочных спектров, полученных при испытаниях стандартных осколочных цилиндров (СОЦ или RSFC – Russian Standard Fragmenting Cylinder), снаряженных новыми взрывчатыми составами (ВС), отвечающими современным требованиям по технологичности и эксплуатационной безопасности. Оценка дробящих свойств новых ВС проводилась в ГосНИИ «Кристалл» в осколочных цилиндрах закрытого типа № 12, изготовленных как методом точения, так и штамповкой из сталей С60 и 80Г2С. Теоретические и методические вопросы применения осколочных цилиндров изложены в [1, 2]. Пропорции цилиндра RSFC защищены патентом № 2025646 РФ. Оценка дробящего действия ВС выполнена на основании подсчета числа осколков различных массовых фракций, собранных во взрывной камере после опыта. На основе анализа результатов статистической обработки осколочных спектров рассмотрена возможность их представления с помощью новой гиперэкспоненциальной модели распределения [2 - 5].

Результаты исследований по определению дробящего действия новых BC (на основе модифицированных гексогена (Г) или октогена (О), высокодисперсного алюминия и связующих различного типа) в сравнении с данными для штатных BB (ТНТ, A-IX-2 и окфол) приведены в табл. 1. Здесь  $\rho_0$  – плотность BB;  $N_{0,25}$ ,  $N_{0,5}$ ,  $N_{1,0}$  – соответственно числа осколков с массой более 0,25, 0,5 и 1,0 г;  $\mu_{\rm M}$ ,  $\mu_{\rm c}$ ,  $\mu_{\rm K}$  – соответственно массовые содержания мелкой (m  $\leq$  1 г), средней (1 г < m  $\leq$  4 г) и крупной (m > 4 г) фракций.

Сталь и метод	$ ho_0$ ,	Количе	ство осколн	ков, шт.	Относительное содержание					
изготовления	г/см <sup>3</sup>				фракций осколков					
корпуса / ВВ		N <sub>0,25</sub>	N <sub>0,5</sub>	N <sub>1,0</sub>	$\mu_{M}$	$\mu_{c}$	$\mu_{\kappa}$			
60Ш /ТНТ	1,59	745	607	451	0,113	0,221	0,665			
60III/A-IX-2	1,77	984	751	527	0,153	0,304	0,542			
60Ш/Окфол	1,77	1216	933	626	0,213	0,39	0,397			
60T/ГАСС-8	1,77	1647	1150	739	0,275	0,499	0,226			
60T/ГАСС-12	1,78	1528	1115	720	0,259	0,485	0,255			
60T/TACC-12	1,76	1344	966	624	0,227	0,374	0,398			

Таблица 1 - Сравнительные характеристики дробящего действия штатных ВВ и новых ВС [6, 7]

60Т/Гекфал-12КМ	1,77	1519	1055	684	0,288	0,452	0,26
60Т/ГЛА-15	1,79	1545	1110	714	0,270	0,4882	0,241
60Т/ОЛА-8	1,82	1649	1155	750	0,282	0,507	0,211
60Ш/ОЛА-8	1,82	1132	840	604	0,175	0,347	0,478
60Ш/ОЛА-15	1,821	1234	919	631	0,190	0,375	0,435
80Ш/ОЛА-8	1,82	1712	1166	717	0,281	0,502	0,209
80Ш/ОЛА-15	1,821	1758	1256	770	0,317	0,513	0,170
80Ш/ОЛД-20	1,77	1829	1251	720	0,356	0,454	0,189

**Примечание:** 60 – сталь С-60; 80 – сталь 80Г2С; Т – СОЦ изготовлен методом точения; Ш – СОЦ изготовлен методом штамповки.



Рис. 1. Классификационная диаграмма качества дробления СОЦ № 12: *I, II, III, IV* – области высококачественного, качественного, удовлетворительного и неудовлетворительного дробления, соответственно; треугольник – точеный цилиндр; ромб – штампованный цилиндр сталь С60; квадрат – штампованный цилиндр сталь 80Г2С

На рис. 1 представлена классификационная диаграмма качества дробления СОЦ № 12 из стали марок С-60 и 80Г2С, снаряженных рассмотренными выше ВВ. Анализ осколочной эффективности новых ВС в сравнении с данными для штатных ВВ (ТНТ, А-IX-2 и окфол) показывает, что использованные в опытах новые ВС по основным осколочным характеристикам ( $\mu_c$ ,  $N_{0,25}$ ,  $N_{0,5}$ ) обеспечивает приемлемый уровень дробления в СОЦ № 12, превышающий уровень А-IX-2 и приближающийся к уровню окфола (или соответствуют ему).

Для дальнейших исследований по оценке осколочной эффективности новых ВС в изделиях различного назначения необходим аппарат представления осколочных спектров. В настоящее время для описания спектров наиболее широко используется распределение Вейбулла. Это распределение является унимодальным и в принципе не может описывать бимодальные спектры.

Как показано на рис. 2, в спектре осколков всегда можно выделить две разнородные морфологические совокупности осколков – крупные (основные, квазирегулярные) осколки типа **A**, образованные магистральными трещинами и содержащие обе исходные поверхности цилиндра, и сопутствующие мелкие осколки типа **B**, содержащие одну исходную поверхность [2-5].



В связи с этим значительный интерес представляет вопрос о возможности описания полученного для новых ВС распределения масс осколков новой статистической моделью [5], основанной на суперпозиции двух экспоненциальных спектров:

$$F(m) = 1 - \xi \exp\left\{-\left(\frac{m}{m_a}\right)\right\} - (1 - \xi) \exp\left\{-\left(\frac{m}{m_b}\right)\right\},$$

где F(m) – функция распределения масс;  $m_a$ ,  $m_b$  – математическое ожидание масс осколков типа A и B;  $\xi$  – относительное число осколков типа A.

Ранее нами было показано, что для подавляющего большинства осколочных спектров СОЦ № 12 может быть принято  $\xi$ =0,5. Подбор параметров  $m_a$ ,  $m_b$  производился с использованием критерия  $\chi^2$  Пирсона. Оптимальная комбинация  $m_a$ ,  $m_b$  находилась по условию  $\chi^2 = \min$ .

$$\chi^{2} = \sum_{i=1}^{\kappa} \frac{\left(N_{i} - N_{i}^{(r)}\right)^{2}}{N_{i}^{(r)}} = f(\xi, m_{a}, m_{b}) = \min \, ,$$

где  $N_i$  – число осколков в данной массовой группе определенное экспериментально;  $N_i^{(r)}$  – расчётное число осколков в данной массовой группе при данной гипотезе о распределении; k – число массовых групп (k = 9).

Правдоподобие гипотезы проверялось по критерию Романовского:

$$R=\frac{\chi^2-r}{\sqrt{2r}}\leq 3\,,$$

где r = k - s - 1 – число степеней свободы; s – число определяемых параметров распределения (s = 2;  $m_a$ ,  $m_b$ ).

Гиперэкспоненциальное распределение было предложено В.А.Одинцовым в 1982 г. и опубликовано в работах [1 – 5]. Аналогичное распределение предложено Д.Грэди и вошло в его монографию [8]. Интересно отметить, что для иллюстрации бимодальных спектров Д.Грэди в своей монографии использовал данные по СОЦ № 12.

Полученные в настоящей работе параметры гиперэкспоненциального распределения осколочных спектров для использованных в испытаниях по методике СОЦ № 12 сочетаний «металл – BB», представлены в табл. 2.

	Γι	иперэкспо	ненциалы	ное	Распреде	еление по	закону Ве	йбулла
BC		распре	деление					
	m <sub>a</sub> ,г	<b>m</b> <sub>b</sub> , г	$\chi^2$	R	Λ	$\mathbf{m}_0$	$\chi^2$	R
		Штампо	ванный і	цилиндр,	сталь С-60			
	<u>5,2</u>	<u>0,49</u>	<u>12,1</u>	<u>1,7</u>	<u>0,505</u>	<u>1,24</u>	<u>22,4</u>	<u>4,7</u>
ТНТ	4,8	0,58	7,83	0,53	0,475	0,92	4,38	0,47
	<u>3,8</u>	<u>0,46</u>	<u>6,94</u>	<u>0,27</u>	<u>0,53</u>	<u>0,98</u>	<u>23</u>	<u>4,9</u>
A-IX-2	3,2	0,34	8,93	0,85	0,485	0,66	14,6	2,5
	<u>3</u>	<u>0,38</u>	<u>18,9</u>	<u>3,7</u>	<u>0,465</u>	<u>0,52</u>	<u>5,71</u>	<u>0,083</u>
Окфол 2,6 0,42 3,				0,71	0,57	0,77	5,66	0,097
	<u>2,7</u>	<u>0,35</u>	<u>46,7</u>	<u>12</u>	<u>0,39</u>	<u>0,23</u>	<u>15,5</u>	<u>2,7</u>
ОЛА-8Т	2,6	0,28	15	2,6	0,51	0,63	16,6	3,1
ОЛА-15Т	2,5	0,43	27,7	6,3	0,5	0,52	9,19	0,92
ОЛД-20	2,9	0,38	7,71	0,49	0,555	0,84	12,7	1,9
Гекфал12КМ	3,75	0,65	0,545	0,6	22,2	4,7		
		Точё	ёный цил	индр, ста	ль С-60			
	<u>1,4</u>	<u>0,16</u>	<u>12,2</u>	<u>1,8</u>	<u>0,59</u>	<u>0,52</u>	<u>21,3</u>	<u>4,4</u>
ГАСС-8	1,8	0,26	8,63	0.76	0,59	0,6	17,9	3,4
	<u>2</u>	<u>0,45</u>	<u>8,73</u>	<u>0,79</u>	<u>0,63</u>	<u>0,72</u>	<u>5,53</u>	<u>0,14</u>
ГАСС-12	1,8	0,27	5,59	0,12	0,615	0,66	15,2	2,7
	<u>1,7</u>	<u>0,22</u>	<u>10,4</u>	<u>1,3</u>	<u>0,535</u>	<u>0,46</u>	28,5	<u>6,5</u>
Гекфал-12КМ	1,8	0,28	8,07	0,6	0,57	0,55	10,3	1,2
	<u>2,2</u>	<u>0,29</u>	<u>13</u>	<u>2</u>	<u>0,48</u>	<u>0,41</u>	<u>15,8</u>	<u>2,8</u>
TACC-12	2,2	0,31	13,7	2,2	0,51	0,49	30,3	7
ОЛА-8Т	1,4	0,16	13,1	2,05	0,6	0,54	21,4	4,4
ГЛА-15	1,8	0,28	9,25	0,94	0,595	0,6	24,7	5,4

**Таблица 2** - Параметры гиперэкспоненциального распределения осколочных спектров (при  $\xi = 0,5$ ) и распределения по закону Вейбулла

	Штампованный цилиндр, сталь 80Г2С												
ОЛД-20	1,4	0,31	24,8	5,4	0,575	0,4	7,19	0,34					
ОЛА-8Т	1,5	0,24	13,6	2,13	0,54	0,39	14,2	2,4					
ОЛА-15Т	1,3	0,16	13,5	2,2	0,665	0,62	7,66	0,48					

**Примечание:** В числителе приведены данные, полученные по результатам первого опыта, а в знаменателе – по результатам второго опыта.

В табл. 2 также же приведены и параметры распределения по закону Вейбулла, до настоящего времени наиболее широко используемого для описания осколочных спектров:

$$f(m) = \frac{\Lambda}{m_0} \left(\frac{m}{m_0}\right)^{\Lambda-1} e^{-\left(\frac{m}{m_0}\right)}$$

где то – характеристическая масса распределения; Л – показатель однородности спектра.

Представляет интерес сравнительная оценка адекватности представления спектров обеими моделями. Среднее значение критерия Романовского по модели Одинцова в ≈ 1,8 раза меньше соответствующего значения для модели Вейбулла, что свидетельствует о существенно большей точности гиперэкспоненциальной статистической модели. Дальнейшие исследования должны быть направлены на построение количественных зависимостей параметров распределения осколочных спектров от свойств металла и ВВ.

#### Литература

- 1. Одинцов В.А. Моделирование процессов фрагментации с помощью унифицированных цилиндров. М.: Изд-во МГТУ, 1991. 60с.
- 2. Физика взрыва / Под ред. Л.П. Орленко.- Изд. 3-е, в 2 т. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2002. Т.2. 656 с.
- 3. Одинцов В.А. Бимодальное распределение фрагментов цилиндров // Физика горения и взрыва. 1991. Т.27. № 5. С. 118-122.
- 4. Одинцов В.А. Двумерное распределение осколков цилиндров по массе и характеристике формы // Физика горения и взрыва. 1993. № 1. С. 129-133.
- 5. Одинцов В.А. Гиперэкспоненциальные спектры взрывного разрушения металлических цилиндров // Известия РАН. Механика твердого тела. 1992. № 5. С. 48-55.
- 6. Бармин А.В., Евстифеев М.Е., Имховик Н.А., Одинцов В.А.. Испытание пластизольного состава в стандартном осколочном цилиндре № 12 // В кн. Горение и взрыв / Под общ. ред. С.М.Фролова. М.: ТОРУС ПРЕСС. 2010. Вып. 3. С. 273-278.
- Бармин А.В., Шкалябин И.О., Кожевников В.Г., Колганов Е.В., Ильин В.П., Имховик Н.А., Одинцов В.А. Осколочные спектры стандартных цилиндров RSFC №12, снаряженных новыми алюминизированными ВВ // В кн. Горение и взрыв / Под общ. ред. С.М.Фролова. М.: ТОРУС ПРЕСС. 2012. Вып. 5. С. 361-367.
- 8. Dennis Grady. Fragmentation of Rings and Shells: The Legacy of N.F. Mott Publisher: Springer; 1st Edition. (November 23, 2006).

# ДАВЛЕНИЕ ДЕТОНАЦИИ: РАСЧЁТНАЯ ОЦЕНКА ДЛЯ СМЕСЕЙ ВВ С МЕТАЛЛАМИ И НЕОРГАНИЧЕСКИМИ ОКИСЛИТЕЛЯМИ<sup>3</sup>

# О.В. Воронько, А.С. Смирнов, А.Б. Терентьев, В.В. Балалаев

ОАО «Государственный научно-исследовательский институт машиностроения имени В.В. Бахирева», Дзержинск, Россия

Давление детонации важнейшая характеристика взрывчатого процесса. Достаточно долгое время давление детонации использовалось для сравнительной оценки эффективности ВВ. Однако целым рядом работ было показано, что действие взрыва в наибольшей степени связано с теплотой взрывчатого превращения [1,2], которая в значительной мере определяет также и давление детонации [3]. Поэтому между давлением детонации и действием взрыва существует лишь косвенная связь [3]. Последнее, в прочем, выполняется только для индивидуальных взрывчатых веществ и их смесей друг с другом определённом диапазоне изменения химического состава [4], а для металлизированных взрывчатых смесей повышение метательного действия (с увеличением содержания металла) сопровождается падением давления детонации [5].

Бризантное действие взрыва в значительной мере определяется величиной давления детонации, в ряде работ определена количественная связь между числом осколков и давлением детонации [6].

В последние годы большое внимание уделяется проблеме безопасности взрывчатых веществ [7]. В этой связи можно отметить, что давление детонации является удобной характеристикой для оценки количества энергии, передаваемой от реагирующего слоя ВВ к инициируемому слою ВВ.

Ранее было показано [8,9], что практически любые свойства взрывчатых веществ и их смесей друг с другом могут быть описаны как степенные функции факторов химического состава и строения. В том числе (с использованием процедуры регрессионного анализа [10]) для индивидуальных взрывчатых веществ и их смесей друг с другом были получены уравнения для расчёта давления детонации, скорости детонации и показателя политропы. Разработка методов оценки, а затем и сравнение с методами предшественников проводились на примере массива экспериментальных данных, включавшего: 500 строк для 185 ВВ и ВС по скорости детонации (D), 250 строк для 110 ВВ и ВС по давлению детонации (P). Ниже приводим уравнения расчёта:

 $P = 1.463 \cdot 10^{-2} \cdot \rho^{2.022} \cdot a^{-0.0111} \cdot b^{0.00536} \cdot c^{0.149} \cdot Q_{max}^{0.589} \cdot N_m^{0.260}, \Gamma\Pi a$ (1),

<sup>&</sup>lt;sup>3</sup> Pressure of the detonation 2: the settlement estimation for mixes explosives with metals and inorganic oxidizers

O.V.Voronko, A.S.Smirnov, A.B.Terentyev, V.V. Balalaev

Joint stock company «State scientific research institute of mechanical engineering after V.V.Bahirev», Dzerzhinsk, Russia

Коэф. корреляции 0.997, ср.кв.ош. ± 0.91 ГПа (±4.36%).

$$D = 0.399 \cdot \rho^{0.652} \cdot a^{-0.0039} \cdot c^{0.0764} \cdot \alpha^{0.0588} \cdot Q_{max}^{0.231} \cdot N_m^{0.120}, \text{ (KM/c)}$$
(2)  
Коэф. корреляции 0.997; ср.кв.ош. ±0.087 км/с (±1.14%)  

$$n = 19.59 \cdot \rho^{0.317} \cdot c^{-0.019} \cdot \alpha^{0.117} \cdot Q_{max}^{-0.116} N_m^{-0.256}$$
(3)

Коэф. корреляции 0.951; ср.кв.ош. ±0.133 (±4.56%)

где: ρ<sub>0</sub> - плотность заряда г/см<sup>3</sup>, а – количество молей углерода в кг BB, моль/кг, b – количество молей водорода в кг BB, моль/кг, с - количество молей азота в кг BB, моль/кг, α - коэффициент избытка окислителя, Q<sub>max</sub> - максимальная теплота взрыва, кДж/кг, N<sub>m</sub> - число молей газообразных продуктов взрыва, соответствующее максимальной теплоте взрыва, моль/кг,

Кроме расчёта давления детонации по уравнению (1) также проводился расчёт с использованием уравнений (2), (3) и известного соотношения (4)

$$\mathbf{P} = \boldsymbol{\rho} \cdot \mathbf{D}^2 / (n+1), \, \boldsymbol{\Gamma} \boldsymbol{\Pi} \mathbf{a} \tag{4}.$$

Ранее [11] сообщалось о хорошем соответствии экспериментальных и расчётных данных при оценке скорости и давления детонации алюминизированных взрывчатых составов с использованием уравнений (1), (2). При таком расчёте в формулах в качестве Q<sub>max</sub> (максимальная теплота взрыва) брали парциальную теплоту бризантного компонента. За последние несколько лет нами получены дополнительные экспериментальные данные по скорости и давлению детонации для составов с содержанием алюминия и неорганических окислителей.

Для расчёта составов с неорганическим окислителем при расчёте Q<sub>max</sub> учитывался неорганический окислитель. При этом также учитывалось, что реакция продуктов разложения окислителя с продуктами разложения бризантного компонента идут с задержкой. Для учёта последнего теплота взрыва смеси умножалась на коэффициент k

 $\mathbf{k} = 1 - x_{ox}$ 

(5),

где *x*<sub>ox</sub> - массовая доля окислителя.

Соответствие расчётных и экспериментальных результатов приведено в таблице 1.

Процентное содержание компоне-			N <sub>min</sub>	Опр	ед. скорости		Определение				
нтов (октоктоген, св активное связу-	ρ	$Q_{\text{max}}$		d		CKODOCTL		n	давления		
ющее, гекс гексоген, алюм алюми-				\$	оболочка	enopoetb			де	тонац	ИИ
ний, пха- перхлорат аммония)	г/см <sup>3</sup>	кал/г	$M/K\Gamma$	MM	эксп.		расч.		эксп.	pac(1)	pac(4)
окт83; св17	1.76	1414	33.6	15	сталь 2.5 мм	8.59	8.38	3.62	28.2	28.7	26.8
окт83; св17	1.76	1414	33.6	20	без. об.	8.39	8.38	3.62	28.2	28.7	26.8
окт68; алюм15; св17	1.92	1188	28.5	16	сталь 2 мм	8.13	8.16	3.75		27.3	26.9
окт53; алюм28.5; св18.5	1.91	979	23.9	18	сталь 2 мм	7.73	7.43	3.75		21.0	22.2
окт53; алюм28.5; св18.5	1.83	944	24.0	18	сталь 2 мм	7.37	7.12	3.71	19.4	18.6	19.8
окт53.5; алюм29 ; св17.5	1.91	973	23.8	18	сталь 2 мм	7.33	7.41	3.75		20.8	22.1
окт25; пха -32; алюм27; св16	1.93	993	15.9	20	медь 2 мм	6.55	6.53	3.78		17.9	17.3

Таблица 1 – Расчётные и экспериментальные данные по скорости и давлению детонации

Процентное содержание компоне-	ρ	$Q_{\text{max}}$	$N_{min}$	Опр	ед. скорости	и детон	нации	n	Определение		
нтов (октоктоген, св активное связу-				d	оболочка	скор	ость		давления		1A
ющее, гекс гексоген, алюм алюми-									де	детонации	
ний, пха- перхлорат аммония)	г/см <sup>3</sup>	кал/г	$M/K\Gamma$	MM		эксп.	расч.		эксп.	pac(1)	pac(4)
окт24; пха -31; алюм28; св17	1.92	964	15.7	30	без. об.	6.32	6.43	3.77		17.1	16.6
окт24; пха -31; алюм28; св17	1.92	964	15.7	40	без. об.	6.5	6.44	3.77		17.2	16.7
окт17; пха -36; алюм27 ; св20	1.85	971	14.1	20	без. об.	6.09	6.11	3.74		15.4	14.6
окт8; пха -45; алюм27; св20	1.90	966	10.4	43	без. об.	4.2	5.83	3.81		14.8	13.4
окт8; пха -45; алюм27; св20	1.90	966	10.4	32	сталь 3 мм	5.56	5.83	3.81		14.8	13.4
окт8; пха -45; алюм27; св20	1.90	966	10.4	40	сталь 10 мм	5.57	5.83	3.81		14.8	13.4
гекс82.5; св17.5	1.69	1406	33.6	15	сталь 2.5 мм	8.09	8.14	3.57		26.2	24.5
гекс69; алюм15; св16	1.76	1193	28.5	10	без. об.	7.56	7.73	3.62		22.8	22.7
гекс69; алюм15; св16	1.79	1193	28.5	18	сталь 2 мм	7.83	7.81	3.65		23.7	23.5
гекс68; алюм15; св17	1.74	1192	28.5	20	медь 2 мм	7.92	7.66	3.61		22.3	22.2
гекс67.5; алюм15 ; св17.5	1.78	1184	28.5	30	без. об.	7.71	7.75	3.64		23.2	23.0
гекс65; алюм15; св20	1.72	1173	28.5	18	сталь 2 мм	7.77	7.55	3.60		21.4	21.3
гекс62.5; алюм20; св17.5	1.79	1110	26.8	20	сталь 2 мм	7.59	7.55	3.65		21.6	21.9
гекс52.5; алюм29; св18.5	1.84	974	23.8	16	сталь 2.5 мм	7.33	7.23	3.69		19.2	20.5
гекс51; алюм29; св20	1.80	966	23.7	18	сталь 2 мм	7.31	7.10	3.67		18.2	19.5
гекс23; пха -31; алюм29; св17	1.90	964	15.5	15	сталь 2.5 мм	6.38	6.38	3.76	16.45	16.7	16.3
гекс23; пха -31; алюм27 ; св19	1.92	977	16.1	20	без. об.	6.34	6.47	3.78		17.4	16.8
гекс17; пха -36; алюм27 ; св20	1.92	972	14.1	40	без. об.	6.23	6.25	3.79		16.5	15.6
гекс8; пха -45; алюм27; св20	1.90	966	10.4	50	без. об.	5.55	5.83	3.81		14.8	13.4
гекс8; пха -45; алюм27; св20	1.89	966	10.4	60	сталь 10 мм	5.57	5.77	3.80		14.4	13.1
гекс6; пха -47; алюм27; св20	1.90	965	9.6	60	без. об.	5.16	5.74	3.82		14.5	13.0
гекс6; пха -47; алюм27; св20	1.91	965	9.6	32	сталь 3 мм	5.35	5.76	3.82		14.6	13.1

Продолжение таблицы 1

Результаты, приведённые в таблице 1, показывают, что точность расчёта давления детонации для алюминизированных BB с неорганическим окислителем соответствует точности расчёта для индивидуальных BB. Точность расчёта скорости детонации несколько хуже, особенно для составов с низким содержанием бризантного компонента, но это чаще всего касается составов с низкой детонационной способностью. Соответствие становится лучше при увеличении диаметра заряда и при введении металлической оболочки.

Таким образом, формулы 1, 2, 3 позволяют с хорошей точностью осуществлять прогноз давления детонации для алюминизированных составов с неорганическим окислителем даже при низком содержании бризантного компонента.

#### Литература

1. Short J.M., Helm F., Finger M. et al. The Chemistry of Detonation VII. A Simplified Method for Predicting Explosive Performance in the Cylinder Test //Combustion & Flame. 1981. v.43. №1. p.99-108.

2. Akst I.B. Heat of Detonation , the Cylinder Test and Performance in Munitions.// Ninth Symposium (International) on Detonation. 1989 (August28-September1).Portland, Oregon, USA. 1989. P.920-932.

3. Smirnov A., Pivina T., Lempert D., Khakimov D. Estimation of the basic characteristics of some power polynitrogenous substances// Proceedings of the 14th Seminar on *New Trends in Research of Energetic Materials*. Pardubice, Czech Republic, 2011. 33-42.

4. Doherty R.M., Short J.M., Akst I.B., Kamlet M.J. Estimation of the Efficiency of Non-Ideal Explosives.// Combustion & Flame. 1989. v.76. №№ 3 & 4. P.369 -381. 5. Smirnov A., Pivina T., Lempert D., Khakimov D. Basic Characteristics for Estimation Polynitrogen Compounds Efficiency/ Central European Journal of Energetic Materials, 2011, 8(3), 157-171 ISSN 1733-7178

6. Смирнов А.С., Ворожейкин Р.В. Оценка достижимых уровней эффективности и безопасности для взрывчатых составов, разрабатываемых для боеприпасов осколочно-фугасного действия / Вопросы оборонной техники.– М.:, №6, 2011. – С. 54-62.

7. Watt D., Peugeot F., Doherty R., Sharp M., Tucker D., Topler D. Reduced Sensitivity RDX, where are we?// 35th International Annual Conference of ICT. 2004. Karlsruhe, Federal Republic of Germany. 2004. V9.

8. Smirnov A., Smirnov S., Pivina T., Lempert D., Sheremetev A. The influence of calculation accuracy of formation enthalpy and monocrystal density estimations on some target parameters for energetic materials // Proceedings of the 15th Seminar on *New Trends in Research of Energetic Materials*. Pardubice, Czech Republic, 2012. 280-291.

9. Смирнов А.С. Перспективное прогнозирование и анализ экспериментальных данных с использованием комплексной системы оценки параметров взрывчатых веществ// Всероссийская научно-техническая конференция "Успехи в специальной химии и химической технологии".- М: РХТУ им.Д,И,Менделеева.-2010.-С.364-367.

10. Дрейлер Н., Смит Г. Прикладной регрессионный анализ. – М.: Финансы и статистика. кн.1. - 1987.

11. Смирнов С.П., Смирнов А.С., Хворов Ф.Т., Карачёв А.Г. Связь характеристик чувствительности к удару и трению с химическим составом и строением ВВ. Основы прогнозирования свойств ВВ и ВС// Материалы конф. «Ударные волны в конденсированных средах», Санкт-Петербург. 2008.-С.133-139

## О СКОРОСТЯХ РАСШИРЕНИЯ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ОБОЛОЧКИ И ТОРЦЕВОГО МЕТАНИЯ ЗАРЯДАМИ ВЗРЫВЧАТЫХ ВЕЩЕСТВ<sup>4</sup>

### А.Л. Кривченко, И.И. Реут

#### Самарский государственный технический университет, Самара

Сложные динамические взаимодействия представляют самостоятельный интерес для различных областей науки и техники, в том числе и для разработки новых систем динамического оружия, у которого поражающие элементы баллистической формы должны иметь достаточно высокие характеристики по форме и массе, которые определяются соотношением массы и квадрата скорости. В настоящее время не существует теоретических методов оценки эффективности действия сплавов для облицовки боеприпасов типа ударное ядро. Подбор материалов ограничен экспериментальными данными в основном по меди и стали. D-металлы и их сплавы являются наиболее перспективными в этом плане, так как, вопервых, неполно изучены их ударно-волновые свойства, а во-вторых, в данное время в термодинамике рассмотрены только полуэмпирические модели уравнения состояния металлов, что требует дополнительного проведения дорогостоящих экспериментов по определению динамических характеристик металлов и их сплавов. Однако именно в этой концепции

<sup>&</sup>lt;sup>4</sup> About the dilatation velocity of cylindric confinement and abutment tossing speed during the tossing with the explosive charge

A.L. Krivchenko, I.I. Reout

Samara State Technical University, Samara , Russia

возможно решение проблем разработки эффективных поражающих элементов кинетического оружия.

Одним из путей решения является статистический метод расчёта необходимой характеристики BB с использованием регрессионного анализа значительного массива экспериментальных данных взрывчатых веществ (BB) и взрывчатых соединений [1]. В принципе, помимо такого метода решения, существуют и физические методы определения параметров метания, основанные на анализе ударно-волновых взаимодействий продуктов детонации с металлической пластиной и метода детонационной оптики [2]. Однако недостатком данных методов является недостаточно точный прогноз массовой скорости продуктов детонации, которой в принципе не уделяется достойного места, хотя появившиеся в последнее время методики практического определения данной характеристики и теоретического её прогнозирования известны.

Для использования на практике эффектов динамического нагружения необходимо знать такие характеристики как скорость звука во ВВ и в метаемом материале, детонационные и массовые скорости и ряд других характеристик. Разработка методов теоретического прогнозирования скоростей метания требует комплексной диагностики ударно-волновых процессов при динамическом нагружении. Прогнозирование таких процессов является актуальной научной задачей. Исследование поведения металлических материалов при ударном сжатии имеет большое значение для решения задач по прогнозированию взрывных воздействий на различные материалы.

Нами предложено уравнение по определению скорости расширения медной цилиндрической оболочки [3]:

$$W_{cyl} = \frac{C_0 + U}{2,66} , \qquad (1)$$

где значение делителя численно связано с коэффициентами уравнения ударной адиабаты меди  $D = \alpha + \lambda U$  соотношением  $\alpha/\lambda$ , т.е. 3,98/1,495=2,66.

Для оценки работоспособности предложенного расчётного метода определения скорости расширения цилиндрической оболочки результаты вычислений сопоставлены с экспериментальными данными 25 энергонасыщенных материалов. Среднеквадратическая ошибка составила Δ=±48 м/с (2,57%).

В работе также разработан метод эквивалентных масс для определения относительной скорости метаемого элемента по методу торцевого метания. Суть метода заключается в использовании для расчёта энергетики активную часть заряда [2], масса *m*<sub>a</sub> которой вычисляется из выражения:

$$m_a = \frac{2}{3}\pi r_0^3 = \frac{1}{12}\pi d^3 \rho_0, \qquad (2)$$

где  $r_0$  – радиус, d – диаметр;  $\rho_0$  – плотность заряда.

В предлагаемом методе эквивалентных масс энергетика BB, участвующего в разгоне пластины, сопоставляется с метаемым элементом в соотношении 1:1. В качестве критерия принимается эквивалентное взаимодействие BB с метаемым элементом. Таким образом, скорость метания при эквивалентных массах заряда и пластины определяется по выражению:

$$W_{_{3KB}} = U_{\sqrt{\frac{4}{3} \frac{r\rho_0}{h_{n,n}\rho_{n,n}}}}.$$
(3)

Проведённые расчёты по уравнению (3) показывают, что в случае эквивалентности масс пластины и заряда ВВ при торцевом метании справедливо следующее выражение:

$$W_{\mathcal{H}\mathcal{B}} = 1,41U \quad . \tag{3}$$

По методу эквивалентных масс рассчитана и сопоставлена с экспериментальными данными относительная метательная способность 20 энергонасыщенных материалов. Среднеквадратическая ошибка составила 3,29%.

Предложенные методики расчёта скорости торцевого метания методом эквивалентных масс, а так же приближённый метод определения скорости расширения медной цилиндрической облицовки дают близкие значения к экспериментальным данным и могут быть использованы для предварительной оценки метательной способности. Представляется целесообразным проверить работоспособность разработанных методик для оценки метательной способности перспективных взрывчатых веществ.

### Литература

1. Смирнов С.П., Смирнов А.С. Прогнозирование характеристик взрывчатых веществ // Журнал прикладной химии. – 2009. – Т. 82, вып. 10. – С. 1655-1663.

2. Физика взрыва / С.Г. Андреев, А.В. Бабкин, Ф.А. Баум и др.; под ред. Л.П. Орленко. – В 2 т. - Т. 1. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2004. – 832 с.

3. Реут И.И., Кривченко А.Л. Расчёт метательной способности взрывчатых веществ при цилиндрическом и торцевом метании металла // Вест. Сам. гос. техн. ун-та. Сер.: Физ.-мат. науки. – 2011. – №4 (25), с. 173-177.

4. Махов М.Н., Архипов В.И. К расчёту скорости разлёта оболочки // ФГВ, 1989, т. 25, №3, с. 87-89.

5. Казутин М.В., Комаров В.Ф., Попок Н.И. и др. Степень реализации энергетического потенциала взрывчатого вещества в метательную способность продуктов детонации // Ползуновский вестник. №4-1. 2010. С. 92-95.

## **ДЕТОНАЦИОННАЯ СПОСОБНОСТЬ БИНАРНЫХ СМЕСЕЙ ВЗРЫВЧАТЫХ ВЕЩЕСТВ**

## Котомин А.А., Козлов А.С., Душенок С.А.\*, Трапезников М.А.\*

Санкт-Петербургский государственный технологический институт, Россия \*ФГУП "СКТБ "Технолог", Санкт-Петербург, Россия

В данной работе приведены результаты исследований критических диаметров детонации бинарных смесей ряда ВВ различной дисперсности и взрывчатых композиций на основе этих смесей. Одна из целей исследований - получение полной и ясной картины детонационной способности смесей микронных ВВ и разработка метода регулирования критических диаметров детонации взрывчатых материалов на основе таких смесей ВВ.

Экспериментально, с точностью 0,02 мм, определяли критические диаметры детонации сплошных, практически беспористых, шнуровых зарядов из однородных взрывчатых композиций (ВК) с равномерным распределением кристаллов исследуемых ВВ или смесей ВВ в мягкой полимерной матрице - полидиметилсилоксане (СКТ). ВК изготавливали по технологии, исключающей дробление кристаллов ВВ. При этом в ВК сохранялась дисперсность исходных ВВ. Содержание ВВ (смесей ВВ) в ВК варьировалось от 70 до 90 % мас.

Для всех ВК на основе индивидуальных ВВ или смесей ВВ построены зависимости критических диаметров детонации ( $d_k$ ) от объемной доли ВВ (смеси ВВ). На рис. 1 в качестве примера приведена такая зависимость для ВК на основе высокодисперсного октогена с удельной поверхностью  $S_g = 8900 \text{ см}^2/\text{г}.$ 



Критический диаметр детонации чистых индивидуальных ВВ или смесей ВВ при реальной дисперсности и дефектности кристаллов и малой пористости ВВ, равной 0,1 - 2%,  $(d_{k_0})$  рассчитывался из полученных концентрационных зависимостей по формуле:

$$d_k = \frac{d_{k_0}}{V_{gg}^n},\tag{1}$$

где  $V_{gg}$  - объемная доля BB (смеси BB) в BK; *n* - параметр, определяемый дисперсностью BB и физическими свойствами инертных компонентов BK (в данном случае ударной сжимаемостью СКТ).

На рис. 2 представлены результаты исследований смесей грубодисперсного октогена (100 мкм) с высокодисперсным ТЭНом (4 мкм) и ВК на основе этих смесей и СКТ.



Как видно из рис. 2 полученные зависимости для смесей <u>грубодисперсного</u> октогена с <u>высокодисперсным</u> ТЭНом и составов на их основе имеют S-образный вид и аппроксимируются следующими уравнениями, имеющими вид функции Лапласа:

$$d_{k_c} = d_{k_1} e^{bV_2^2} \quad b = \ln \frac{d_{k_2}}{d_{k_1}} \quad (2) \qquad d_{k_0}^{(c)} = d_{k_0}^{(1)} e^{bV_2^2} \quad b = \ln \frac{d_{k_0}^{(2)}}{d_{k_0}^{(1)}} \quad (3)$$

 $(\mathbf{n})$ 

где  $d_{k_1}$  - критический диаметр детонации ВК на основе ВВ с меньшей детонационной способностью;  $d_{k_2}$  - критический диаметр детонации ВК на основе ВВ с большей детонационной способностью;  $d_{k_c}$  - критический диаметр детонации ВК на основе бинарной смеси ВВ;  $V_2$  - объемная доля ВВ с большей детонационной способностью в бинарной смеси ВВ;  $d_{k_0}^{(1)}$  - критический диаметр детонации чистого ВВ с меньшей детонационной

способностью;  $d_{k_0}^{(2)}$  - критический диаметр детонации чистого BB с большей детонационной способностью;  $d_{k_0}^{(c)}$  - критический диаметр детонации чистой бинарной смеси BB.

В табл. 1 (для примера) и на рис. 3 представлены результаты исследований смесей высокодисперсного октогена (3 мкм) с высокодисперсным ТЭНом (4 мкм) и ВК на основе этих смесей.

Содержание ТЭНа в смеси ВВ, % мас.	Объемная доля ТЭНа в смеси ВВ	<i>d</i> <sub><i>k</i></sub> , мм чистая смесь BB	<i>d</i> <sub><i>k</i></sub> , мм смесь ВВ / СКТ 25/15	<i>d</i> <sub><i>k</i></sub> , мм смесь ВВ / СКТ 80/20	<i>d</i> <sub><i>k</i></sub> , мм смесь ВВ / СКТ 75/25	<i>d</i> <sub><i>k</i></sub> , мм смесь ВВ / СКТ 70/20
0	0	0.46	03/13	2 2 9	2 22	/0/30
0	0 120	0,40	1,00	2,30	3,33	4,74
12	0,128	0,35	1,10	1,/5	2,42	3,33
25	0,263	0,26	0,95	1,62	2,37	3,21
35	0,366	0,24	0,85	1,16	2,04	3,00
50	0,518	0,18	0,62	0,85	1,62	2,12
65	0,666	0,16	0,58	0,79	0,95	1,56
75	0,763	0,14	0,54	0,62	0,79	1,16
100	1	0,11	0,38	0,46	0,54	0,79

**Таблица 1.** Критические диаметры детонации чистых смесей октогена (9700 см<sup>2</sup>/г) с ТЭНом (7700 см<sup>2</sup>/г) и композиций: (смесь октогена с ТЭНом) / СКТ (% мас.)



Рис. 3. Зависимость  $d_k$ ВК на основе смесей октогена ( $S_g = 9700$ см<sup>2</sup>/г) с ТЭНом ( $S_g =$ 7700 см<sup>2</sup>/г) от объемной доли ТЭНа в смесях ВВ: 1 - ВК 85/15, 2 - ВК 80/20, 3 - ВК 75/25, 4 - ВК 70/30

Как видно из рис. 3 полученные зависимости для ВК на основе смесей <u>высокодисперсного</u> октогена с <u>высокодисперсным</u> ТЭНом имеют иной вид, чем для ВК с грубодисперсным октогеном (рис. 2). Наибольшее отличие наблюдается в характере снижения  $d_k$  на начальном участке кривых - до 20 % об. ТЭНа. Это имеет важное как теоретическое значение, так как эти зависимости отражают изменение времени разложения компонентов в детонационной волне, так и практическое - существенное снижение  $d_k$  путем введения небольшого количества BB с высокой детонационной способностью во взрывчатый материал. Для уточнения данной зависимости в интервале 0-25% мас. ТЭНа были более подробно исследованы BK на основе смесей <u>высокодисперсного</u> октогена с <u>высокодисперсным</u> ТЭНом (рис. 4).



Рис. 4. Зависимость  $d_k$  ВК на основе смесей октогена (9000 см<sup>2</sup>/г) с ТЭНом (7200 см<sup>2</sup>/г) от объемной доли ТЭНа в смесях ВВ: 1 - ВК 80/20, 2 - ВК 75/25, 3 - ВК 70/30

Как видно из рис. 4 проведенные дополнительные исследования в области малых концентраций ТЭНа подтвердили установленную зависимость для смесей высокодисперсного октогена с высокодисперсным ТЭНом и составов на основе этих смесей.

Полученные результаты далее были дополнены исследованием детонационной способности смесей высокодисперсных взрывчатых веществ различных классов: 1,1-динитро-2,2-диаминоэтилена (FOX-7) с ТЭНом (рис. 5) и FOX-7 с 3,4-бис(4-нитрофуразан-3-ил)фурок-саном (DNTF) (рис. 6).

Как видно из рис. 5, 6 полученные зависимости для высокодисперсных смесей FOX-7/ ТЭН и FOX-7/DNTF и составов на основе этих смесей имеют такой же вид, как и для высокодисперсной смеси октоген /ТЭН и ВК на основе этой смеси.

На рис. 7 представлены аналогичные зависимости для исследованных <u>чистых</u> высокодисперсных бинарных смесей ВВ.

Как видно из рис. 7 изученные зависимости имеют одинаковый характер как для взрывчатых композиций, так и для чистых бинарных смесей ВВ.

В целом, в результате проведенных исследований можно сделать <u>вывод</u>: для бинарных смесей, содержащих высокодисперсные (микронные) взрывчатые вещества, а также для взрывчатых композиций на основе этих смесей, зависимость критических диаметров детонации от соотношения ВВ в смесях является неаддитивной и свидетельствует о

357

14 12 10 M Критический диаметр, Рис. 5. Зависимость  $d_k$ 8 ВК на основе смесей FOX-7 (8000 см<sup>2</sup>/г, 4 6 мкм) с ТЭНом (7700 см<sup>2</sup>/г, 4 мкм) от 4 объемной доли ТЭНа в смесях ВВ: 1 - BK 77,5/22,5; 2 - BK 2 75/25; 3 - BK 72,5/27,5; 4 - BK 70/30 0 0.2 0.8 0 0.4 0.6 Объемная доля ТЭНа 9 8 7 MM 6 **Рис. 6.** Зависимость  $d_k$ критический диаметр, ВК на основе смесей 5 FOX-7 (6500 см<sup>2</sup>/г, 5 4 мкм) с DNTF (5900  $cm^2/г$ , 5,5 мкм) от объемной 3 доли DNTF в смесях BB: 1 - BK 80/20; 2 - BK 2 77,5/22,5; 3 - BK 75/25; 4 - BK 72,5/27,5 1 0 0,0 0,2 0.4 0.6 0,8 1,0 объемная доля DNTF

преимущественном влиянии кинетики разложения компонента с бо́льшей детонационной способностью в зоне химической реакции детонационной волны.

Для сравнения на рис. 8 приведены полученные нами экспериментальные критические диаметры детонации растворов DNTF в нитрометане.

Зависимость для двухкомпонентной гомогенной системы - растворов DNTF в нитрометане (рис. 8) имеет такой же вид, как и для исследованных гетерогенных систем - бинарных смесей <u>микронных</u> BB. Однако, при молекулярном смешении компонентов наблюдается более сильное снижение критического диаметра детонации системы с увеличением содержания BB с большей детонационной способностью.



Рис. 7. Детонационная способность чистых высокодисперсных бинарных смесей BB: 1 - октоген/ТЭН,

2- FOX-7/ТЭН, 3 - FOX-7/DNTF



**Рис. 8.** Зависимость  $d_k$  растворов DNTF в нитрометане от объемной доли DNTF

Полученные экспериментальные зависимости для бинарных смесей микронных ВВ и составов на основе этих смесей описываются следующими уравнениями:

$$d_{k_c} = d_{k_1} (1 - V_2^q) + d_{k_2} V_2^q \tag{4}$$

$$d_{k_0}^{(c)} = d_{k_0}^{(1)} (1 - V_2^q) + d_{k_0}^{(2)} V_2^q$$
(5)

где q - безразмерный коэффициент (остальные обозначения даны выше).

Для определения значений показателя степени *q* уравнения (4), (5) были преобразованы в линейный вид:

$$\lg(d_{k_1} - d_{k_c}) = \lg(d_{k_1} - d_{k_2}) + q \lg V_2$$

$$\lg(d_{k_0}^{(1)} - d_{k_0}^{(c)}) = \lg(d_{k_0}^{(1)} - d_{k_0}^{(2)}) + q \lg V_2.$$

По полученным экспериментальным данным для всех бинарных высокодисперсных смесей ВВ и ВК на основе этих смесей были построены графики, соответствующие этим линейным уравнениям. На рис. 9 в качестве примера приведены графики для смесей FOX-7 с ТЭНом и взрывчатых композиций на основе этих смесей.



**Рис. 9.** Зависимость  $\lg(d_{k_1} - d_{k_c})$  от  $\lg V_2$ : нижняя прямая - чистые смеси FOX-7 с ТЭНом; над ней расположены последовательно: ВК 77,5/22,5; ВК 75/25; ВК 72,5/27,5; ВК 70/30

Для каждой пары ВВ и ВК на основе этой пары построенные линии практически параллельны, что свидетельствует о близости значений коэффициента *q* для смесей ВВ и составов на основе конкретной пары ВВ. Мы предположили, что значения коэффициента *q* для различных пар ВВ должны определяться соотношением критических диаметров детонации индивидуальных ВВ в этих парах.

Полученная зависимость действительно описывается уравнением:

$$q = 0,69 - 0,046 \frac{d_{k_0}^{(1)}}{d_{k_0}^{(2)}} \tag{6}$$

В целом, полученные формулы (4), (5), (6) хорошо описывают эксперимент (средняя относительная погрешность 10%) при соотношении  $d_{k_0}^{(1)}/d_{k_0}^{(2)}$  от 3,0 до 8,0.
## ПЕРЕХОД ГОРЕНИЯ В ДЕТОНАЦИЮ В МЕХАНОАКТИВИРОВАННЫХ СМЕСЯХ ПЕРХЛОРАТОВ С КРЕМНИЕМ И АЛЮМИНИЕМ<sup>5</sup>

### А.Ю. Долгобородов, Н.Е. Сафронов, В.А. Тесёлкин, А.Н. Стрелецкий

ИХФ РАН, Москва, Россия

Целью настоящего исследования является разработка научных основ создания новых энергетических материалов с повышенными скоростями энерговыделения при детонации и ударно-волновых воздействиях на основе наноразмерных смесей окислитель-горючее. Одним из новых способов получения таких материалов является механохимическая обработка исходных смесей из частиц микронного размера в шаровых мельницах. При этом происходит измельчение и перемешивание компонентов на субмикронном уровне, а также образование дефектов кристаллической структуры материалов. Полученные ранее результаты по механической активации смесей на основе твердых окислителей и металлических горючих [1-3] показали перспективность данного направления для получения механоактивированных энергетических композитов (МАЭК) с высокими скоростями самоподдерживающихся химических реакций в условиях горения и детонации.

В данной работе изложены результаты продолжения исследований [2, 3] по переходу горения во взрыв в МАЭК на основе нанокремния nSi с перхлоратом аммония (ПХА), а также новые результаты по механоактивированным смесям Al и перхлората калия (ПХК). В качестве исходных материалов использовались штатные порошки окислителей (50-100 мкм), nSi со средним размером частиц 60 и 90 нм (удельная поверхность 44 и 28 м<sup>2</sup>/г, производитель - ГНИХТЭОС) и промышленные порошки Al - АСД-6 (сферические частицы ~3.6 мкм) пудра ПП-2 (пластинчатые частицы 50 – 200 мкм толщиной 2-5 мкм). Также в ряде экспериментов использовались порошок активированного nSi(Str-12) с размером частиц ~ 45 нм, полученный в вибрационной мельнице (ИХФ РАН, И.В. Колбанёв).

Смешение и активация компонентов проводилась в планетарной мельнице «Активатор-2SL» (ЗАО «Активатор», Новосибирск) со стальными шарами и барабанами (детали см. в [2, 3]). Вес исходной смеси составлял 10 г, вес шаров – 300 г. Наиболее важным на стадии механоактивации является предотвращение взрыва смеси, поэтому необходимо наличие жидкой прослойки между компонентами для снижения фрикционного разогрева и предотвращение перегрева барабанов. Для этого в смесь вводился гексан (80 мл), а обработка проводилась при водяном охлаждении барабанов циклами по 60 с. Общее время обработки составляло от 2 до 60 мин. После обработки проводилась сушка. Высушенный продукт представлял собой довольно крупные агломераты, для уменьшения их размеров проводился

<sup>&</sup>lt;sup>5</sup> Deflagration to Detonation Transition in Mechanoactivated Mixtures of Perchlorates with Silicon and Aluminium

A.Yu. Dolgoborodov, N.E. Safronov, V.A. Teselkin, A.N. Streletskii. ICP RAS, Moscow, Russia

просев с использованием сит с размерами ячеек 0.1 и 0.4 мм. Анализ исходных веществ и полученных МАЭК проводили методами рентгеновской дифракции (диффрактометр Дрон-3) электронной микроскопии и элементного микроанализа (микроскоп Jeol JSM-7401F).



Рисунок 1. SEM МАЭК АІ/ПХК 40/60, исходный АІ - АСД-6 (слева) и ПП-2 (справа), время активации 30 мин.

В результате работы найдены оптимальные режимы обработки для различных смесей в зависимости от типа исходных частиц компонентов. Для кремния наиболее однородные композиты получены для смесей на основе nSi(44) и nSi(Str-12). Для Al – на основе ПП-2. В качестве примера на рис. 1 приведены SEM изображения двух типов смесим Al/ПХК 40/60 на основе ACД-6 и ПП-2. При одинаковом времени активации происходит достаточно быстрый размол частиц ПХК до субмикронных размеров, однако Al измельчается по-разному. В случае ACД-6 частицы деформируются с образованием достаточно крупных «таблеток» с размерами несколько мкм, находящихся отдельно от ПХК, а в случае пудры образуются более однородные субмикронные композиты в виде фрагментов чешуек Al, покрытых окислителем.

Для полученных МАЭК проведены исследования процессов перехода горения в детонацию (DDT) и чувствительности при механических воздействиях. Получены зависимости длины перехода в детонацию ( $L_{DDT}$ ) и скорости стационарной детонации (D) от состава смесей и времени активации. При поджигании насыпных зарядов nSi/ПХА и Al/ПХК (пористость 70-80%) в дюралюминиевых и стальных трубках диаметром 10 мм  $L_{DDT}$  составляет от 0.4 до 7 см, а D = 1100-2200 м/с. Опыты проведены с МАЭК со сроком хранения 7-8 дней. При увеличении срока хранения до 2-3 недель скорости горения не изменялись.

Процесс формирования детонационного фронта в МАЭК исследовался с помощью регистрации оптического излучения продуктов в видимом диапазоне. Постановка опытов показана на рис. 2. Смеси засыпались в дюралюминиевые трубки диаметром 18 мм и высотой от 15 до 300 мм. Пористость зарядов составляла 75%. В конце заряда располагались оптические окна из ПММА, LiF или оптического стекла К-8. Регистрация излучения проводилась двухканальным пирометром на эффективных длинах волн 623 и 420 нм. В зависимости от длины заряда изменялся характер регистрируемого излучения. На рис.2 справа показано изменение профиля яркостной температуры в зависимости от длины заряда nSi(44)/ПХА. С

увеличением длины заряда происходит развитие детонации и соответственно изменяется характер излучения в конце заряда. Сигнал становится более резким, и увеличивается его максимальное значение. Время нарастания сигнала t до максимального значения снижается со 150 мкс до 0,1 мкс, а яркостная температуры возрастет с 3700 до 4200 К. При длине заряда L=15 мм, t=150 мкс и  $T_{max} = 3300$  K; L=45 мм, t=7 мкс и  $T_{max} = 3750$  K; L=91 мм, t=0.1 мкс и  $T_{max} = 4250$  K. При увеличении длины зарядов до 120 мм характер записи не изменялся, что свидетельствует об окончательном формировании детонационной волны при длине около 90 мм, хотя по измерениям электроконтактными датчиками постоянная скорость фронта волны (около 2 км/с) устанавливается уже при длине заряда 20-25 мм.



**Рисунок 2.** Постановка опытов и зависимости яркостной температуры продуктов на контактной границе с окном из ПММА для развития детонации в МАЭК nSi(44)/ПХА -29/71 (L – длина заряда)

Развитие детонации для мехноактиванной смеси Al/ПХК 30/70 исследовано более подробно. Результаты пирометрических измерений яркостной температуры на контактной границе зарядов и окнами из ПММА приведены на рис. 3 (пористость зарядов 80-82 % в дюралюминиевой трубке диаметром 18 мм). Цифрами на рисунке обозначена длина зарядов. По сравнению со смесями на основе нанокремния детонация формируется более быстро, уже к 20 мм регистрируется процесс с достаточно резким нарастанием интенсивности сигнала (менее 5 мкс), а к 40 мм образуется ударная волна с достаточно резким фронтом (нарастание сигнала менее 1.5 мкс). С увеличением длины заряда до 60 мм регистрируется максимальная амплитуда, а время нарастания сигнала становится менее 1 мкс . В дальнейшем происходит некоторый спад амплитуды сигналов, и к 150 мм устанавливается процесс с двухпиковой структурой и достаточно большим временем нарастания. Таким образом, можно предположить, что переход горения в детонацию в смеси Al/ПХК происходит через стадию пересжатой детонации, а сам процесс детонации высокопористых зарядов имеет неустойчивый характер.



Рисунок 3. Зависимости яркостной температуры продуктов на контактной границе с окном из ПММА для развития детонации в МАЭК АІ/ПХК -30/70 (цифры – длина заряда)

Результаты исследования чувствительности к трению при ударном сдвиге и влиянию старения на чувствительность МАЭК приведены в табл. 1 и рис.4. Опыты проводились в постановке аналогичной [4] на маятниковом копре К-44-3. Определены нижние пределы чувствительности к трению (Р<sub>ип</sub>) из 10 опытов, шаг изменения давления составлял 5.0 МПа. Наиболее чувствительными (на уровне азида свинца) являются свежеприготовленные смеси на основе перхлоратов с nSi и Al. На рис.4 приведена зависимость Р<sub>нп</sub> от времени хранения смесей. Как видно из зависимостей, смеси, содержащие тонкодисперсный порошок nSi(44), проявляют высокую чувствительность, которая в течение двух недель слабо уменьшается, после чего величина Р<sub>нп</sub> сохраняется постоянной. На рисунке приведены также данные по инициированию смесей, содержащих частицы nSi (28). В течение короткого времени хранения эти композиции обладают наибольшей чувствительностью, что обусловлено меньшим содержанием окисной пленки на поверхности наночастиц по сравнению с составами, содержащими nSi(44). Данные по чувствительности смесей на основе nSi(28) и nSi(Str-12) получены при времени их хранения, не превышающем 4 недели, что позволяет лишь приближенно судить о величине Р<sub>нп</sub> при более длительных сроках хранения композиций. Однако можно предположить, что величина Р<sub>нп</sub> для смесей на основе nSi(28) и nSi(Str-12) при сроках хранения смесей более 30 дней будет на уровне 30-45 МПа.

Короткие длины перехода в детонацию и высокая чувствительность МАЭК на основе перхлоратов позволяет рассматривать их в качестве возможных компонентов новых инициирующих составов.

после приготовления)						
	BM	Р <sub>нп</sub> , МПа				
1	nSi(28)/ПХА 29/71 – (3)	19				
2	nSi(44)/ПХА 29/71-(4)	29				
3	nSi(Str-12)/ПХА 29/71 – (5)	34				
4	nSi(44)/ПХК 29/71-(5)	63				
5	Al(ПП-2)/ПХК 30/70 – (5)	24				
6	nSi(44)/KNO <sub>3</sub> 25/75 – (5)	> 630				
7	Al/MoO <sub>3</sub> 27/73	~20				
8	Mg/MoO <sub>3</sub> 33/67	2.4				
9	Азид свинца	30				
10	ТЭН	150				
11	THT	600				

**Таблица 1.** Значения нижнего предела Р<sub>нп</sub> чувствительности к трению (в скобках

указано время хранения смесей в сутках



1 - nSi(44), 2 - nSi(28), 3 - nSi(Str-12).

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 12-03-00651).

## Литература

- 1. Долгобородов А.Ю., Стрелецкий А.Н. и др. // Хим. физика. 2007. Т. 26. № 12. С. 40-45
- Dolgoborodov A.Yu., Makhov M.N., Streletskii A.N., et al. // EUROPYRO 2011 Conference Proceedings, 17-19 May 2011, Reims, France, p. 1/9-9/9.
- Долгобородов А.Ю., М.Н. Махов, Стрелецкий А.Н. и др. // Горение и взрыв / Под ред. С.М. Фролова. — М.:ТОРУС ПРЕСС, 2011. Вып. 4. С. 330-334.
- Теселкин В.А., Стрелецкий А.Н., Колбанев А.Н. и др. // Горение и взрыв / Под ред. С.М. Фролова. М.: ТОРУС ПРЕСС, 2010. Вып. 3. С. 292-297.

## О влиянии добавок на порог инициирования комплексного перхлората [бис-3(5)-гидразино-4-амино-1,2,4-триазол] меди (II)

## Илюшин М.А., Целинский И.В., Смирнов А.В.

Санкт-Петербургский государственный технологический институт, Россия

## 1. Введение

Ранее было найдено, что комплексный перхлорат меди с 3-гидразино-4-амино-1,2,4триазолом как лигандом (комплекс 1) является светочувствительным веществом, легко инициируемым моно импульсом неодимового лазера. В то же время данные о поведении комплекса 1 под действием одиночного ИК-лазерного импульса до нашего исследования сведения отсутствовали. С помощью твердотельного неодимового лазера, работающего в режиме свободной генерации, были определены пороги чувствительности к когерентному

инфракрасному излучению прессованных образцов комплекса 1 и полимерсодержащего светочувствительного состава ВС-1.

### 2. Некоторые свойства комплекса 1 и полимерсодержащего состава ВС-1

Светочувствительный комплексный перхлорат [бис-3(5)-гидразино-4-амино-1,2,4триазол]меди(II) является опасным соединением, чувствительным к механическим воздействиям. Поэтому комплекс 1, флегматизировали и в работе использовали в виде более безопасного состава, содержащего около 10% оптически прозрачного полимера PVMT (состав BC-1).

Растровая электронная микроскопия с последующей компьютерной обработкой позволила определить фракционный состав порошков светочувствительного состава ВС-1. Исследования образцов 1 и 2 проводили с помощью электронного микроскопа JSM-35CF(фирмы JEOL). Результаты исследования представлены на рис. 1-2 и в таблице 1.



x6000 56211

Рис. 1. Растровый электронный снимок состава ВС-1 Рис. 2. Растровый электронный снимок смеси (образец 1) увеличение х 6000

ВС-1 (образец 2) увеличение х 6000

uounqu'i e		guinible no e	ooraby be 1.
Ν	d min - d max	dcp	Кf
1	МКМ	МКМ	IXI
575	0.5 - 20.5	$4.5 \pm 3.1$	0.78

Таблица 1 Сводные статистические данные по составу ВС-1.

На основании представленных результатов можно заключить, что образцы светочувствительного состава ВС-1 содержат частицы с диаметром от 0,5 до 20,5 мкм, средний диаметр частиц с учетом результатов диспергирования составляет 4,5±3,1 мкм. Вычисленный параметр формы показывает, что частицы состава BC-1 имеют неправильную форму, Kf = 0.78 (.Кf =1 для сферы) Важнейшим процессом, происходящим при экспозиции вещества импульсным излучением, является поглощение электромагнитной энергии. Поэтому предварительно был определен спектр поглощения светочувствительного медного комплекса 1 в водном растворе при концентрации вещества 0.02 моль/л. Спектр записан на спектрометре Shimadzu UV 2401 (Япония) (см. рис. 3)





**Рис. 4.** Спектр диффузного отражения прессованного порошка светочувствительного состава BC-1.

Из рис. З следует, что поглощение водного раствора светочувствительного комплекса меди 1 зависит от длины волны. Наибольшая оптическая плотность раствора перхлоратного комплекса меди наблюдается в ультрафиолетовой области спектра при длинах волн менее 300 нм (D>2). Умеренное поглощение излучения происходит в растворе перхлората [бис-3(5)-гидразино-4-амино-1,2,4-триазол]меди (II) в дальней ультрафиолетовой и в видимой областях спектра в диапазонах длин волн 300 - 420 нм и 550 – 650 нм. Оптическая плотность раствора комплекса постепенно убывает с увеличением длины волны от ~0.8 до ~0.2. В инфракрасной области спектра свыше 700 нм раствор комплексного перхлората [бис-3(5)-гидразино-4-амино-1,2,4-триазол]меди (II) поглощает незначительно. Его оптическая плотность составляет менее 0.1.

Для твердых образцов смеси светочувствительного перхлоратного комплекса 1 с оптически прозрачным полимером PVMT (состав BC - 1) характер поглощения электромагнитного излучения в видимой и инфракрасной областях спектра может быть иным чем в водном растворе медного комплекса. Для проверки данного предположения в работе были получены и изучены оптические спектры диффузного отражения прессованных порошков комплекса 1 и состава BC -1. Спектры отражения записаны на спектрометре Specord 200 М (Германия) (см. рис. 4). Исследования показали, что спектры отражения обоих образцов идентичны. Твердые образцы состава BC – 1 имеют минимальное отражение (или максимальное поглощение) в ультрафиолетовой области спектра при длинах волн менее 350 нм, что согласуется с прогнозом, основанным на анализе рис. 3. В видимой области спектра при длинах волн 400 – 600 нм отражение с поверхности образцов состава BC - 1 максимально. Зависимость носит экстремальный характер с максимумом отражения на  $\lambda \approx 500$  нм. Водные

растворы комплексного перхлората меди 1 в видимой области спектра имеют минимальную оптическую плотность также на длине волны  $\sim 500$  нм (см. рис. 3). Однако эта зависимость выражена гораздо менее резко, чем в твердых образцах. В инфракрасной области спектра диффузное отражение образцов состава BC – 1 возрастает (а поглощение уменьшается) с увеличением длины волны электромагнитного излучения, однако по абсолютной величине изменения меньше, чем в видимой области спектра в диапазоне длин волн  $\sim 450 - 550$  нм. Таким образом, исследования оптических свойств поверхности твердых образцов комплекса 1 и состава BC – 1 позволило уточнить результаты изучения поглощения водных растворов комплекса 1.

Инициирование светочувствительных материалов изучалось в латунных колпачках. На рис. 5 в качестве примера показаны колпачки, содержащие прессованные заряды комплексного перхлората 1.



Рис. 5. Вешний вид колпачков, содержащих прессованный комплекс 1.

## 3. Инициирование состава ВС – 1 лазерным моноимпульсом

В работе по инициированию лазерным моноимпульсом были исследованы образцы светочувствительного состава ВС-1 с толщиной пленки ~2 мм, диаметром заряда 5 мм. Лазерным лучом экспонировалась центральная часть заряда. Для получения коротких импульсов использовали твердотельный неодимовый лазер модели LF 114-10 (длина волны 1,06 мкм, время импульса 9 нс, диаметр диафрагмы 0,86 мм). Исследования показали, что порог инициирования пленочных зарядов состава ВС-1 составляет ~70 мДж/см<sup>2</sup> (0.7 мДж\мм<sup>2</sup>) Погрешность измерения порога инициирования в 6 параллельных опытах составила ±10%. В отдельных экспериментах было найдено, что колпачок, содержащий ВС-1 при инициировании лазерным моноимпульсом создает ударную волну, способную вызвать детонацию в заряде прессованного ТЭНа, помещенного в такой же латунный колпачок.

### 4. Инициирование состава ВС – 1 лазерным одиночным импульсом

С помощью твердотельного неодимового лазера модели ИТ-181, работающего в режиме свободной генерации (время импульса 150 мкс), были определены пороги чувствительности к когерентному инфракрасному излучению прессованных образцов комплексного перхлората меди 1 и светочувствительного состава ВС-1. Лазерным лучом экспонировалась центральная часть заряда.

Определение влияния оптически прозрачного полимера PVMT на порог инициирования металлокомплекса 1 было первой задачей данного этапа исследования. Результаты экспериментального определения порога инициирования прессованных образцов приведены в табл. 2.

Таблица 2. Влияние полимера на порог инициирования комплекса 1.

Образец	Прессованный заряд медного комплекса 1	Прессованный заряд состава BC-1
Плотность потока энергии, <i>W</i> , Дж/мм <sup>2</sup>	0,44	0,135

Приведенные в таблице 2 результаты являются средними из 6 параллельных опытов. Средняя погрешность экспериментов ±10%.

На основании анализа результатов, приведенных в табл. 2, можно предположить, что снижение порога инициирования состава BC-1 по сравнению с медным комплексом более чем в три раза связано с улучшением условий образования очага зажигания. Для установления природы очага зажигания в составе BC-1 и его положения относительно экспонируемой поверхности образца необходимы дополнительные исследования.

Сравнение результатов экспериментов по зажиганию светочувствительного состава BC-1 разными источниками излучения приводят к выводу, что порог инициирования состава BC – 1 лазерным моноимпульсом примерно на два порядка ниже, чем одиночным импульсом неодимового лазера, что и следовало ожидать, поскольку при одиночном импульсе часть энергии теряется.

# 5. Влияние аллотропных форм углерода на инициирование состава ВС – 1 лазерным одиночным импульсом

Известно, что мелкодисперсная сажа успешно применяется для увеличения восприимчивости энергетических материалов к одиночному импульсу инфракрасных твердотельных лазеров и полупроводниковых лазерных диодов. Однако, влияние других аллотропных форм углерода на пороги лазерного инициирования энергетических металлокомплексов не изучалось

В работе было исследовано влияние детонационных наноалмазов (ДНА, производство ЗАО «Алмазный центр») (размер конгломератов частиц 40 - 60 нм) и многостенных нанотрубок (размер конгломератов частиц <100 нм, производство ЗАО «Астрин») на порог инициирования светочувствительного состава ВС-1 одиночным импульсом неодимового лазера

369

модели ИТ-181. Добавки 3% аллотропных форм углерода вводили в суспензию медной соли 1 в растворе полимера PVMT в легколетучем органическом растворителе или в суспензию порошка состава BC-1 в том же растворителе. После испарения органического растворителя светочувствительный состав представлял собой пленку толщиной ~2 мм смеси субмикронных частиц BC- 1 и равномерно распределенных в светочувствительном материале наночастиц углерода, заключенных в полимерную матрицу. Лазерным лучом экспонировалась центральная часть заряда. Результаты экспериментального определения порога инициирования пленочных образцов приведены в табл. 3.

Таблица 3. Результаты исследования колпачков, содержащих пленки состава ВС-1.

Образец	ВС-1 + 3%ДНА	Комплекс 1 + 3% ДНА + 10% PVMT	Комплекс 1 + 3% Нанотрубки + 10% PVMT
Плотность потока энергии, <i>W</i> , Джс/мм <sup>2</sup>	0,06	0,034	0,051

Приведенные результаты являются средними из 5-6 параллельных опытов. Средняя погрешность экспериментов ±10%.

В качестве дополнительного замечания стоит отметить, что для системы комплекс-1 + 3% ДНА + 10% PVMT при определении критической энергии инициирования наблюдали срыв процесса детонации во взрывное горение. Есть основания предполагать, что именно в этом режиме протекает процесс быстрого разложения состава BC-1 при энергиях инициирования близких к критическим.

## Выводы

Сравнение данных табл. 1, 2 и 3 позволяет сделать следующее заключение:

- введение 10% полимера PVMT, а также 3% ДНА или 3% нанотрубок приводит увеличению чувствительности комплекса 1 к лазерному одиночному импульсу, то есть добавки являются сенсибилизаторами

- эффективность ДНА как сенсибилизирующей добавки зависит от способа смешения компонентов в составе BC -1,

- при одинаковом способе смешения аллотропных форм углерода сенсибилизирующая способность ДНА, очевидно, выше, чем нанотрубок,

- в присутствии ~ 10% полимера РVМТ порог инициирования комплекса 1 снижается более, чем в 3 раза.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования РФ, межвузовская аналитическая целевая программа «Развитие научного потенциала высшей школы» на 2009-2011 гг. Проекты 2.1.1/2908, 2.1.2/1581, 2.1.1/14167 и 2.1.2/14145.

## ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ СФЕРОИДИЗИРОВАННОГО ОКТОГЕНА

## Васильева А.А.\*, Душенок С.А.\*, Котомин А.А.

## Санкт-Петербургский государственный технологический институт, Россия \*ФГУП "СКТБ "Технолог", Санкт-Петербург, Россия

Использование кристаллов ВВ сферической или овальной формы и гладкой поверхности обеспечивает лучшую упаковку и бо́льшее наполнение композиций, улучшение их физикомеханических и реологических свойств, бо́льшую безопасность изделий. В развитых странах проводятся широкие исследования способов кристаллизации ВВ с целью получения совершенных бездефектных кристаллов, а также методов получения кристаллов сферической или овальной формы и гладкой поверхности [1, 2]. Известны и отечественные разработки в этой области.

В настояшее время. в частности. физико-механические характеристики высокоэнергетических материалов, полученных с использованием штатного октогена, не в полной мере удовлетворяют современным требованиям. Основной причиной этого является отличная от изометрической моноклинная форма кристаллов октогена. С целью изготовления октогена изометрической формы, близкой к сферической, в ФГУП «СКТБ «Технолог» с участием СПбГТИ(ТУ) разработан способ получения сфероидизированного октогена различной дисперсности. Этот способ основан на интенсивном перемешивании суспензии октогена с заданной гидродинамикой и применением перемешивающего устройства особого типа в специально разработанном аппарате. Соотношение компонентов суспензии определялось исходя из требований обеспечения высокой эффективности и технологической безопасности процесса.

В данной работе проводилось экспериментальное исследование свойств сфероидизированного октогена. Характеристики полученного октогена сравнивались со свойствами исходного. Проводились оптическая и РЭМ микроскопия образцов и дисперсионный анализ, определялась их удельная поверхность. Проводились дериватографические исследования и исследование кинетики термического разложения различных образцов октогена на ИВК реологические и физико-механические характеристики Вулкан. Определялись ряда композиций, содержащих сфероидизированные кристаллы октогена. Исследовалась чувствительность образцов октогена к механическим воздействиям - удару и трению ударного характера. Определялась их ударно-волновая чувствительность. Измерялись критические диаметры детонации модельных составов на основе сфероидизированного и штатного октогена.

**Полученный сфероидизированный октоген** был рассеян на фракции. На рис. 1 представлены кристаллы октогена различных фракций, имеющие форму, близкую к сферической.

371



Фракция 250<sup>+</sup> мкм

Фракция 250<sup>-</sup> -160<sup>+</sup> мкм

Фракция 160<sup>-</sup>-80<sup>+</sup> мкм

Рис. 1. Кристаллы сфероидизированного октогена различных фракций

На рис. 2-7 представлено гранулометрическое распределение частиц полученного сфероидизированного октогена для разных фракций и микрофотографии образцов.



**Рис. 2**. Гранулометрическое распределение частиц октогена фракций 250÷160мкм в сравнении со штатной фракцией К+01



**Рис. 3.** Гранулометрическое распределение частиц октогена фракций 160÷80 мкм с различным средним диаметром частиц



**Рис. 4**. Микрофотографии РЭМ образцов октогена фракции 250÷160мкм в сравнении со штатной фракцией К+01: а) штатная фракция К+01 б) октоген фракции 250÷160мкм, d<sub>cp</sub>=220 мкм в) октоген фракции 250÷160мкм, d<sub>cp</sub>=216 мкм

Результаты семи образцов крупнокристаллического сфероидизированного продукта показывают более узкое распределение по размерам в сравнении с штатной маркой К+01. В образцах фракции 160-250 мкм содержание частиц менее 150 мкм составляет 6-7%, что примерно в 4-5 раз меньше по сравнению с продуктом марки К+01 и с образцами фракции 80-160. Опытные образцы октогена имеют округлую и округло-удлиненную форму, дефектные

частицы в них практически отсутствуют. В то время как штатный крупнокристаллический продукт с частицами округлой и ограненной формы содержит в небольшом количестве двойники и сростки.



**Рис. 5**. Микрофотографии РЭМ октогена фракции 160÷80мкм а) октоген фракции 160÷80мкм, d<sub>cp</sub>=135 мкм б) октоген фракции 160÷80мкм, d<sub>cp</sub>=160 мкм в) октоген фракции 160÷80мкм, d<sub>cp</sub>=125 мкм





**Рис. 7.** Микрофотографии РЭМ образцов октогена менее 80мкм в сравнении со штатными марками октогена С и Е: а) октоген марки С,  $d_{cp}$ = 59 мкм б) октоген фракции менее 80мкм,  $d_{cp}$ = 77 мкм в) октоген марки Е,  $d_{cp}$ = 59 мкм

Опытный образец фракции менее 80 мкм сравнивали с штатным продуктом марок С и Е (средняя фракция). Форма частиц образца в основном округлая и округло-удлиненная, содержит много пыли на поверхности крупных частиц, имеются поверхностные дефекты, сростки, двойники. Контрольные образцы штатных марок С и Е с частицами округлой, ограненной и неправильной формы с осколками, агломератами характеризуются большим разбросом по размерам.

Для образцов сфероидизированного октогена фракций 160÷80 и менее 80 мкм в сравнении с такими же фракциями, высеянными из штатного октогена, был определен фактор формы круга с использованием программ AltamiStudio 3.0.1 и ВидеоТесТ 3.2. В табл. 1 представлены минимальные, средние и максимальные значения фактора формы круга для частиц исследованных образцов октогена.

Ofmanay	Ver be weenvy	Фактор формы круга				
Образец	кол-во частиц	минимальный	средний	уга максимальный 0,985 0,999 1,000 1,000		
160 - 80 штат.	81	0,725	0,909	0,985		
160 - 80 сфер.	54	0,865	0,943	0,999		
менее 80 штат.	537	0,356	0,851	1,000		
менее 80 сфер.	913	0,405	0,853	1,000		

**Таблица 1**. Минимальные, средние и максимальные значения фактора формы круга для частиц образцов сфероидизированного и штатного октогена

Из табл. 1, также как и из микрофотографий, можно сделать вывод, что частицы полученного октогена фракции 160÷80 мкм имеют близкую к сферической форму и характеризуются более равномерным распределением округлых частиц по размерам, чем образец сфероидизированного продукта с размером частиц менее 80 микрон.

Исследовалась чувствительность образцов октогена к механическим воздействиям удару и трению ударного характера на копрах. При этом показано, что чувствительность сфероидизированного и штатного октогена для одних фракций практически одинакова.

Для оценки детонационной способности сфероидизированного октогена в сравнении с штатным экспериментально определялись критические диаметры детонации модельных составов, содержащих одинаковые фракции того и другого октогена и полидиметилсилоксан СКТ. В табл. 2 представлены полученные результаты для составов с различным соотношением октогена и СКТ, % мас.

Фракции		Критические диаметры детонации составов, мм				
октогена, мкм	октоген/	СКТ 85/15	октоген/С	СКТ 80/20	октоген/СКТ 75/25	
	сфер.	штат.	сфер.	штат.	сфер.	штат.
менее 80	3,35	3,20	4,45	4,25	6,05	5,95
80 - 160	3,65	3,55	5,45	5,65	6,55	6,25
160 - 250	3,85	3,60	-	-	6,80	6,75
более 250	-	-	5,60	5,40	7,30	6,90

Таблица 2. Критические диаметры детонации модельных составов октоген/СКТ

В целом по данным табл. 2 можно сказать, что критические диаметры детонации модельных составов на основе сфероидизированного и штатного октогена близки. Некоторое различие может быть связано с влиянием гранулометрического состава октогена внутри каждой фракции. При этом прослеживается тенденция небольшого увеличения критического диаметра детонации сфероидизированного продукта, в среднем на ~ 0,2 мм.

физико-механические характеристики Исследовались некоторых материалов, содержащих различные фракции сфероидизированного октогена и нитроэфируретановое связующее. Показано, что изготовленный сфероидизированный октоген позволяет получать более высоконаполненные системы с улучшенными эксплуатационными характеристиками. Так, применение крупнокристаллического октогена близкой к сферической формы со средним размером от 125 до 200 мкм привело к существенному улучшению физико-механических характеристик высоконаполненных составов. Максимальный положительный эффект улучшения физико-механических характеристик композиций наблюдается при использовании в качестве крупной фракции опытных образцов сферического продукта, а в качестве мелкой фракции - высокодисперсного сфероидизированного октогена с бимодальным распределением по размерам частиц. При использовании октогена с формой, близкой к сферической, и довольно широким распределением по размерам частиц - от 80 до 2-5 мкм относительное удлинение составов повышается на 20%, а динамическая вязкость увеличивается при этом не более чем в 1,5 раза, что является технологически приемлемым фактором.

Проводились **дериватографический анализ** и исследование **кинетики термического разложения** одинаковых фракций сфероидизированного и штатного октогена.

Результаты дериватографического анализа не выявили различий между полученным сфероидизированным и штатным октогеном.

Кинетические кривые термораспада различных образцов октогена на ИВК Вулкан приведены на рис. 8. Установлено, что кинетические кривые для сфероидизированного и штатного октогена при всех температурах, независимо от фракционного состава, совпадают.

Как видно из графиков, при температурах 180 - 190°С автокатализ сфероидизированного октогена отсутствует. С учетом этого расчет кинетических параметров термического разложения сфероидизированного октогена проводился для случая мономолекулярного распада по уравнению:

$$W = \frac{d\alpha}{d\tau} = f(\alpha) \cdot k_0 \cdot \exp\left(-\frac{E}{RT}\right) ,$$

где W - скорость химической реакции;  $\tau$  - время;  $f(\alpha)$  - функция зависимости скорости реакции от концентрации реагирующих веществ  $f(\alpha) = (1-\alpha)^n$ , n=1; k<sub>0</sub> – предэкспоненциальный множитель; E - энергия активации реакции; R - универсальная газовая постоянная; T - абсолютная температура;  $\alpha$  - степень превращения (разложения). Гарантийные сроки хранения сфероидизированного октогена рассчитывались для степени превращения 0,02% от массы октогена при температуре хранения 20°С.



**Рис. 8**. Кинетические кривые термического разложения различных фракций сфероидизированного и штатного октогена: 1 - T=180°C; 2 - T=185°C; 3 - T=190°C

В результате проведенных исследований и расчетов для сфероидизированного октогена нами определены: энергия активации термораспада E = 160,6 кДж/моль; предэкспоненциальный множитель lg k<sub>0</sub> = 11,1; ГСХ 2,2·10<sup>6</sup> лет.

Известные из литературы соответствующие величины для октогена при T = 176-230°C очень близки и составляют: E = 158,8 кДж/моль; lg k<sub>0</sub> = 11,2; ГСХ  $8,0\cdot10^4$  лет. Таким образом, термическая стабильность сфероидизированного и штатного октогена одинаковы.

## Литература

- 1. Lavertu et al., "Process for Spherodization of RDX Crystals", US Pat № 4,065,529, Dec. 1977.
- A. Freche, Spyckerelle S. and Lecume S., SNPE, FR, "SNPE Insensitive Nitramines", Proc. of the Insensitive Munitions & Energetic Materials Technology Symposium (IM/EMTS), Orlando, Florida, USA, 2003.

## ПОИСК КОРРЕЛЯЦИОННЫХ ЗАВИСИМОСТЕЙ ХАРАКТЕРИСТИК ОСКОЛОЧНОГО СПЕКТРА СОЦ № 12 ОТ СВОЙСТВ ВВ

# А.В. Бармин, И.О. Шкалябин, Е.В. Колганов, В.Г. Кожевников, В.П. Ильин, В.А. Одинцов<sup>1</sup>, Н.А. Имховик<sup>1</sup>

ГосНИИ «Кристалл», Дзержинск, Россия <sup>1</sup>МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва, Россия

В настоящей работе, являющейся продолжением исследований [1 - 4], анализируются результаты статистической обработки осколочных масс, полученных в ГосНИИ «Кристалл» при испытаниях макетов на основе стандартного осколочного цилиндра (СОЦ) закрытого типа № 12, и рассматриваются возможность установления корреляционных зависимостей массовочисловых характеристик спектра СОЦ от свойств ВВ, аналогично [5 - 7].

Осколочные цилиндры № 12 (или RSFC – Russian Standard Fragmenting Cylinder) изготовлялись как методом точения, так и штамповкой из стали марок С-60 и 80Г2С и снаряжались новыми алюминизированными взрывчатыми составами (ВС) разработки ГосНИИ «Кристалл»: прессовыми – ГАСС-8, ГАСС-12, ТАСС-12, Гекфал-12 (основе гексогена (тэна), алюминия (8 или 12%) и флегматизатора-связующего) и литьевыми – ГЛА-15Т, ОЛА-8Т и ОЛА-15Т (на основе гексогена (октогена), пластизольной связки и алюминия – 8 % или 15 %).

Теоретические и методические вопросы применения цилиндров RSFC, как стандартизированного экспериментального метода сравнительного определения дробящих свойств новых и штатных BC, предназначенных для снаряжения изделий с корпусами естественного дробления, подробно изложены в работах [7, 8]. СОЦ №12 закрытого типа имеет следующие размеры: наружный диаметр  $d_0$ =60 мм, внутренний диаметр  $d_a$ =40 мм, длина камеры  $L_0$ =160 мм, удлинение камеры  $\lambda_0 = L_0/d_a = 4$ , объем камеры 200 см<sup>3</sup>, толщина стенки  $\delta_0$ =10 мм, толщина дна  $h_d$ =20 мм, толщина крышки  $h_k$ =20 мм, относительная толщина стенки 1/6. Пропорции цилиндра RSFC защищены патентом № 2025646 РФ. Оценка дробящего действия BC выполняется на основании подсчета числа осколков различных массовых фракций, собранных во взрывной камере после опыта. В качестве улавливающей среды использовались опилки. Для большинства приводимых ниже сочетаний BB – металл удалось достигнуть уровня сбора осколочной массы, превышающий 98 % (первичные данные о распределении осколков цилиндра №12 по массовым группам для рассматриваемых BC приведены в работах [1 - 4]).

Оценку эффективности дробящего действия новых алюминизированных ВС проводили на основании следующих количественных характеристик осколочных масс:

 $N_{0,25}, N_{0,5}, N_{I,0}$  — числа осколков с массой m > 0,25 г, m > 0,5 г и m > 1,0 г, соответственно;

 $\mu_{\rm M}$ ,  $\mu_{\rm c}$ ,  $\mu_{\rm K}$  – относительные содержания мелкой ( $m \le 1$  г), средней (1 г  $\le m \le 4$  г) и крупной (m > 4 г) фракций осколков.

Дополнительно определяли также морфологические характеристики осколков: среднюю длину  $(l_{20})$  для выборки 20 наиболее длинных осколков, максимальное относительное удлинение  $\lambda$  и другие.

Результаты исследований осколочной эффективности новых алюминизированных ВС в сравнении с данными для штатных ВВ (ТНТ, A-IX-2 и окфол) приведены на классификационной диаграмме качества дробления СОЦ (см. рис. 1, здесь *I, II, III, IV* – области высококачественного, качественного, удовлетворительного и неудовлетворительного дробления, соответственно), а более подробно изложены в [1 - 4].



Рис. 1. Классификационная диаграмма дробления СОЦ № 12, изготовленных различными методами: ромб – штампованный цилиндр, сталь С-60; треугольник – точеный цилиндр, сталь С-60; квадрат – штампованный цилиндр, сталь 80Г2С; и снаряженных различными ВС

Несомненный практический интерес представляет поиск корреляционных зависимостей массово-числовых характеристик осколочного спектра СОЦ от свойств ВВ. На рис. 2 приведены экспериментальные точки и графики регрессии для числа осколков N<sub>0,25</sub> и массового содержания средней фракции  $\mu_c$  в зависимости от скорости детонации (*D*), давления детонации (*p*<sub>C-J</sub>) и скорости метания медной цилиндрической оболочки (W<sub>15</sub>, методика T-20). На рис. 2 также представлены уравнения линий регрессии и коэффициенты корреляции: N<sub>0,25</sub>=R(D);  $\mu_c$ =R(D); N<sub>0,25</sub>=R(W<sub>15</sub>);  $\mu_c$ =R(W<sub>15</sub>); N<sub>0,25</sub>=R(p<sub>C-J</sub>) и  $\mu_c$ =R(p<sub>C-J</sub>), построенные по экспериментальным точкам для 7 различных комбинаций "металл – BB".

Как следует из анализа рисунков, наиболее тесная связь отмечается между массовочисловыми характеристиками спектра ( $N_{0,25}$ ,  $\mu_c$ ) и такими свойствами BB, как скорость детонации (коэффициент корреляции чуть больше 0,9) и скорость метания медной цилиндрической оболочки (коэффициент корреляции около 0,94). Теснота связи между характеристиками спектра ( $N_{0,25}$ ,  $\mu_c$ ) и давлением детонации несколько ниже (коэффициент корреляции около 0,87).



Рис. 2. Графики регрессии и экспериментальные точки для 7 различных комбинаций "металл – BB" : *1* – THT; *2* – A-IX-2; *3* – окфол; *4* – ОЛД-20; *5* – ОЛА-8Т; *6* – ОЛА-15Т; *7* – ГЛА-15М

Дальнейшие исследования должны быть направлены на уточнение количественных зависимостей параметров распределения осколочных спектров стандартных цилиндров и натурных изделий от свойств металла и ВВ, в том числе, применительно к новой гиперэкспоненциальной статистической модели спектра [9, 10].

## Литература

- 1. Бармин А.В., Евстифеев М.Е., Имховик Н.А., Одинцов В.А.. Испытание пластизольного состава в стандартном осколочном цилиндре № 12 // В кн. Горение и взрыв / Под общ. ред. С.М.Фролова. М.: ТОРУС ПРЕСС, 2010, Вып. 3, с. 273-278.
- 2. Бармин А.В., Шкалябин И.О., Кожевников В.Г., Колганов Е.В., Ильин В.П., Имховик Н.А., Одинцов В.А. Осколочные спектры стандартных цилиндров RSFC №12, снаряженных новыми алюминизированными ВВ // В кн. Горение и взрыв / Под общ. ред. С.М.Фролова. М.: ТОРУС ПРЕСС, 2011, Вып. 5, с. 360 372.
- 3. Бармин А.В., Евстифеев М.Е., Ильин В.П., Кожевников В.Г., Одинцов В.А., Имховик Н.А. Осколочный спектр стандартного цилиндра № 12 RSFC, снаряженного пластизольным взрывчатым составом // Оборонная техника, 2010, № 1–2, с. 15 19.
- 4. Бармин А.В., Печенев Ю.Г., Карачёв А.Г., Кожевников В.Г., Шкалябин И.О., Ильин В.П., Колганов Е.В., Одинцов В.А., Имховик Н.А. Испытание стандартного осколочного цилиндра RSFC № 12, снаряженного составом ГАСС-8 // Оборонная техника, 2011, № 2 3, с. 15 20.
- 5. Одинцов В.А., Шкалябин И.О. Дробящее действие смесевых ВВ в унифицированных цилиндрах // Физика горения и взрыва, 1994, №3, с. 147-150.
- Шкалябин И.О., Одинцов В.А., Колганов Е.В. Прогнозирование эффективности смесевых и индивидуальных ВВ в осколочных боеприпасах // Современные методы проектирования и отработки ракетно-артиллерийского вооружения. - Саров: ВНИИЭФ, 2000, с. 404 – 407.
- 7. Физика взрыва / Под ред. Л.П. Орленко.- Изд. 3-е, в 2 т. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2002, т. 2, 656 с.
- 8. Одинцов В.А. Двухкомпонентная модель спектра разрушения цилиндров // Труды МВТУ № 387 "Механика импульсных процессов".- М.: МВТУ им. Баумана, 1982.
- 9. Одинцов В.А. Гиперэкспоненциальные спектры взрывного разрушения металлических цилиндров // Известия РАН. Механика твердого тела, 1992, № 5, с. 48 55.
- 10. Бармин А.В., Шкалябин И.О., Кожевников В.Г., Колганов Е.В., Ильин В.П., Имховик Н.А., Одинцов В.А., Резничук И.Ю. Представление осколочных спектров стандартных цилиндров RSFC №12, снаряженных новыми алюминизированными ВВ, с использованием гиперэкспоненциальной статистической модели // В кн. Горение и взрыв / Под общ. ред. С.М.Фролова. М.: ТОРУС ПРЕСС, 2011, Вып. 5, с. 375 380.

## ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ 3,4-БИС(4-НИТРОФУРАЗАН-3-ИЛ)ФУРАЗАНА (НТФ) - НОВОГО ПЛАВКОГО ВВ

## Астратьев А.А.\*, Мельникова С.Ф., Душенок С.А.\*, Котомин А.А., Дашко Д.В.\*, Степанов А.И.\*, Яковлева О.Ф.\*, Козлов А.С., Баранник Д.А.\*, Лоскутова Л.А., Чернега И.М.

Санкт-Петербургский государственный технологический институт, Россия \*ФГУП "СКТБ "Технолог", Санкт-Петербург, Россия

В Санкт-Петербургском государственном технологическом институте и СКТБ "Технолог" в 2010 году было синтезировано новое ВВ - 3,4-бис(4-нитрофуразан-3-ил)фуразан (НТФ) с температурой плавления 87°С и начаты исследования его свойств. В [1] приводятся схема синтеза НТФ и данные о его химической совместимости с полимерами различных классов. В [2] сообщается о синтезе этого ВВ в США под кодом BNFF-1 (LLM-172) и даны температура плавления (85°С) и экзотермический пик (273°С), полученный методом дифференциально-сканирующей калориметрии. В данной работе приведены результаты комплексных исследований химического строения, физико-химических и взрывчатых свойств, химической стойкости, кинетики термического разложения НТФ и его совместимости с некоторыми веществами.

Химическое строение. Рентгеноструктурным исследованием установлено, что в молекуле НТФ все длины связей имеют обычные для соответствующих атомов значения. Общий вид молекулы изображен на рис. 1. Два нитрофуразановых фрагмента имеют трансоидное расположение относительно центрального фуразанового цикла. Аналогичное строение имеет и молекула 3,4-бис(2-пиридил)фуразана, имеющая собственную симметрию С2, где двойная ось симметрии проходит через атом кислорода и связь С-С фуразанового кольца, а также 3,4-бис(4-нитрофуразан-3-ил)фуроксан (DNTF) и другие производные фуроксана. Такое строение безусловно наиболее выгодно из стерических соображений. В молекуле НТФ нитрофуразановые заместители по-разному развернуты относительно центрального цикла. Одно фуразановое кольцо (с атомом кислорода O(1)) образует с плоскостью центрального цикла двугранный угол 62.8(1)°, а второе (с атомом кислорода O(3)) - 24.8(1)°. Торсионный угол С1С2С3С4 равен 64.9(3)°. Торсионный угол СЗС4С5С6 равен 155.8(2)°, и при этом внутримолекулярный контакт N(4)...O(7) - 2.90Å находится в пределах сумм вандерваальсовых радиусов. Нитрогруппа N3O5O6 развернута относительно плоскости пятичленного кольца, образуя двугранный угол 17.0(2)°. Аналогичный разворот второй нитрогруппы составляет 22.8°. В целом строение молекулы НТФ очень близко к строению DNTF.

На рис. 2 изображены молекулы НТФ и DNTF, наложенные друг на друга. Как видно, единственным отличием между этими молекулами является больший угол разворота нитрогруппы N8O7O8 относительно пятичленного цикла соединения DNTF, который равен 46.9°, что безусловно является следствием стерического взаимодействия между атомом кислорода при атоме азота N4 фуроксанового цикла и кислородом O7 нитрогруппы.



**Рис. 1.** Строение молекулы 3,4-бис(4-нитро-фуразан-3-ил)фуразана (НТФ) **Рис. 2.** Наложенные друг на друга молекулы НТФ и DNTF

Укороченных межмолекулярных контактов по сравнению с вандерваальсовыми в кристалле НТФ нет. Кристаллы DNTF и НТФ имеют близкие параметры элементарных ячеек и

их объемы: a = 6.662(3), b = 10.740(4), c = 15.093(5)Å, V = 1079.9Å<sup>3</sup> (DNTF) и a = 7.149(1), b = 9.801(2), c = 15.283(3)Å, V = 1070.8Å<sup>3</sup> (НТФ) и одинаковую симметрию P2<sub>1</sub>2<sub>1</sub>2<sub>1</sub>. Анализ кристаллической упаковки молекул DNTF и НТФ указывает на их полную идентичность, что демонстрируется на рис. 3 и 4.



**Рис. 3.** Проекция структуры 3,4-бис(4- **Рис. 4.** Проекция структуры 3,4-бис(4- нитрофуразан-3-ил)фуразана (НТФ) 3,4-бис(4- нитрофуразан-3-ил)фуроксана (DNTF)

Таким образом, замена фуроксанового цикла на фуразановый не привело ни к изменению симметрии кристалла, ни к изменению типа упаковки. Более того, практически не изменились координаты атомов. При этом плотность кристаллов DNTF существенно выше плотности кристаллов НТФ.

**Плотность.** Предварительно рассчитанная плотность монокристалла НТФ по вкладам фрагментов молекул [3] составила 1,88 г/см<sup>3</sup> (мольный объем 157,32 см<sup>3</sup>/моль). Заряды НТФ диаметром 20 мм, изготовленные методом холодного и горячего прессования, имеют плотность от 1,50 до 1,83 г/см<sup>3</sup>. Монолитные полупрозрачные шашки диаметром 20 мм, изготовленные методом агатирования, имеют плотность 1,847 г/см<sup>3</sup>. Плотность монокристалла НТФ, определенная методом рентгено-структурного анализа, составляет 1,865 г/см<sup>3</sup>.

Дериватографический анализ. Температура плавления чистого НТФ, определенная методом ДТА, составила 85-87°С (в капилляре - 86,6-87,0°С). Потеря массы вследствие испарения НТФ от температуры плавления до температуры начала разложения составила 2%. Эндопроцесс испарения (кипения) НТФ при высоких температурах накладывается на экзопроцесс его разложения. Температура начала интенсивного разложения НТФ составляет 240°С (для DNTF - 237°С).

### Энергетические характеристики

<u>Стандартная энтальпия образования</u> НТФ рассчитывалась из известных экспериментальных значений энтальпии образования близких по химическому строению соединений: DNTF (657,23; 642,24 кДж/моль); 4,4'-динитро-3,3'-дифуразана (423,2 кДж/моль) и

термохимических данных для ряда фуроксановых и фуразановых соедиений [4]. Расчетная величина энтальпии образования НТФ составила:  $\Delta H_f^0 = 674$  кДж/моль (2276 кДж/кг).

<u>Теплота взрыва</u> НТФ рассчитывалась при плотности монокристалла (1,865 г/см<sup>3</sup>) по методу ИХФ РАН [5] и составила 5830 кДж/кг. Таким образом, для НТФ, который является безводородным высокоэнтальпийным ВВ, вклад энтальпии образования в теплоту взрыва составляет 39%. В табл. 1 для сравнения приведены теплоты взрыва некоторых плавких ВВ и ТЭНа.

Таблица 1. Теплоты взрыва (кДж/кг) некоторых ВВ

ΗΤΦ	Тротил	DNTF	TNAZ	ТЭН
5830 расч.	4228 эксп.	6095 расч.	6125 расч.	5870 эксп.

### Детонационные параметры

<u>Скорости детонации</u> НТФ определялись с помощью цифрового осциллографа с разрешающей способностью 5 нс. Испытывались прессованные шашки диаметром 20 мм и плотностью от 1,50 до 1,83 г/см<sup>3</sup> без оболочки с использованием ионизационных датчиков. Надежность получаемых экспериментальных данных обеспечивалась двукратным повторением эксперимента, результатом каждого из которых являлись 3 скорости детонации, соответствующие трем участкам заряда. Значения скоростей детонации при каждой плотности заряда усреднялись. Результаты исследования приведены в табл. 2 и на рис. 5.

Таблица 2



**Рис. 5.** Зависимость скорости детонации  $HT\Phi$  (м/с) от плотности заряда (г/см<sup>3</sup>)

Полученная линейная зависимость для НТФ представлена следующим уравнением:

$$D_{\rho_0} = 7,56 + 2,91(\rho_0 - 1,50) , \qquad (1)$$

где скорость детонации при плотности заряда 1,50 г/см<sup>3</sup> - 7,56 км/с; коэффициент М - 2,91 км/с / г/см<sup>3</sup>. Максимальная скорость детонации НТФ при плотности монокристалла - 1,865 г/см<sup>3</sup> по (1) составляет **8,62** км/с. Отметим, что по плотности и скорости детонации НТФ близок к БТФ (бензотрифуроксану), у которого скорость детонации равна 8,62 км/с при плотности монокристалла 1,901 г/см<sup>3</sup>.

<u>Детонационное давление</u> НТФ рассчитывалось при плотности монокристалла (1,865 г/см<sup>3</sup>) и составило:

- по методу ИХФ РАН [5] - 35,9 ГПа;

- по аддитивному методу расчета параметров детонации ВВ по вкладам химических связей и групп [6] - 35,0 ГПа.

### Чувствительность к механическим воздействиям

<u>Чувствительность к удару</u> НТФ по стандартному методу на копре К-44-II (частость взрывов в приборе № 1 с грузом 10 кг при высоте 25 см) составляет 48 %.

<u>Чувствительность к трению ударного характера</u> НТФ по стандартному методу на копре К-44-III (нижний предел) составляет 290 МПа (2900 кгс/см<sup>2</sup>). Таким образом, НТФ по чувствительности к механическим воздействиям близок к тетрилу.

Ударно-волновая чувствительность. Определенное экспериментально (с использованием барьера из оргстекла) критическое давление инициирования детонации ударной волной агатированных зарядов НТФ диаметром 20 мм и плотностью 1,847 г/см<sup>3</sup> составило **43** кбар.

**Критический диаметр** детонации НТФ с удельной поверхностью 500 см<sup>2</sup>/г (средний размер частиц 65 мкм) рассчитан из полученной экспериментально зависимости критических диаметров детонации смесей НТФ с полисилоксаном от содержания НТФ в смесях. В табл. 3 представлена полученная величина для НТФ в сравнении с критическими диаметрами детонации некоторых ВВ той же дисперсности.

**Таблица 3.** Критические диаметры детонации (мм) высокоплотных зарядов (пористость 0,1-2,0 %) некоторых BB с удельной поверхностью 500 см<sup>2</sup>/г

ΗΤΦ	DNTF	ТЭН	Октоген	CL-20	FOX-7
2,0	0,6	1,2	2,3	2,0	3,2

Из табл. 3 видно, что детонационная способность НТФ значительно ниже, чем у DNTF и находится на уровне октогена и CL-20.

**Химическая стойкость** НТФ определялась по стандартной инженерной манометрической пробе на измерительно-вычислительном комплексе "Вулкан" по приросту давления газообразных продуктов разложения при температурах 90°С и 110°С. Полученные результаты приведены в табл. 4.

90°С	110°С	110°С	110°С	110°С
за 14 час	за 14 час	за 21 час	за 28 час	за 50 час
11	11	13	17	45

Таблица 4. Прирост давления продуктов разложения НТФ (мм рт. ст.)

Как видно из полученных данных, НТФ имеет высокую химическую стойкость. Для сравнения приведем наши данные для DNTF: прирост давления при температуре 110°C за 14 часов составляет 12-17 мм рт.ст., а за 30 часов - 20-23 мм рт.ст.

### Кинетика термического разложения

Кинетика термического разложения НТФ исследовалась на ИВК "Вулкан". Кинетические кривые термораспада НТФ приведены на рис. 6. Как видно из графиков, при температурах 170 - 190°С автокатализ НТФ отсутствует. Поэтому расчет кинетических параметров термического разложения НТФ проводился для случая мономолекулярного распада по уравнению:

$$W = \frac{d\alpha}{d\tau} = f(\alpha) \cdot k_0 \cdot \exp\left(-\frac{E}{RT}\right), \qquad (2)$$

где W - скорость химической реакции;  $\tau$  - время;  $f(\alpha)$  - функция зависимости скорости реакции от концентрации реагирующих веществ  $f(\alpha) = (1 - \alpha)^n$ ; n = 1;  $k_0$  - предэкспоненциальный множитель; Е - энергия активации реакции; R - универсальная газовая постоянная; T - абсолютная температура;  $\alpha$  - степень превращения (разложения).

Гарантийный срок хранения НТФ рассчитывался для степени превращения 0,02% от массы НТФ при температуре хранения 20°С.





В результате проведенных исследований и расчетов для НТФ определены: энергия активации термораспада E = 145,0 кДж/моль, предэкспоненциальный множитель lg k<sub>0</sub> = 10,3 и ГСХ 2,5·10<sup>4</sup> лет. Для сравнения в табл. 5 приведены кинетические параметры термического разложения некоторых ВВ различных классов.

BB	Е, кДж/моль	lg k <sub>0</sub>	ГСХ, лет	Ссылка
ΗΤΦ	145,0	10,3	$2,5 \cdot 10^4$	наши данные
DNTF	163,2	13,6	$2,7 \cdot 10^4$	наши данные
Октоген	158,8	11,2	8,0·10 <sup>4</sup>	[7]
Гексоген	165,5	11,7	$4,2.10^{6}$	[7]
Нитроглицерин	150,8	15,5	20 лет	[7]
Тетрил	150,4	13,5	135 лет	[7]
Гексанитростильбен	126,9	9,18	180 лет	[7]
Тротил	144,0	11,39	$1,2.10^{3}$	[8]

Таблица 5. Кинетические параметры термораспада некоторых ВВ

#### Химическая совместимость с полимерами и металлами

Химическая совместимость НТФ с полимерами и металлами исследовалась на ИВК "Вулкан" при температуре 110°С, а также с применением дериватографического анализа. В результате было установлено, что НТФ химически <u>совместим</u> с насыщенными углеводородными полимерами, например, с полиизобутиленом, а также с фторполимерами и полисилоксанами. НТФ <u>несовместим</u> с полимерами, имеющими в структуре диеновые фрагменты, например, с бутадиеновым или нитрильным каучуками.

Проведенные исследования также показали, что НТФ хорошо совмещается с конструкционными материалами такими, как медь, алюминий, сталь.

#### Литература

- Мельникова С.Ф., Целинский И.В., Чернега И.М., Котомин А.А., Лоскутова Л.А. Синтез 3,4-бис(4нитрофуразан-3-ил)фуразана и исследование его химической совместимости с полимерами различных классов. Сборник тезисов Второй научно-технической конференции молодых ученых "Неделя науки -2012" Санкт-Петербургского государственного технологического института (технического университета), 28 - 29 марта 2012 г. с. 43
- 2. P.Pagoria, M.Hope, G.Lee, A.Mitchell, and P.Leonard. "Green" energetic materials synthesis at LLNL //New Trends in Research of Energetic Materials, Czech Republic, 2012, P. 54-64
- 3. Котомин А.А., Козлов А.С. Метод расчета плотности органических соединений по вкладам фрагментов молекул. Журнал прикладной химии, т. 79, вып.6, 2006, с. 966-977
- 4. Хмельницкий Л.И., Новиков С.С., Годовикова Т.И. Химия фуроксанов (строение и синтез). М.: Наука, 1981. 328 с.
- 5. Пепекин В.И., Лебедев Ю.А. Критерии оценки параметров детонации взрывчатых веществ. Докл. АН СССР, 1977, т. 234, № 6, с. 1391-1394
- 6. Котомин А.А. Аддитивный метод расчета параметров детонации взрывчатых веществ по вкладам химических связей и групп. "Экстремальные состояния вещества. Детонация. Ударные волны". Труды межд. конф. "XI Харитоновские тематические научные чтения", Саров, 16-20 марта 2009г, с. 108-113
- 7. Манелис Г.Б., Назин Г.М., Рубцов Ю.И., Струнин В.А. Термическое разложение и горение взрывчатых веществ и порохов. М.: Наука, 1996. 223 с.
- 8. Физика взрыва. Под редакцией Л.П. Орленко. Изд. 3.е, перераб. Т. 1. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2002. 832 с.

## ГИПЕРЭКСПОНЕНЦИАЛЬНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ОСКОЛОЧНОГО СПЕКТРА СТАНДАРТНЫХ ОСКОЛОЧНЫХ ЦИЛИНДРОВ, СНАРЯЖЕННЫХ ВЗРЫВЧАТЫМИ СОСТАВАМИ НА ОСНОВЕ КОМПОНЕНТОВ И ТЕХНОЛОГИИ ТВЕРДЫХ РАКЕТНЫХ ТОПЛИВ

## <sup>1</sup>В.Н. Куликов, <sup>1</sup>А.Н. Осавчук, <sup>2</sup>Н.А. Имховик, <sup>2</sup>В.А. Одинцов, <sup>2</sup>И.Ю. Резничук

<sup>1</sup> ФГУП «ФЦДТ «Союз», Московская обл., Дзержинский, Россия <sup>2</sup> МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва, Россия

Исследования по разработке взрывчатых составов (ВС) на основе бризантного ВВ, окислителя, металлического горючего и полимерного связующего в целях их применения в качестве разрывных зарядов для изделий различного назначения проводятся за рубежом уже многие десятилетия [1, 2]. В отечественной практике этому направлению исследований до последнего времени уделялось явно недостаточное внимание. Предварительный анализ состояния проблемы создания ВС повышенной эффективности и эксплуатационной безопасности на основе компонентов и технологии отечественных твердых ракетных топлив (ТРТ) и результаты экспериментально-теоретических исследований [3-5] показали перспективность данного направления разработок.

В настоящей работе представлены результаты статистической обработки осколочного спектра, полученного при испытаниях стандартных осколочных цилиндров (СОЦ или RSFC – Russian Standard Fragmenting Cylinder) закрытого типа №12, снаряженных модельными BC на основе компонентов и технологии ТРТ. Изучены образцы, отличающиеся различным содержанием Al – 0%, 10%, 20% (индексы BCA-0, BCA-10 и BCA-20, соответственно), и различным содержанием октогена – 36, 60, 75 и 79% (индексы BCO-36, BCO-60, BCO-75 и BCO-79, соответственно). Изменение содержания Al в составах типа BCA осуществлялось только за счет октогена, а изменение содержания октогена в последних четырех составах – за счет Al и окислителя (содержание связующего постоянно  $\approx 17\%$ ).

Как известно, испытания в цилиндрах № 12 являются наиболее обоснованным и в то же время доступным экспериментальным методом сравнительного определения дробящих свойств штатных и новых перспективных ВС, предназначенных для снаряжения осколочных и осколочно-фугасных снарядов и других БП с корпусами естественного дробления [6]. Оценка эффективности дробящего действия ВС проводилась в сравнении с данными изученных штатных ВВ: ТНТ, окфол и А-IX-2 в осколочных цилиндрах, изготовленных из снарядной стали по технологии горячей штамповки. Схема проведения эксперимента приведена на рис. 1.

Суть методики заключается в следующем: исследуемый образец ВС в виде шашки или пластичной массы (без отвердителя) снаряжают в камеру осколочного цилиндра *3*, имеющего внутренний диаметр 40 мм, наружный – 60 мм, длина камеры – 160 мм, объем камеры 200 см<sup>3</sup>, толщина стенки 10 мм, относительная толщина стенки 1/6 (пропорции цилиндра RSFC защищены патентом № 2025646 РФ). Снаряженную сборку устанавливают в емкость *2*,

размещенную в заполненной водой большой емкости 6. В результате взрыва заряда ВС металлический корпус цилиндр дробится на осколки, а формирующееся в воздушной полости осколочное поле тормозится водной улавливающей средой 5.



Рис. 1. Схема эксперимента (*a*): *1* – упор; *2* – емкость малая; *3* – осколочный цилиндр; *4* – подставка; *5* – вода; *6* – емкость большая; и осколочный цилиндр RSFC № 12 (*б*): *1* – ВС; *2* – корпус цилиндра; *3* – крышка; *4* – дополнительный детонатор; *5* – ЭД №8

Оценку эффективности дробящего действия ВС проводили на основании следующих количественных характеристик осколочных масс, собранных после опыта и составляющих 95–96 % от массы корпуса цилиндра:  $N_{0,25}$ ,  $N_{0,5}$ ,  $N_{1,0}$  – числа осколков с массой m > 0,25 г, 0,5 г и 1,0 г, соответственно;  $\mu_{\rm M}$ ,  $\mu_{\rm c}$ ,  $\mu_{\rm K}$  – относительные содержания мелкой ( $m \le 1$  г), средней (1 г  $< m \le 4$  г) и крупной (m > 4 г) фракций осколков.

Результаты исследований осколочной эффективности ВС в сравнении с данными для ТНТ и окфола из монографии [6] (улавливающая среда – опилки) и A-IX-2 приведены на классификационной диаграмме рис. 2, а более подробно изложены в [3 – 5].



Рис. 2. Классификационная диаграмма качества дробления СОЦ № 12: I, II, III, IV – области высококачественного, качественного, удовлетворительного и неудовлетворительного дробления

Анализ данных рис. 2 показывает, что по основным осколочным характеристикам ( $N_{0,25}$ ,  $\mu_c$ ) дробящее действие исследованных образцов BCA-10 и BCA-20 соответствует уровню A-IX-2. Осколочные характеристики составов BCA-0, BCO-36, BCO-60 и в особенности BCO-79 и BCO-75 заметно выше, чем у данных штатных BB, включая окфол, и располагаются во II-ой качественной области дробления. Увеличение содержания октогена в рецептуре BC, как и следовало ожидать, приводит к возрастанию значений  $N_{0,25}$  и  $\mu_c$ . При этом все изученные BC на основе TPT обеспечивают высокое содержание средней фракции, являющейся наиболее продуктивной частью осколочной массы.

Для дальнейших исследований по оценке осколочной эффективности новых BC необходим аппарат представления осколочных спектров. В настоящее время для описания спектров наиболее широко используется распределение Вейбулла [6], которое, в принципе, удовлетворительно описывается количества осколков по их массе:

$$f(m) = \frac{\Lambda}{m_0} \left(\frac{m}{m_0}\right)^{\Lambda - 1} e^{-\left(\frac{m}{m_0}\right)^{\Lambda}}$$

где *m*<sub>0</sub> – характеристическая масса распределения; Л – показатель однородности спектра.

Однако при этом значения показателя однородности осколочного спектра для различных BC оказались сильно различающимися. Для составов BCA-10 и BCA-20 значение  $\Lambda$  выше, чем для THT ( $\Lambda < 0,4$ ), и примерно такое же, как у окфола ( $\Lambda \approx 0,5$ ). Более высокие, чем у окфола, значения  $\Lambda \approx 0,6$  получены для других модельных составов: BCA-0, BCO-36, BCO-75. Кроме того, известно, что распределение Вейбулла является унимодальным и в принципе не может описывать бимодальные спектры.

В связи с этим значительный интерес представляет вопрос о возможности описания полученного для ВС распределения масс осколков новой статистической моделью осколочного спектра, предложенной В.А.Одинцовым [6 – 9]. Аналогичное распределение независимо от этих работ предложено Д. Грэди, [10].

Плотность распределения в гиперэкспоненциальной статистической модели имеет вид:

$$f(m) = \frac{\xi}{m_a} e^{-\frac{m}{m_a}} + \frac{1-\xi}{m_b} e^{-\frac{m}{m_b}}$$

где  $m_a$ ,  $m_b$  – математические ожидания масс осколков типа **A** (основных, квазирегулярных) и типа **B** (мелких, сопутствующих);  $\xi$  – относительное число осколков типа **A**.

Проверка правдоподобия гипотезы проводилась по критерию Романовского

$$R = \frac{\left|\chi^2 - r\right|}{\sqrt{2r}} \le 3$$

где r = k - s - 1; k - число групп; s - число определяемых параметров распределения.

Линии уровня  $\chi^2 = f(m_a, m_b)$  для одного из модельных ВС-ТРТ (и схема их построения) приведены на рис. 3.



**Рис. 3.** Линии уровня  $\chi^2 = f(m_a, m_b)$  (справа – пример для состава ВСА-20)

Характеристические массы *m<sub>a</sub>*, *m<sub>b</sub>* соответствуют квазирегулярной и сопутствующей части спектра. Математическое ожидание массы осколка определяется по формуле:

$$\langle m \rangle = \xi m_a + (1 - \xi) m_b$$

Полученные в настоящей работе значения параметров гиперэкспоненциального распределения осколочных спектров для использованных в испытаниях по методике RSFC штатных и новых BC, представлены в таблице 1.

Индекс ВС	$\chi^2$	<i>m</i> <sub>a</sub>	m <sub>b</sub>	R	$N_{0,25}^{\Gamma}$	$\frac{N_{0.25}^{\Gamma}}{N_{0.25}^{\phi_{a\kappa m.}}}$	$\langle m \rangle$
A-IX-2	12	2,2	0,38	1,7	1405	1,039	1,290
BCA-20	23,2	2	0,4	5	1518	1,048	1,200
BCA-10	18,3	2	0,39	3,5	1515	1,044	1,195
BCO-36	10,4	1,7	0,46	1,3	1718	1,044	1,080
BCO-60a	29,3	1,5	0,34	6,7	1852	1,058	0,920
ВСО-60б	15,9	1,7	0,37	2,9	1704	1,048	1,035
BCO-75	24,8	1,4	0,35	5,4	1947	1,050	0,875

**Таблица 1** – Параметры распределения осколков по модели Одинцова–Грэди при  $\xi$ =0,5

Как следует из анализа таблицы расхождение чисел  $N_{0,25}^{\Gamma}$  и  $N_{0.25}^{\phi a \kappa m.}$  (расчетного (гипотетического) с экспериментальным (фактическим)) для всех составов не превышает 5 %. Таким образом, статистическая обработка полностью подтвердила согласие гиперэкспоненциальной модели Одинцова–Грэди с экспериментом. Представляет интерес сравнительная оценка адекватности представления спектров обеими моделями. Среднее значение критерия Романовского по модели Одинцова–Грэди меньше соответствующего

значения для модели Вейбулла, что свидетельствует о большей точности гиперэкспоненциальной статистической модели (модели Одинцова–Грэди).

В плане дальнейшего развития исследований бризантно-дробящих свойств BC, как в теоретическом, так и практическом отношении, представляет интерес установление зависимости значений параметров распределения осколочных спектров СОЦ (а в перспективе и натурных изделий с корпусами из стали C-60, снаряженных новыми BC) от компонентного состава, плотности и основных детонационных характеристик многокомпонентных BC-TPT.

### Литература

- 1. Талавар М.Б., Сивабалан Р., Аннияппан М., Горе Г. М, Астана С.Н., Гандхе Б.Р. Новые тенденции в области создания перспективных высокоэнергетических материалов // ФГВ. 2007. Т. 43. №1. С. 72-85.
- 2. Вадхе П.П., Павар Р.Б., Синха Р.К., Астана С.Н., Субхананда Р. Алюминизированные литьевые взрывчатые вещества (обзор) // Физика горения и взрыва. 2008. Т. 44. №4. С.98-115.
- 3. Одинцов В.А., Имховик Н.А., Меркулов В.М., Зайчиков Ю.Е., Осавчук А.Н., Куликов В.Н., Якимцев И.В. Дробящее действие баллиститных и смесевых ракетных топлив в стандартных осколочных цилиндрах RSFC // Оборонная техника, 2008. №1. С. 30-41.
- 4. Милёхин Ю.М., Меркулов В.М., Осавчук А.Н., Зайчиков Ю.Е., Куликов В.Н., Шишов Н.И., Имховик Н.А., Одинцов В.А. Экспериментально-теоретические исследования взрывчатых свойств, бризантного и метательного действия многокомпонентных ВС на основе ТРТ// Труды Международной конф. XI Харитоновские тематические научные чтения. - Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2009. С. 5-10.
- 5. Осавчук А.Н., Меркулов В.М., Зайчиков Ю.Е., Куликов В.Н., Шишов Н.И., Имховик Н.А., Одинцов В.А. Экспериментально-теоретические исследования взрывчатых свойств, дробящего и метательного действия смесевых составов на основе компонентов твердого ракетного топлива // Горение и взрыв. Вып. 3 / Под ред. С.М. Фролова. М.: ТОРУС ПРЕСС, 2010. С. 246-253.
- 6. Физика взрыва / Под ред. Л.П. Орленко. Изд. 3-е, в 2 т. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2002.
- 7. Одинцов В.А. Двухкомпонентная модель спектра разрушения цилиндров // Труды МВТУ №387 «Механика импульсных процессов». М.: МВТУ им. Баумана, 1982.
- Одинцов В.А. Бимодальное распределение фрагментов цилиндров // Физика горения и взрыва. 1991. №5.
- 9. Одинцов В.А. Гиперэкспоненциальные спектры взрывного разрушения металлических цилиндров // Известия РАН. Механика твердого тела. 1992. № 5. С. 48-55.
- Dennis Grady, Fragmentation of Rings and Shells: The Legacy of N.F. Mott Publisher: Springer; 1st Edition. (November 23, 2006).

## **CHAPTER VI:** Applications of Shock Wave Processes

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ И ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЗРЫВНОГО НАГРУЖЕНИЯ МАКЕТОВ ДНИЩ ТРАНСПОРТНЫХ СРЕДСТВ

## И.Б. Чепков, С.П. Бисык, В.А. Голуб, В.Г. Корбач

### Центральный НИИ вооружения и военной техники ВС Украины, Киев, Украина

Возросшая угроза вероятности подрыва транспортных средств (TC) на фугасных минах в зонах ведения боевых действий, проведения миротворческих или гуманитарных операций требует от разработчиков данного класса машин принятия мер для повышения защиты как самих TC, так и их экипажей от этих средств поражения. В свою очередь, эффективность повышения защиты TC напрямую зависит от адекватности применяемых математических моделей. Для проверки адекватности применяемых моделей необходимо проведение некоторых тестовых натурных экспериментов. Однако, как показывает анализ существующего положения в области деформирования материалов взрывом, большинство работ посвящено либо экспериментальным, либо теоретическим исследованиям. Для эффективного решения задач повышения защиты TC необходим комплексный экспериментально-теоретический подход, сочетающий экспериментальные исследования и математическое моделирование.

С этой целью авторами проведены экспериментальные исследования нагружения взрывом макетов днищ TC, разработана численная модель исследуемого процесса и определена ее адекватность.

Сформулированная математическая модель численного решения задачи взрывного нагружения включает законы сохранения массы, энергии и импульса, а также учитывает динамическое упругопластическое деформирование каждого элемента системы и их ударноконтактное взаимодействие.

Для моделирования поведения материала макета днища использовалась модель материала Купера-Саймондса [1]:

$$\sigma_T = \left[1 + \left(\frac{\dot{\varepsilon}}{C}\right)^{1/p}\right] \left(\sigma_0 + \beta E_p \varepsilon_{eff}^p\right); \qquad E_p = E_{tg} E / \left(E - E_{tg}\right); \qquad \varepsilon_{eff}^p = \int_0^t \left(\frac{2}{3} \dot{\varepsilon}_{ij}^p\right)^{1/2} dt, \tag{1}$$

где  $p \in C$  – параметры скорости деформаций;  $\dot{\varepsilon}$  – скорость деформаций;  $\sigma_0$ ,  $\sigma_0$  – статическая и динамическая граница текучести; E – модуль упругости;  $E_{tg}$  - модуль упрочнения.

Для моделирования взрывного нагружения на макет днища TC использовались два подхода. В первом случае действие ударной волны (УВ) на объект моделировалось с использованием уравнения (2):

$$P(t) = P_{\vec{i} \ \acute{OA}} \left( 1 - (t - t_{\vec{i}}) / t_{\vec{A}} \right) \exp\left( -A(t - t_{\vec{i}}) / t_{\vec{A}} \right), \tag{2}$$

где P(t) – давление УВ в момент времени t;  $P_{I \acute{OA}}$  – максимальное давление падающей УВ;  $t_{I}$  – время подхода УВ к объекту;  $t_{\acute{A}}$  – время действия положительной фазы; A – коэффициент затухания.

Во втором случае действие УВ на объект моделировалось с использованием уравнения состояния Джонсона-Уилкинса-Ли (3) [2]:

$$p = A(1 - \frac{\omega}{R_1 V}) \exp\{-R_1 V\} + B(1 - \frac{\omega}{R_2 V}) \exp\{-R_2 V\} + \frac{\omega}{V}\overline{E},$$
(3)

где  $V = \frac{\rho_0}{\rho} = \frac{\nu}{\nu_0}$  – относительный удельный объем; А, В, С, R<sub>1</sub>, R<sub>2</sub>,  $\omega$  – эмпирические константы;  $\overline{E}$  – внутренняя энергия на единицу объема.

Экспериментальна установка. Исследованию подвергались макеты днищ ТС плоской и V-образной форм (рис. 1-2). Макеты днищ ТС крепились на неподвижной подставке с помощью элементов крепления (рис. 2). Взрывное нагружение задавалось подрывом заряда взрывчатого вещества (ВВ) ТГ 50/50 (Q=4,8 МДж/кг). Инициирование ВВ проводилось электродетонатором. Для обеспечения необходимого расстояния между макетом и зарядом ВВ последний устанавливался на подставку из картона (рис. 2 *a*). Макеты днищ ТС изготавливались из стали 08 кп с характеристиками, приведенными в таблице.





**Рис. 1.** Экспериментальные макеты днищ TC с установленными зарядами BB: *a* – плоское днище; *б*, *в* - V-образное днище (α = 85° и α = 65° соответственно); *г* – макеты, после подрыва BB

При проведении исследований варьировались значения следующих параметров: угла  $\alpha$  (90°, 85°, 65°, 55°), расстояния R (78 мм, 88 мм, 98 мм), массы BB (m<sub>BB</sub>) (26 г, 35 г, 44 г). Другие параметры макета были постоянными: толщина пластины h = 2 мм, длина и ширина образца l = 300 мм (рис. 2).



**Рис. 2.** Геометрическая поверхностная модель днища ТС: а - изометрический вид; б - вид спереди: 1 - макет днища БМ, 2 - электродетонатор 3 - взрывчатое вещество; 4 - картонная подставка, 5 - элементы крепления (болт, гайка), 6 - фиксирующая рамка; 7 - крешеры, остальные обозначения в тексте

При использовании уравнения (2) влияние формы заряда во внимание не принималось, поскольку параметры взрыва компактных зарядов произвольной формы на расстояниях, превышающих их характерные размеры, практически идентичны параметрам взрыва сферического заряда эквивалентной массы [3-4].

Характеристики	макета	лниша	FC –

Таблица

Характеристика	Значение
модуль упругости, ГПа	203
коэффициент Пуассона	0,3
граница текучести, МПа	175
модуль упрочнения, МПа	270
плотность, кг/м3	7871

Оценка полученных экспериментальных результатов и результатов численного моделирования. Оценка адекватности математической модели проводилась по качественным и количественным показателям [5].

Количественными показателями оценки адекватности математической модели избраны значения максимальных динамических прогибов в точках T<sub>0</sub> и T<sub>1</sub> 2), которые фиксировались с (рис. помощью свинцовых крешеров. Анализ полученной зависимости (рис. 3) позволяет сделать вывод, что при значениях угла α в  $75^{\circ} < \alpha < 90^{\circ}$ диапазоне максимальные динамические прогибы V-образного днища больше по сравнению с плоским днищем (α=90°), что указывает на снижение



защитной способности днища в приведенном диапазоне углов. Полученные зависимости динамических прогибов в контрольных точках днища при изменении выбранных параметров позволяют провести оценку сходимости экспериментальных данных и результатов численного моделирования с использованием различных методов. Расхождение между

экспериментальными данными и численными результатами не превышает 10-13 % (рис. 4-5), что приемлемо для задач этого класса.



**Рис. 4.** Зависимость значений прогибов в точках  $T_0 \ll m$  и  $T_1 \ll m$  от изменения расстояния к BB  $(m_{BB} = 35 r)$ :  $a - \alpha = 90^\circ$ ,  $\delta - \alpha = 65^\circ$ ;  $\epsilon - \alpha = 55^\circ$ ;  $\delta -$  натурный эксперимент;  $\Box$  - взрывная нагрузка задана уравнением (2);  $\Delta$  - взрывная нагрузка задана уравнением (3)



**Рис. 5.** Зависимость значений прогибов в точках  $T_0 \ll m$  и  $T_1 \ll m$  от изменения массы BB (R = 98 мм): *a* -  $\alpha$  = 90°, *б* -  $\alpha$  = 65°; *в* -  $\alpha$  = 55°;  $\diamond$  - натурный эксперимент;  $\Box$  - взрывная нагрузка задана уравнением (2);  $\Delta$  - взрывная нагрузка задана уравнением (3)

Таким образом, соответствие теоретических результатов данным поставленного в работе натурного эксперимента подтверждает правомерность основных предпосылок, заложенных в расчетную схему. Разработанные численные модели могут быть использованы при создании, производстве и модернизации транспортных средств с целью повышения уровня их защиты при подрыве на фугасных минах.

### Литература

- Муйземнек А.Ю. Описание поведения материалов в системах автоматизированного инженерного анализа: [учебное пособие] / А. Ю. Муйземнек. – Пенза: Информационно-издательский центр ПГУ, 2005. – 152 с.
- 2. Физика взрыва / Под ред. Л.П. Орленко. Изд. 3-е, испр. В 2 т. Т. 1. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2004. 832 с.
- 3. Седов Л.И. Методы подобия и размерности в механике / Л.И. Седов. М.: Наука, 1977. 440 с.
- 4. Ударные и детонационные волны. Методы исследования. 2-е изд., перераб. и доп. / Кобылкин И.Ф., Селиванов В.В., Соловьев В.С., Сысоев Н.Н. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2004. 376 с.
- 5. Прикладная механика сплошных сред. В 3 т. Т. 3. Численные методы в задачах физики быстропротекающих процессов / Под ред. В.В. Селиванова. Изд. 2-е, испр. М.: Изд-во МГТУ им. Баумана, 2006. 520 с.

## ПЛАСТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СТАЛЬНЫХ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ ОБОЛОЧЕК, НАГРУЖЕННЫХ ВЗРЫВОМ

### М.М. Бойко, Е.Ф. Грязнов, Е.В. Никитина.

МГТУ им. Н.Э.Баумана, Москва, Россия

Взрывное нагружение цилиндрических оболочек позволяет исследовать динамические характеристики пластичности материалов в широком диапазоне скоростей деформаций  $\dot{\varepsilon} = 10^4 \dots 10^6 \text{c}^{-1}$ . Исследованию пластичности металлических оболочек, нагружаемых взрывом, посвящено большое количество известных работ, в большинстве из которых отмечается заметное повышение уровня пластичности в динамических условиях: увеличение скорости деформаций приводит к росту деформации разрушения [1]. В [2] показано, что при скорости деформации  $10^4 \text{c}^{-1}$  в стальных оболочках достигается максимум деформации разрушения, названный «пиком пластичности».





В качестве характеристики пластичности в известных работах использовался радиус разрушения оболочек, который определялся экспериментально с применением высокоскоростной оптической съемки или рентгеноимпульсной регистрации процессов. Радиус разрушения фактически эквивалентен одной из стандартных характеристик пластичности – относительному удлинению, то есть характеристике, являющейся нестабильной и существенно зависящей от размеров образца. Сравнительное обобщение практически всех известных работ, в которых за критерий оценки пластичности принято относительное удлинение, показало, что у
многих металлов действительно наблюдается заметное повышение уровня пластичности по сравнению с исходными (статическими) значениями, причем данная тенденция наиболее ярко выражена у хрупких металлов (рис.1).

Однако, если за критерий пластичности принять другую стандартную характеристику – относительное сужение, которая определяется по толщине фрагментов, то наблюдается обратная тенденция: уровень динамического относительного сужения заметно ниже статического (рис.2).



**Рис. 2.** Сравнительная диаграмма динамического и статического относительного сужения. 1 - АМГ, 2 - Аl-Cu, 3-1 - мягкая сталь, 3-2 - высокоуглерод.сталь, 4 - ст.20, 5 - ст.20 (вода), 6 - ст.10, 7 - ст.45Х1, 8 - ст.45, 9 - ст.C-60, 10 - ст.C-60 (100 мм ОФС), 11 - ст.60С2, 12 - ст.110Г2С

Для объяснения причин столь явных противоречий в оценке результатов исследований динамических характеристик пластичности в настоящей работе проведены экспериментальные исследования влияния параметров нагружения и исходных свойств сталей на динамические характеристики относительного удлинения и сужения в широком диапазоне значений скорости деформаций. Результаты исследований частично представлены на рис.1 (для сталей 20, 45Х1 и С60) и рис.2 (отмечены 4-12). Полученные результаты подтверждают отмеченные выше тенденции.

Одной из основных причин противоречивых оценок изменения характеристик пластичности материалов оболочек, нагруженных взрывом по отношению к статическому

уровню пластичности тех же материалов, является существенное различие формы и размеров образцов, испытываемых в динамических и стандартных статических условиях. Для оценки влияния данного фактора в рамках настоящей работы проведено сравнительное исследование характеристик пластичности одинаковых цилиндрических оболочек, нагруженных, в одном случае, взрывом, а, в другом - внутренним давлением в статических условиях. Испытывались оболочки из двух типов сталей: стали 10 ( $\delta_{CT}$ =30%,  $\psi_{CT}$ =69%) и стали 45 ( $\delta_{CT}$ =19%,  $\psi_{CT}$ =42%). Статические испытания проводились в соответствии с известной методикой [3]. Схема образца для испытаний, а также вид оболочки после статического нагружения показаны на рис.3. При проведении взрывных испытаний использовался ряд взрывчатых составов, со скоростью детонации от 3000 м/с до 8300м/с, что позволило получить скорость метания оболочек в диапазоне 735...2400 м/с.



Рис.3. Схема оболочки для статических испытаний и вид оболочки после нагружения.

Полученные значения динамических характеристик пластичности испытанных оболочек представлены в таблице, из которой видно, что во всем диапазоне скоростей как динамическое относительное сужение, так и динамическое относительное удлинение и для стали 10, и для стали 45 заметно выше статических значений.

Сталь	Скорость расширения м/с Деформация	735	1350	1950	2400
10	$\Psi_{\mathcal{Д}\mathcal{U}\mathcal{H}} = \varepsilon_r$	29,3	39,0	36,1	28,9
10	$\delta_{\mathcal{J}\mathcal{U}\mathcal{H}} = \varepsilon_{\theta}$	41,4	64,0	56,5	40,6
45	$\Psi_{\mathcal{Д}\mathcal{U}\mathcal{H}} = \varepsilon_r$	13,3	17,5	20,7	12,7
45	$\delta_{\mathcal{J}\mathcal{U}\mathcal{H}} = \varepsilon_{\theta}$	15,3	21,2	26,1	14,5

ct.10: 
$$\frac{\Psi_{\mathcal{Д} \mathcal{U} \mathcal{H}}}{\Psi_{CT.o\delta.}} = 1, 8...2, 3$$
  $\frac{\delta_{\mathcal{I} \mathcal{U} \mathcal{H}}}{\delta_{CT.o\delta.}} = 1, 1...1, 8$ 

$$\frac{c_{T45:}}{\psi_{CT.o\delta.}} = 2, 2...3, 4 \quad \frac{\delta_{DHH}}{\delta_{CT.o\delta.}} = 1, 1...2, 0$$

Таким образом, если для испытаний применять однотипные образцы, то можно сделать однозначный вывод об изменении пластичности стальных оболочек: взрывное нагружение приводит к повышению уровня пластичности.

#### Литература

1. Физика взрыва / Под ред. Л.П.Орленко. – Изд.3-е, переработанное. – в 2-х томах, Т.2. – М. ФИЗМАТЛИТ, 2002. – 656с. – (ISBN 5-9221-0220-6).

2. Разрушение разномасштабных объектов при взрыве. Монография. / Под общей редакцией А.Г.Иванова. – РФЯЦ-ВНИИЭФ, г.Саров, 2001. – 482с. – (ISBN 5-85195-637-9).

3. Аннин Б.Д., Жигалкин В.М. Поведение материалов в условиях сложного нагружения. – Новосибирск. Изд-во СО РАН, 1999-342с.

## ПАРАМЕТРЫ ВЫБОРКИ ДВАДЦАТИ НАИБОЛЕЕ ДЛИННЫХ ОСКОЛКОВ СОЦ № 12 КАК ВСПОМОГАТЕЛЬНЫЙ ПОКАЗАТЕЛЬ ДЛЯ ОТБОРА ПЕРСПЕКТИВНЫХ КОМБИНАЦИЙ "МЕТАЛЛ – ВВ"

#### А.В.Бармин, В.А.Одинцов\*, Е.В.Колганов, Н.А.Имховик\*, И.О.Шкалябин

ОАО ГосНИИ «Кристалл», Дзержинск, Россия \*МГТУ им. Н.Э.Баумана, Москва, Россия

Явление образования осколков большого удлинения ("саблеобразование") освещено в работах [1-4]. Показано, что саблеобразование является главным негативным фактором, препятствующим получению качественных осколочных спектров. Экспериментально доказана возможность образования "прутьев", т.е. осколков с длиной, равной длине цилиндра.

В 1976 г. был введён новый важный показатель – относительное удлинение осколка, определяемое соотношением [1]:

$$\lambda = \sqrt{\frac{l^3}{V}} = \sqrt{\frac{\gamma_0 l^3}{m}}$$

где l – длина осколка, см; V – объём осколка, см<sup>3</sup>; m – масса осколка, г;  $\gamma_0$  – плотность металла, г/см<sup>3</sup>.

Все массовые испытания стандартных осколочных цилиндров (СОЦ) № 12 RSFC с различными комбинациями "металл – ВВ" в рамках крупной НИР 1975-1982 гг. проводились с определением этой характеристики осколков. В 1977 г. была введена классификация осколков по удлинению. В настоящее время эта классификация имеет вид:  $\lambda \ge 4$  – нормальные,  $4 < \lambda \le 8$  – удлиненные,  $8 < \lambda \le 12$  – длинные и  $\lambda > 12$  – сверхдлинные осколки.

В 1976 г. в работе [1] был введён параметр формы осколка в виде:

$$\Phi = \frac{\langle S \rangle}{V^{\frac{2}{3}}}$$

где  $\langle S \rangle$  – средний мидель (математическое ожидание площади проекции осколка на плоскость, нормальную к направлению полёта); *V* – объём осколка см<sup>3</sup>.

Наиболее полная информация об осколочном спектре может быть получена с определением массы и геометрических характеристик каждого осколка спектра [5]. Такая обработка требует применения специальной техники, в настоящее время отсутствующей в отечественных испытательных организациях.

Упрощенной разновидностью метода является определение для каждого осколка массы *m* и длины *l*, выполняемое ручным способом [6]. Внедрению метода в промышленную практику препятствует значительное увеличение трудозатрат при его использовании. В связи с этим возникает вопрос о разработке более экономичной системы показателей, не дающей информации о каждом осколке, но позволяющей с достаточной уверенностью прогнозировать общее представление о форме осколков.

Согласно ГОСТу, разработанному МВТУ им. Н.Э.Баумана в 1982 г., была введена процедура отбора группы наиболее длинных осколков. Первоначально по просьбе ГосНИИ "Геодезия" и НТИИМ число этих осколков было ограничено пятью, но было указано, что подлежат отбору также все осколки с длиной более 100 мм. Это привело к усложнению процедуры обработки. В 1983 г. была окончательно введена экономичная система показателей, включающая три величины:  $l_{20}$  – средняя длина осколка в выборке 20-ти наиболее длинных осколков данного спектра;  $m_{20}$  – средняя масса осколка в этой выборке;  $B_{20}$  – средняя площадь поперечного сечения осколков в этой выборке ( $B = \frac{V}{l}$ ,  $V = \frac{m}{\gamma_0}$  где V – объём осколка).

Были введены также две величины, определяемые факультативно: l<sub>max</sub> – максимальная длина осколка; λ<sub>max</sub> – максимальное удлинение осколка.

Все массовые испытания цилиндров RSFC в рамках вышеуказанной НИР проводились с использованием этой системы. Сводные данные по испытаниям 35 различных комбинаций "металл – ВВ" приведены в монографии [4].

В настоящей статье приводятся данные статистической обработки экспериментов с различными комбинациями "металл – ВВ", выполненных на цилиндрах RSFC № 12 в ГосНИИ «Кристалл». Приведем пример обработки для одного подрыва (штампованный корпус СОЦ из стали С-60, взрывчатый состав – окфол-3,5). Число осколков с массой более 0,25 г –  $N_{0,25}$ =1216, относительное содержание средней фракции (1<  $m \le 4$  г) –  $\mu_c$ = 0,39.

В табл. 1 приводятся данные выборки длинных осколков, в табл. 2 – средние значения, среднеквадратические отклонения и коэффициенты вариации.

Из анализа таблиц следует, что, несмотря на высокую бризантность окфола, в выборке присутствует 13 сверхдлинных осколков.

Таким образом, все параметры выборки характеризуются значительным статистическим разбросом, что свидетельствует о её достаточной представительности. Обращает на себя внимание малое значение коэффициента вариации для распределения длин. По средней величине относительного удлинения  $\lambda$  выборка попадает в подкласс сверхдлинных осколков ( $\lambda > 12$ ).

N⁰	<i>l</i> , мм	т, г	λ	<i>В</i> , мм <sup>2</sup>	N⁰	<i>l</i> , мм	т, Г	λ	<i>В</i> , мм <sup>2</sup>
1	81,05	11,76	18,85	18,48	11	54,85	16,03	8,989	37,23
2	68,25	12,3	14,24	22,96	12	54,45	7	13,45	16,38
3	64,9	7,45	16,97	14,62	13	53,95	8,5	12,04	20,07
4	62,1	9,41	14,13	19,30	14	53,7	9,08	11,57	21,54
5	60,25	9,95	13,14	21,04	15	52,85	6,4	13,46	15,43
6	57,75	10,65	11,92	23,49	16	52,7	5,82	14,05	14,07
7	57,3	10,14	12,07	22,54	17	51,35	12,02	9,404	29,82
8	56,75	4,64	17,58	10,42	18	50,5	7,95	11,28	20,05
9	56,7	7,94	13,43	17,84	19	49,7	9,71	9,962	24,89
10	56,1	5,52	15,85	12,53	20	49,6	10,43	9,583	26,79

Таблица 1 - Выборка наиболее длинных осколков

Таблица 2 - Статистические характеристики выборки

Величина	<i>l</i> , мм	т, Г	λ	$B$ , $mm^2$
Средняя величина	57,2	9,1	13,1	20,5
Среднеквадратическое отклонение	7,3	2,7	2,7	6,1
Коэффициент вариации	0,13	0,29	0,2	0,29

В табл. 3 приводятся уравнения регрессии между параметрами данной выборки и коэффициенты корреляции.

Корреляционная связь	Уравнение регрессии	Коэффициент корреляции
m = R(l)	m=0,0871+4,16	0,23
$\lambda = R(l)$	λ=0,26061-1,82	0,711
$\lambda = R(m)$	$\lambda = 17,5 - 0,4824m$	0,482
m=R(B)	m =0,396B + 1,03	0,907
l=R(B)	l=5,18 - 0,223B	0,187
$\lambda = R(B)$	$\lambda = 20,1 - 0,344B$	0,787

Таблица 3 - Уравнения регрессии и коэффициенты корреляции (*l*, мм, *m*, г, *B*, мм<sup>2</sup>)

Графики корреляционных зависимостей  $\lambda = R(l)$ , m=R(B) и  $\lambda = R(B)$  представлены на рисунках 1 – 3.

Как уже указывалось выше, основной целью работы является отыскание корреляционных связей между характеристиками выборки длинных осколков, с одной стороны, и массово-числовыми характеристиками спектра ( $N_{0,25}$ ,  $\mu_c$ ), а также показателем

качества фрагментации  $Q_F = N_{0,25} \mu_c$ , с другой. Уравнения регрессии и коэффициенты корреляции представлены в табл. 4.



Рис. 1. Графики регрессии λ =R(l) и экспериментальные точки для СОЦ № 12 С-60/окфол



Рис. 2. Графики регрессии m=R(B) и экспериментальные точки для СОЦ №12 С-60/окфол



Рис. 3. Графики регрессии  $\lambda$ =R(B) и экспериментальные точки для СОЦ № 12 С-60/окфол

Аргумент	Коррелятивно	Уравнение регрессии	Коэффициент
	зависимая величина		корреляции
	N <sub>0,25</sub>	N <sub>0,25</sub> =2781,3 - 26,786 l <sub>20</sub>	0,834
l <sub>20</sub>	$\mu_{c}$	$\mu_c = 0,8058 - 0,0076 l_{20}$	0,800
	Q <sub>F</sub>	$Q_{\rm F} = 1638,4 - 20,022  l_{20}$	0,830
	N <sub>0,25</sub>	N <sub>0,25</sub> =2175,8 - 85,837 m <sub>20</sub>	0,946
m <sub>20</sub>	μ <sub>c</sub>	$\mu_c = 0,6424 - 0,0251 m_{20}$	0,938
	Q <sub>F</sub>	Q <sub>F</sub> =1185,4 - 64,111 m <sub>20</sub>	0,941
	N <sub>0,25</sub>	N <sub>0,25</sub> =2800,3 - 65,019 B <sub>20</sub>	0,916
$B_{20}$	$\mu_{c}$	μ <sub>c</sub> =0,832 - 0,0193 B <sub>20</sub>	0,925
	Q <sub>F</sub>	Q <sub>F</sub> =1663,8 - 49,1 B <sub>20</sub>	0,922

Таблица 4 - Уравнение регрессии и коэффициенты корреляции

Таким образом, существуют тесные отрицательные корреляционные связи между показателями выборки длинных осколков и массово-числовыми характеристиками осколочных спектров. Наибольшая теснота связи для всех характеристик отмечается с величиной m<sub>20</sub> (среднее значение 0,941), наименьшее – с величиной l<sub>20</sub> (0,821). Показатели выборки, таким образом, представляют дополнительную информацию для отбора перспективных комбинаций "металл – BB".

В последние годы усилился интерес к высокоуглеродистым легированным сталям с легирующей группой Г2С. В частности, 155-мм снаряд М795 призванный заменить в боекомплекте армии США снаряд М107, изготовлен из высокоосколочной стали HF-1 (110Г2С), при этом снаряжение этого снаряда производится тротилом (снаряд М107 снаряжался составом В (ТГ 36/64)), что резко повышает безопасность снаряда в служебном обращении и в частности при обстреле позиции и попадании в снаряд осколков. Предполагаем, что корпуса из стали 80Г2С в снаряжении тротилом обеспечивают не меньшее осколочное действие, чем корпуса из стали AISI в снаряжении составом «В».

Выводы: установлено наличие тесных корреляционных зависимостей между показателями выборки 20-ти наиболее тяжёлых осколков и массово-числовыми характеристиками осколочных спектров стандартных осколочных цилиндров RSFC № 12. Несложная экономическая процедура обработки этой выборки, направленная, в основном, на выявление склонности данной комбинации "металл – ВВ" к "саблеобразованию", даёт дополнительную полезную информацию для отбора с помощью стандартных цилиндров наиболее перспективных комбинаций "металл – ВВ".

#### Литература

1. Одинцов В.А. Метание и разрушение оболочек продуктами детонации. – М.: ЦНИИНТИ, 1976.

2. Одинцов В.А. Механика импульсного разрушения цилиндров // Труды МВТУ № 312. Вопросы физики взрыва и удара. – М.: Изд-во МВТУ, 1980.

- 3. Одинцов В.А. Моделирование процессов фрагментации с помощью унифицированных цилиндров. Методич. указания. – М.: Изд-во МГТУ, 1991.
- 4. Физика взрыва / Под ред. Л.П. Орленко, изд. 3-е, испр. в 2-х т. М.: Физматлит, 2004. Т. 2.
- 5. Одинцов В.А. Способ измерения характеристик осколочной массы снаряда (способ Одинцова). Патент РФ № 2362968, заяв. 30.01.2007, опуб. 27.07.2009. МГТУ им. Н.Э.Баумана.
- 6. Бармин А.В., Шкалябин И.О., Кожевников В.Г., Колганов Е.В., Ильин В.П., Имховик Н.А., Одинцов В.А. Осколочные спектры стандартных цилиндров RSFC №12, снаряженных новыми алюминизированными ВВ // В кн. Горение и взрыв / Под общ. ред. С.М.Фролова. М.: ТОРУС ПРЕСС, 2012, Вып. 5.

# Электрическое поле, генерируемое при отводе энергии из металлической преграды

#### Ушеренко С.М., Лютина Д.А.

Белорусский национальный технический университет, Минск, Беларусь

Введение. В условиях открытого космоса пылевые облака являются широко распространенными объектами. Возможность соударения сгустков пыли с космическим аппаратами (КА) является достаточно высокой [1]. Из-за особенности микрогравитации пылевые облака формируются в виде относительно длинномерных сгустков (десятки и тысячи миллиметров). При средней скорости соударения в околоземном пространстве ≈5000 м/с время динамического нагружения защитных оболочек с пылевыми объектами с размерами частиц 1-100 мкм составляет десятки микросекунд – секунды [2,3]. Это превышает время ударного нагружения при взрывах на нашей планете в 10 – 1000 раз. При ударе пылевых сгустков в защитные металлические преграды процесс проникания дискретной микрочастицы происходит в условиях, когда металлическая преграда находится под действием фонового давления. Аналогично протыканию резиновой пластины, отверстие позади ударника при СГП захлопывается [4].

Из-за этой особенности (закрытие отверстий) длительное время не признавалась возможность пробивания пылевыми частицами металлических преград КА. В качестве экспериментального критерия пробоя принимали разгерметизацию космического аппарата. Отсутствие разгерметизации при соударениях со сгустками космической пыли полагали доказательством отсутствия эффекта проникания.

Явление «сверхглубокого проникания», называемого также эффектом «Ушеренко», обнаружено в 1974 году. Было экспериментально доказана возможность проникания частиц на глубины в 100 – 10000 калибров ударника. Появились десятки моделей. Базовые модели СГП объясняли только возможность резкого снижения статистического сопротивления при ударе. Известно, что при формировании кратера 90-98% затрат энергии составляет преодоление статического сопротивления при ударе. Затраты энергии на преодоление динамического сопротивления не более, чем 2-10% от общих затрат [4,5]. Однако, даже если

404

принять механизм проникания, при котором статическое сопротивление равно нулю, энергия частицы составляет не более, чем 1,4 % от динамических затрат энергии на перемещение стенок канала (кратера).

При стрельбе в воду глубина проникания пули не превышает 100 калибров. Кинетическая энергия ударника затрачивается на динамический массоперенос воды, а пуля останавливается [6].

Требуется объяснить, откуда берется дополнительная энергия для реализации наблюдаемых изменений геометрии, структуры и излучения. Остро стоит проблема, в какой форме выделяется дополнительная энергия. Исследования показали, что минимальный дисбаланс между вводимой кинетической энергией и регистрируемыми затратами энергии при деформациях твердого тела составляет 5-9 раз [5]. Сложно определить затраты энергии при СГП на генерацию электромагнитного поля, потоков высокоэнергетических ионов, на выброс струй плотной плазмы из объема преграды [4,6].

Целью настоящей работы является оценка генерации электрической энергии при сверхглубоком проникании.

1.Экспериментальные исследования. Было установлено, что в объеме твердого тела возникают волокна. Материалы этих волокон синтезируются в закрытой системе «вводимый микроударник – канал» при интенсивном трении и деформации (более 1000%) и высоком пульсирующем давлении (свыше 10 ГПа). Поскольку система взаимодействия является закрытой, то волокно сохраняется в преграде на глубинах в десятки и сотни миллиметров [7].

На примере стальной матрицы, обработанной сгустком свинцовых частиц, установлено, что получен метастабильный материал на основе железа и свинца [8]. Микроанализ показал, что эти волокна сильно легированы Mn (до 45% масс). Использование масс-спектрометра позволило однозначно установить, что добавочный легирующий элемент представляет собой Fe<sup>55</sup> или Mn<sup>55</sup> [8,9]. Поскольку основным матричным материалом было железо, то с высокой степенью вероятности в волокне присутствует изотоп железа.

Если принять за основу сверхглубокого проникания сгустков микрочастиц в массивное твердое тело появление дополнительного источника энергии (инерционного ядерного синтеза), тогда необходимо зарегистрировать отвод энергии от этого источника [5]. СГП реализуется за время менее, чем 10<sup>-3</sup> секунды в закрытой системе «ударник – преграда». При этом отвод энергии из системы нельзя реализовать за счет теплопередачи.

2. Процесс генерации электрического поля. Электромагнитное поле на первой стадии СГП формируется при движении частиц внутри твердого тела. Движение частиц происходит при трении с потерей массы, приводя к появлению на них зарядов. Движение миллионов заряженных частиц инициирует формирование поля. Пульсация зон внутри «солитонов» высокого давления приводит к пульсации плотной плазмы, а ударно-волновые процессы перемещают в металлах обобществленные электроны.

405

Вокруг преграды возникает электромагнитное поле. При СГП массивная преграда является источником высокоэнергетических ионов. При СГП в железной преграде энергия такого иона ≈100 МэВ [10]. Кинетическую энергию пылевого сгустка принимаем равной 150 КДж [6].

Вблизи преграды ионы железа двигаются в электромагнитном (электрическом) поле. Под действием пульсирующего поля заряженные частицы ускоряются, тормозятся и меняют направление движения. При выполнении оценочных расчетов используем принцип занижения. Проходя через пленочные детекторы, заряженные частицы создают треки. В первом приближении такой процесс рассматриваем, как движение заряда в постоянном электрическом поле. В качестве модельного заряда рассматриваем ион железа, который заряжен положительно.

**3.** Методика эксперимента. В качестве регистратора процесса движения ионов использовали пленочные детекторы (рисунок 1), изготовленные из рентгеновской медицинской пленки.



## Рисунок 1. Развертка цилиндрического пленочного детектора после облучения.

Микроструи из плотной плазмы, которые выходят с внутреннего торца стального стержня действуют на пластинку кремния. Регистрируем средний поперечный размер пробоя датчикасоставляет. При взаимодействии плазменной микроструи с пластиной из

твердого материала под действием электромагнитного поля материал струи ионизируется. Струя под большим давлением внедряется в твердую поверхность и, перемещаясь под действием силового поля, записывает сигнал (рисунок 2). Электромагнитное поле имеет пульсирующий характер и запись сигнала это отражает. Форма полосы повреждений соответствует пилообразному изменению параметров электромагнитного поля, управляющего движением микроструи плотной плазмы. В качестве материала пластинки использовали монокристалл кремния.

Оцифровка изображений засветки потоком высокоэнергетических ионов (рисунок 1) производилась с измерением углов и расстояния между точками на изображениях при известном масштабе. Оцифровка импульсов (рисунок 2) производилась по той же методике. Цифровая обработка фотографий (рисунок 2) позволила оценить частотную характеристику поля. Ион железа перемещается в пленочном детекторе (рисунок 2) на 1 мм длины, затрачивая при этом энергию, равную 10 МэВ.

#### 4. Оценка скорости иона.



На рисунке 3 показана схема разгона иона железа при сверхглубоком проникании. При повороте на 90<sup>0</sup> энергия иона возрастает до 490 Мэв.

Рисунок 3. Схема движения иона железа при сверхглубоком проникании.

Энергия единичного «галактического» иона железа на выходе из зазора на внешнюю поверхность железного цилиндра составляет  $\approx$  (250 – 490)  $\cdot 10^{6}$  эВ или (400 $\cdot 10^{-13}$  -784  $\cdot 10^{-13}$ ) Дж. Среднее значение

энергии составляет 592.10<sup>-13</sup> Дж.

Кинетическая энергия до поворота иона 168·10<sup>-13</sup> Дж, а скорость  $\upsilon_3$ =1,9·10<sup>7</sup> м/с =19,06 ·10<sup>3</sup> км/с

Кинетическая энергия после поворота иона  $\upsilon_{\min} = 29331 \text{ км/c}, \ \upsilon_{\max} = 41064 \text{ км/c}, \ \upsilon_{cp} = 35197 \text{ км/c}.$ 

## 5. Определение временных параметров электрического поля.

При оцифровки изображений определяем длину линии, окаймляющей пик - L (рис. 7). При этом получаем среднее значение  $L_m=20,13\cdot10^{-5}$ м.



**Рисунок 4.** Схема колебания микроструи плотной плазмы под действием электрического поля: **а** - поперечный размер (мкм) единичного пробоя микроструей, b<sub>m</sub> – среднее значение расстояния между амплитудными значениями (мкм), L<sub>m</sub> – средняя длина линии между амплитудными значениями.

Время формирования линии L<sub>m</sub> (рисунок 4) определяем через зависимость  $T = \frac{\tau_{sin}L_m}{a}$  и длительность периода колебания поля составляет T=65,3·10<sup>-9</sup>c. Частоту колебаний поля определим через  $f = \frac{1}{T}$ ,  $f=15,313\cdot10^6$ Гц. Токи частотой от 100 кГц до 30 МГц принято называть токами высокой частоты.

#### 6. Определение энергетических параметров электрического поля.

Результаты расчетов сведены в таблицу.

Наименование параметра	Величина
Энергия удара сгустка микрочастиц	150·10 <sup>3</sup> Дж
Напряженность электрического поля	6,27·10 <sup>10</sup> В/м
Частота колебаний электрического поля	15,3 10 <sup>6</sup> Гц
Энергия электрического поля за период 65 нс	13,125·10 <sup>6</sup> Дж
Средняя энергия иона железа на выходе из зазора	592·10 <sup>-13</sup> Дж
Скорость внедрения плазменной струи	2671 м/с
Электрический заряд одного иона	7,924·10 <sup>-19</sup> Кл
Плотность энергии электрического поля	34,83 10 <sup>6</sup> Дж/м <sup>3</sup>

Таблица – Основные параметры, характеризующие эффекты при СГП

Объем тороидальной катушки составляет  $V_{bob}$ = 769,3·10<sup>-6</sup> м<sup>3</sup>. Объем металлического контейнера (Ø50×200) составляет  $V_{cont}$ =392,5·10<sup>-6</sup>м. Тогда  $\Delta V$ = $V_{bob}$  -  $V_{cont}$ =376,8·10<sup>-6</sup> м<sup>3</sup>. По такой оценке энергия электрического поля в зазоре между антенной и контейнером в каждый период - Т составляет примерно 13125 КДж. Накачка такого поля в КА при попадании пылевого сгустка неизбежно приводит к созданию в нем значительного электростатического заряда [11].

#### Заключение

При анализе экспериментальных результатов по формированию и взаимодействию между собой электрических полей, микроструй плотной плазмы и сгустков высокоэнергетических ионов при СГП выполнены оценки параметров генерируемого электрического поля, что позволяет сделать следующие основные выводы:

- высокоэнергетические ионы и микроструи плотной плазмы, созданные в стальной преграде при СГП, управляются интенсивным электрическим полем.
- в «горячих» точках внутри преграды возникают «галактические» ионы железа с положительным зарядом, который по абсолютной величине в 5 раз выше, чем заряд электрона. К моменту выхода из стальной преграды такой ион имеет среднюю энергию 105 МэВ.
- ионы движутся: меняют направление движения, ускоряются и тормозятся. До выхода из преграды (поворота) средняя скорость ионов составляет 19000 км/с, а после поворота и движении по окружности– 35000 км/с.
- Определены основные параметры электрического поля: напряженность 62,7 ·ГВ/м; силу, действующую на единичный заряд – 49,7 ·10<sup>-9</sup> Н; частоту колебаний поля *f* - 15,3 МГц.
- Плотность энергии электрического поля при СГП достигает ω<sub>e</sub> 34,8 МДж/м<sup>3</sup>.

 Энергия электрического поля в зазоре в каждый период (Т=65 нс) составляет ≈ 13125 КДж. Кинетическая энергия удара сгустка пылевых частиц для запуска режима СГП – 150 КДж.

## Литература

- 1. Amara Graps. Cosmic Dust and its Evolution . Latest update: July 2000. Can be retrieved at: <u>http://www.amara.com/ftpstuff/dustevolve.txt</u>.
- 2. Новиков Л.С. Воздействие твердых частиц естественного и искусственного происхождения на космические аппараты. –Москва, МГУ НИИ ядерной физики. Университетская книга. 2009. 104 с.
- 3. Impact-ionization mass spectrometry of cosmic dust. Thesis by Daniel E. Austin. Submitted in Partial Fulfillment of the Requirements for the Degree of Doctor of Philosophy. California Institute of Technology. Pasadena, California. 2003, p.p. 167-168.
- 4. Ушеренко С.М. Сверхглубокое проникание частиц в преграды и создание композиционных материалов. НИИ ИП с ОП. 1998г., -210с.
- Процесс сверхглубокого проникания. Глава 19. Ушеренко С.М., Ушеренко Ю.С., Марукович Е.И.и др. Коллективная монография "Перспективные технологии" под редакцией академика НАН РБ В.В. Клубовича, - Витебск, Беларусь, УО «ВГТУ», 2011. 599 стр. (442-481).
- 6. Usherenko S.M., Koval O.I., Usherenko Yu.S. Estimation of the energy expended for superdeep penetration. Journal of engineering physics and thermophysics, Vol.77, №3, 2004.-P.641-646.
- Owsik J., Usherenko S.. SDP technology for "green" technology of metallic reinforced nanocomposites. "Silicon Versus Carbon", Springer, ISBN 978-90-481-2522-7, p. 416, (2009);p,p,55-75.
- V.V. Sobolev, S.M. Usherenko Formation of Chemical Elements under Superdeep Penetration of Lead Microparticles in Ferrous Target. Multi-functional Materials and Structures, 2008 Trans Tech Publications Ltd, Switzerland, Proceeding, International Conference on Multifunctional Materials and Structures, July 28-31, 2008, Hong Kong, P.R. China, p.p. 25-28.
- 9. Соболев В.В., Ушеренко С.М. Синтез химических элементов в экспериментах по взрывному легированию железных сплавов. Информационный бюллетень украинского союза инженеров-взрывников, № 3, 2009. С.22-29.
- Damage of brittle materials at super-deep penetration. J. Owsik, K. Jach, J. Noga and other, Journal of Technical Physics, J.Tech. Phys., 50, 4,p.p. 151–160, 2009. Polish Academy of Sciences, Institute of Fundamental Technological Research, Warszawa.
- 11. Регистрация быстропротекающих квазистатических и динамических процессов электромагнитного излучения в условиях взрывных технологий. В.И.Овчиников, Е.А.Дорошкевич, А.И.Белоус, и др. Высокоэнергетическая обработка материалов. Сборник научных статей. Национальный горный университет министерства образования и науки Украины, Государственное предприятие НПО «Павлоградский химический завод». Днепропетровск, Арт-Пресс. Ответственный редактор В.В. Соболев. 2009, с.с.136-147.

## СВАРКА ВЗРЫВОМ: ПРОЦЕССЫ И СТРУКТУРЫ

## Б.А. Гринберг М.А. Иванов<sup>1</sup>, В.В. Рыбин<sup>2</sup>, А. В.Плотников

Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург, Россия <sup>1</sup>Институт металлофизики им. Г.В. Курдюмова, НАН Украины, Киев, Украина <sup>2</sup>Санкт-Петербургский гос. политехнический университет, Санкт-Петербург, Россия

Необычная микроструктура соединений, которые возникают при сварке взрывом, обусловлена тем, что сварка взрывом представляет собой высокоинтенсивное кратковременное воздействие. Характерные времена: длительность сварки примерно  $10^{-6}$  с, скорость деформации  $10^4$ - $10^7$  с<sup>-1</sup>, скорость охлаждения  $10^5$  K/c.

Исследовались следующие соединения: титан-орторомбический алюминид титана, медь-тантал, алюминий-тантал и железо-серебро. В качестве исходных орторомбических алюминидов титана использовались сплавы ВТИ-1 и ВТИ-4. Свариваемые пары отличаются друг от друга по взаимной растворимости: пара титан - орторомбический алюминид титана (далее, для краткости, титан-алюминид), а также пара алюминий-тантал имеют нормальную взаимную растворимость, тогда как пары медь-тантал, железо-серебро практически не имеют взаимной растворимости. Сварку взрывом проводили ФГУП ЦНИИКМ "Прометей", С.-Петербург, Волгоградский государственный технический университет, Уральский завод химического машиностроения (Екатеринбург). В зависимости от режима сварки были получены различные соединения, которые имеют волнообразную или плоскую границу. Результаты исследования изложены в [1-4].

#### Фрагментация при интенсивной деформации

Для исследуемых соединений наблюдались структуры, подобные тем, которые наблюдаются в сильно деформированных сплошных материалах. Имеется в виду традиционная фрагментация, которая включает в себя накачку дислокаций, формирование клубковой, ячеистой и полосовой структур, рекристаллизацию, Типичные микрофотографии приведены на рис. 1.

#### Фрагментация при взрыве

Явление фрагментации как процесса разделения твердого тела на части (осколки), происходящего под сильным внешним воздействием, было исследовано Н. Моттом [5]. Мы полагаем, что подобная фрагментация происходит также и при сварке взрывом. Разлет микронных частиц (рис. 2*a*), удивительно похож на происходящий при взрыве разлет осколков, только при сварке взрывом частицы разлетаются в замкнутом пространстве между пластинами. При этом остается фрагментированный слой, который отчетливо виден на рис. 2*a*. Наблюдаемая при сварке взрывом фрагментация типа дробления (ФТД) представляет собой процесс разделения на частицы, которые либо разлетаются, либо стыкуются друг с другом. На рис. 2*6, в* приведены микрофотографии, иллюстрирующие последовательность процессов деления, консолидации и разлета частиц. Дробление на частицы сопровождается сильным увеличением суммарной площади их поверхности, так что ФТД является мощным диссипативным каналом, который включается во время взрыва. ФТД происходит только в узкой области вблизи границы раздела, тогда как традиционная фрагментация наблюдается несколько дальше от поверхности раздела.

#### Неоднородности поверхности раздела: выступы

Поверхность раздела не является гладкой, а представляет собой хаотический рельеф с большим числом выступов и впадин. На рис. 3 приведены СЭМ изображения переходной зоны вблизи плоской границы для соединений медь-тантал и алюминий тантал, которая состоит из областей трех типов: тантала, меди (алюминия) и зоны, содержащей оба элемента. Именно образование выступов объясняет наблюдение указанных областей. Выступы наблюдаются и на волнообразной поверхности раздела. В любом случае выступы играют роль "клиньев", связывая контактирующие материалы между собой.

#### Зоны локального расплавления: истинные растворы

При нормальной растворимости исходных материалов зоны локального расплавления имеют вихревую структуру в виде концентрических колец. Для соединения титан-алюминид эта зона имеет дуплексную структуру, состоящую из разупорядоченных фаз переменного состава. Фактически вихревая зона является нанокристаллической. Опасность для прочности сварного соединения представляет образование хрупких интерметаллических фаз. Однако, реальную опасность представляют интерметаллические реакции в том случае, если расплавление распространяется вдоль всей границы раздела. Тогда возможность получения сварного соединения зависит от сопряжения интерметаллической фазы с обоими исходными материалами.

#### Зоны локального расплавления: коллоидные растворы

При отсутствии взаимной растворимости, независимо от формы границы, зона локального расплавления заполнена коллоидным раствором, в котором дисперсной фазой являются твердые частицы тугоплавкой фазы, а дисперсионной средой расплав второй фазы. На рис. 4 приведена внутренняя структура зоны локального расплавления для соединения медьтантал. В зависимости от соотношения между температурами плавления исходных металлов и температурой вблизи границы раздела возможно образование либо эмульсии, либо суспензии. При затвердевании эмульсия представляет опасность для сплошности соединения из-за возможного расслоения, суспензия же, напротив, может содействовать упрочнению соединения. Как видно из рис. 4, для исследуемых соединений расслоение не наблюдается. На основе результатов структурных исследований сформулированы возможные причины хорошего качества соединения медь тантал с волнообразной границей, благодаря которым в [6] удалось получить посредством сварки взрывом трехслойный композит углеродистая стальмедь-тантал, из которого сконструирован химический реактор большой мощности.



**Рис. 1.** Соединение железо-серебро; структура сильно деформированного серебра: *а* – ячеистая; *б* – полосовая; *в* – рекристаллизованная



**Рис. 2.** Соединение титан-алюминид: а–разлет частиц алюминида; б–фрагментированный слой; *в*–проникновение частиц внутрь зоны локального расплавления



**Рис. 3.** Продольное сечение переходной зоны для соединений с плоской границей: а – медь-тантал; б – алюминий – тантал



**Рис. 4.** Внутренняя структура зоны локального расплавления для соединений медь-тантал с плоской границей (а) и волнообразной границей (б); видны частицы тантала

- 1. Гринберг Б.А., Иванов М.А., Рыбин В.В. и др. Деформация и разрушение материалов. 2010. №11. –С. 27-33, ibid № 12.- С. 26—34.
- Rybin V.V., Greenberg B.A., Ivanov M.A. et al. Nanostructure of Vortex During Explosion Welding // Journal of Nanoscience and Nanotechnology. 2011. V. 11. № 10. P. 8885—8895.
- 3. Б.А. Гринберг, О.А. Елкина, О.В. Антонова и др. // Автоматическая сварка. –2011. –№ 7. –С. 24-30.
- 4. Гринберг Б.А., Иванов М.А., Рыбин В.В. и др. ФММ. 2012. Т. 113. № 2 С. 187-200.
- Grady D. Fragmentation of Rings and Shells. The Legacy of N.F. Mott. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2006. P. 361
- Recent Successes in Tantalum Clad Pressure Vessel Manufacture: A New Generation of Tantalum Clad Vessels. / D. Frey, J. Banker // Proceedings of Corrosion Solutions Conference 2003. –USA. –Wah Chang. –2003. –pp.163-169

## НАПРЯЖЕННО-ДЕФОРМИРОВАННОЕ СОСТОЯНИЕ ЭЛЕМЕНТОВ КОНСТРУКЦИИ ТРУБЧАТОЙ ВЗРЫВНОЙ КАМЕРЫ

#### Ю.М. Сидоренко, П.С. Шленский\*

Национальный технический университет Украины "Киевский политехнический институт", Киев, Украина \*Институт электросварки им. Е.О. Патона, г. Киев, Украина

В виду того, что значительная часть энергии при сварке взрывом излучается в окружающую среду, то ее проводят или на полигонах, удаленных на значительные расстояния от жилых и промышленных объектов, или во взрывных камерах (ВК). Внешний вид одной из таких камер показан на рис.1.



**Рис. 1.** Общий вид трубчатой камеры для сварки взрывом Института электросварки им. Е.О. Патона (Украина, г. Киев)

На сегодняшний день проектирование камер такого типа рис. 1 в основном проводят экспериментально с привлечением метода геометрического моделирования. Это вызвано особенностями геометрии данной конструкции. Она состоит из набора цилиндрических труб, которые своим расположением в пространстве образуют полусферу. Один их торец вставляется в отверстия перфорированного стального листа, изготовленного в виде полусферы, и приваривается к нему. Во время взрыва через эти отверстия продукты детонации попадают внутрь труб, где и расширяются. Противоположный торец труб закрывается путем приваривания к нему специальных донных крышек, к которым, в свою очередь, приваривается арматура, связывающая трубы между собой. Образовавшиеся между труб воздушные полости засыпаются песком.

Такая геометрия камеры не позволяет применять известные инженерные методики расчета на прочность под действием взрыва в полном объеме. Указанный выше способ проектирования достаточно дорогостоящий. Например, он не может быть использован для решения вопроса поиска оптимального варианта конструкции, обладающей наименьшей металлоемкостью, т.к. в процессе проектирования приходится проводить оценку соответствия установленному критерию оптимизации большого числа ее вариантов.

Также, для определения направления совершенствования отдельных узлов взрывной камеры необходима информация о параметрах напряженно-деформированного состояния ее элементов. Экспериментально получить такую информацию можно только с применением большого числа специальных дорогостоящих датчиков одноразового использования.

Поэтому методом компьютерного моделирования с использованием программы LS-Dyna исследовалось поведение силовых элементов конструкции трубчатой взрывной камеры, разработанной Институтом электросварки им. Е.О. Патона (г. Киев) (рис.1), при взрыве внутри нее плоского заряда взрывчатого вещества (ВВ) – аммонита 6ЖВ массой 2,4 кг.

Учитывая, что при моделировании данного процесса необходимо математически описывать поведение как газообразных сред – продукты детонации (ПД), воздух, так и твердых – металлические трубы, то численный анализ проводился с использованием смешанного лагранжево-эйлерового подхода. Сыпучий материал (песок) в математической модели отсутствовал.

В качестве материала труб использовалась сталь 09Г2С, поведение которой в математической постановке описывалось с помощью упруго-пластической модели материала с кинематическим упрочнением "PLASTIC-KINEMATIC". Расширение продуктов детонации описывалось с помощью уравнения состояния в форме Джонса-Уилкинса-Ли (JWL).

Виду того, что основное действие воздушной ударной волны (УВ) сосредотачивается в вертикальном направлении и именно в этом направлении УВ окажет свое максимальное воздействие на силовые элементы камеры, то было принято решение упростить расчетную модель задачи под возможности имеющейся ПЭВМ и включить в нее только 3 наиболее нагруженных трубы. Труба №1 – вертикальная без донной крышки (Ø140мм). Труба №2 – отклоненная на угол 9° от вертикали (Ø100мм). Труба №3 – отклоненная на угол 18° (Ø140мм).

По результатам проведенного моделирования можно констатировать, что расширяющиеся ПД формируют перед своим фронтом движущуюся воздушную ударную волну (ВУВ), которая на момент времени 370 мкс начинает первой взаимодействовать с трубами камеры (рис. 2).

Сначала в контакт с ней вступает труба №2 при t=370 мкс. В результате их взаимодействия на наружной поверхности фланца трубы возникают первые внутренние напряжения. Затем возникает контакт с трубой №3 (375 мкс) и трубой №1 (380 мкс).



**Рис. 2.** Процесс взаимодействия воздушной ударной волны с силовыми элементами трубчатой взрывной камеры (420мкс).

В дальнейшем на фланцах труб формируются новые "очаги" внутренних напряжений в форме пламени – широкое основание и заостренная вершина. Причем, расстояние между ними на трубах разное. Если в трубе №1 они сосредоточены достаточно близко и практически сливаются в одно целое, то в трубе №2 расстояние между ними постепенно увеличивается, а в трубе №3 их распределение носит локальный характер. По мере развития процесса взаимодействия ВУВ с трубами во времени размер этих "очагов" увеличивается. В основном они вытягиваются по направлению ко дну труб. При этом можно констатировать, что в трубе №1 эти "очаги" представляют собой непрерывные узконаправленные и практически параллельные образующей трубы линии. В трубах №2 и №3 эти "очаги" хоть и вытягиваются, но имеют ограниченную длину. Причем они выстраиваются в некоторую линию-цепочку "очаг" за "очагом" (рис.2). Расстояние между ними вдоль этих линий у трубы №3 приблизительно равно длине самого "очага". В дальнейшем будем называть эти линии – линиями-напряжений.

Процесс формирования линий-напряжений в трубах взрывной камеры заканчивается к 800 мкс. Именно к этому моменту времени продукты детонации уже полностью охватывают все трубы и в дальнейшем данная картина практически не меняет своего внешнего вида.

Однако обращает на себя внимание то, что траектории линии-напряжений имеют разный угол наклона к образующей труб, но в тоже время все они параллельны между собой. Разное расстояние между этими линиями повлекло формирование их разного количества (рис.3).

Если в трубе №2 их насчитывается 8-10, то в трубе №3 их уже 16-18. На формирование такого результата, по-видимому, оказала неравномерность нагружения труб со стороны

воздушной УВ и ПД, т.е. передача нагрузки от УВ на трубы проходит не плавно по всей поверхности контакта, а носит локальный характер.



Рис. 3. Линии повышенных внутренних напряжений в трубах взрывной камеры (t=1500мкс): а) труба №2, б) труба №2.

Для сравнения расчетных данных с данными эксперимента в расчетной модели задачи брались значения интенсивности напряжений в соответствующих конечных элементах, расположенных на расстоянии 40 мм в трубе №3.

Следует отметить, что по данным расчетов именно в этом месте трубы №3 располагается один из "очагов" с повышенным значением напряжений. В виду невозможности точного определения расположения датчика по отношению к конечно-элементной сетке задачи, было принято решение исследовать все конечные элементы, находящиеся в районе этого "очага". Таким образом, было рассмотрено поведение напряжений в 16 конечных элементах (рис. 4).



Рис. 4. Распределение интенсивности напряжений в трубе №3 на расстоянии 40мм от дна.

Кроме того, учитывая тот факт, что размеры датчика намного больше характерного размера конечного элемента конечно-элементной сетки трубы №3 равного 1 мм, то на рис.4 представлена дополнительная линия "среднее", соответствующая среднему напряжению по

всем 16 конечным элементам. Пунктирная линия на рис.4 соответствует экспериментальным данным. Видно, что среднее расчетное максимальное значение интенсивности напряжений в этой части трубы соответствует значению вокруг которого происходят колебательные значения экспериментальной кривой.

Кроме того, результаты моделирования указали на одну из причин формирования криволинейной траектории движения трещины в придонной области труб в случае их разрушения. Если сравнить фотографии характера разрушения некоторых труб взрывной камеры (рис. 5а) с кадрами компьютерного моделирования описывающих распределение внутренних напряжений со значениями равных пределу текучести материала (рис. 5б), то можно констатировать хорошую корреляцию между траекториями движения трещин и линиями высоких напряжений, описанных ранее.



Рис. 5. Внешний вид трубы №3 после проведения эксперимента: а) натурного, б) численного.

#### Выводы:

- Разработана методика определения НДС в силовых элементах трубчатой взрывной камеры при взрыве в ней плоского заряда взрывчатого вещества конечных размеров на основе метода численного моделирования. Величины напряжений, определяемые с помощью данной методики, хорошо коррелируют с экспериментальными данными.
- 2. По результатам численного анализа было установлено, что:
  - в силовых элементах взрывной камеры (трубах) напряжения с предельными значениями распределены по винтовой линии. Такое их поведение объясняет характер разрушения труб в придонной области.
  - в трубах взрывной камеры количество винтовых линий с предельными значениями интенсивности напряжений увеличивается по мере увеличения угла падения фронта воздушной ударной волны на их внутреннюю поверхность.

## РЕНТГЕНОИМПУЛЬСНАЯ СЪЁМКА ПРОЦЕССА ФРАГМЕНТАЦИИ СТАНДАРТНЫХ ОСКОЛОЧНЫХ ЦИЛИНДРОВ RSFC № 12

## А.В Бармин, А.В. Гладцинов<sup>1</sup>, М.А. Власова<sup>1</sup>, И.О. Шкалябин, Е.В. Колганов, В.А. Одинцов<sup>2</sup>, Н.А. Имховик<sup>2</sup>

ОАО ГосНИИ «Кристалл», г. Дзержинск, Россия <sup>1</sup>РФЯЦ – ВНИИЭФ, г. Саров, Россия <sup>2</sup>МГТУ им. Н.Э.Баумана, г. Москва, Россия

ГосНИИ «Кристалл» проводятся комплексные экспериментально-теоретические В исследования по разработке и изучению свойств новых взрывчатых составов (ВС) для изделий повышенной эффективности и эксплуатационной безопасности. Особое внимание при этом уделяется вопросам метательно-дробящего действия новых ВС. Данные исследования проводятся с помощью стандартного осколочного цилиндра (СОЦ или RSFC – Russian Standard Fragmenting Cylinder) закрытого типа № 12 по ГОСТу, разработанному МГТУ им. Н.Э.Баумана. Теоретические и методические вопросы применения СОЦ изложены в [1, 2]. В настоящей работе приводятся результаты исследований процессов фрагментации цилиндров RSFC № 12, снаряженных новыми ВС типа ОЛД-20 и ГЛА-15 [3, 4], полученные с использованием метода рентгеноимпульсной съемки, разработанного РФЯЦ – ВНИИЭФ. Данный метод позволяет регистрировать все детали поля разлёта фрагментов СОЦ и обеспечивает возможность определения начальной скорости разлета осколков с погрешностью не выше 2 % (по основному полю). Схема эксперимента и фотография обстановки представлены на рис. 1 и 2, соответственно.



Рис. 1. Схема эксперимента: *1*– щит с плёнкой; *2* и *6* – защитные алюминиевые экраны; *3* и *5* – защитные стальные блоки; *4* – СОЦ № 12; *7* и *8* – рентгеновские трубки

BC	ρ <sub>0</sub> , γ/	D, м/с	t <sub>D</sub> , мкс	С, г	Время экспозиции		$\Delta t$ , мкс
	cm <sup>3</sup>				$\mathbf{t}_1$	t <sub>2</sub>	
ОЛД-20	1,77	8450	18,9	356	243	583	340
ГЛА-15	1,79	7900	20,2	358	289	665	376

Таблица 1 - Характеристики ВС и время экспозиции

Примечание: t<sub>D</sub> – время пробега детонационной волны по заряду; С – масса ВС.



Рис. 2. Фотография обстановки

Рентгенографирование производилось двумя рентгеновскими импульсами через заданный временной интервал (см. табл. 1), что уменьшало погрешность определения скорости разлета.

Для регистрации поля фрагментов СОЦ через заданные интервалы времени после инициирования электродетонатора использовалась импульсная рентгеновская установка (ИРУ) ЭРИДАН-3. ИРУ имеет две трубки, разнесённые по вертикали на 400 мм, и два генератора импульсного напряжения (ГИН), которые через электронные линии временных задержек связаны с подрывной установкой. Линии задержек обеспечивают заданные временные интервалы между импульсом подрыва и рентгеновскими импульсами.

Регистрация изображения производилась с использованием широкоформатной рентгеновской бронекассеты на 21 рентгеновскую плёнку размерами 30×40 см каждая. Рентгеновские плёнки с усиливающими вольфраматными экранами и маркерная сетка располагались в бронекассете. Рентгеноснимок для СОЦ № 12 с ВС ГЛА-15 приведён на рис. 3.



Рис. 3. Рентгеноснимок процесса взрыва СОЦ № 12, снаряженного составом ГЛА-15

Аналогичные испытания с использованием двухкадровой импульсной рентгеновской установки проведены и для СОЦ № 12 с ВС типа ОЛД-20. Для каждого образца получены рентгеновские изображения поля фрагментов на два временных интервала от момента инициирования разрывного заряда.

Полученные при испытаниях рентгеноснимки показывают, что разрушение цилиндров происходит как по образующим, так и в поперечном направлении, при этом формируются фрагменты различной длины.

По рентгеноснимкам на разные моменты времени определены скорости движения фрагментов и их отдельных участков (см. табл. 2).

BC	$V_0$ , m/c	V	Границы угла	Угол	Угол
		дна,	разлёта, <i>ф</i> 1, <i>ф</i> 1	разлёта,	Тейлора
		м/с		$\Delta \phi$	
ОЛД-20	9501200	700	8496	12	~ 4,3
ГЛА-15	8401250	650	84102	18	~ 4,6

Таблица 2 - Скорости движения фрагментов СОЦ и углы разлета

Из проведённых опытов можно отметить, что угол разлёта снижается с ростом скорости детонации ВС. Данное наблюдение требует более детального изучения. Определены скорости и меридиональные углы движения фрагментов (см. табл. 3 и 4).

№	Угол,	Скорость	Угол, град	Скорость
	град	км/с		км/с
1	84	1,09	84	1,17
2	84	1,15	85	1,19
3	86	1,2	87	1,18
4	90	1,19	93	1,10
5	90	1,11	96	0,95
6	94	0,95		

Таблица 3 - Результаты определения скорости фрагментов для СОЦ с ВС ОЛД-20

Таблица 4 - Результаты определения скорости фрагментов для СОЦ с ВС ГЛА-15

N⁰	Угол,	Скорость км/с	Угол, град	Скорость км/с
	град			
1	84	1,12	84	1,26
2	85	1,15	85	1,24
3	86	1,8	85	1,21
4	86	1,15	86	1,17
5	90	1,10	87	1,15
6	102	0,83	98	0,87

В табл. 5. представлено сравнение максимальных длин фрагментов, полученных по рентгеноснимкам, с максимальной длиной осколков, полученных при камерном улавливании (см. также рис. 4, среда улавливания – опилки).

Состав	Камера с уловителем		Рентгеноимпульсная съёмка		
	Выборка пяти длинных	l <sub>cp</sub> ,	Выборка пяти	l <sub>ср</sub> , мм	
	осколков	ММ	длинных осколков		
ОЛД-20	86, 84, 79, 74, 73	79,8	93, 88, 83, 78, 78	84	
	111, 88, 77, 75, 67	83,6			
ГЛА-15	115, 107, 90, 84, 78	94,8	72, 68, 67, 67, 67	68,2	

Таблица 5 - Сравнение длин осколков полученных разными методами



Рис. 4. Фотографии извлеченных после улавливания фрагментов дна и 5 наиболее длинных осколков цилиндров № 12, снаряженных составами ОЛД-20 (*a*) и ГЛА-15 (*б*)

## Литература

- Одинцов В.А.. Моделирование процессов фрагментации с помощью унифицированных цилиндров. -М.: Изд-во МГТУ, 1991. 60с.
- 2. Физика взрыва / Под ред. Л.П. Орленко.- Изд. 3-е, в 2 т. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2002. Т.2. 656 с.
- 3. Бармин А.В., Евстифеев М.Е., Имховик Н.А., Одинцов В.А.. Испытание пластизольного состава в стандартном осколочном цилиндре № 12 // В кн. Горение и взрыв / Под общ. ред. С.М.Фролова. М.: ТОРУС ПРЕСС, 2010, Вып. 3, с. 273-278.
- Бармин А.В., Шкалябин И.О., Кожевников В.Г., Колганов Е.В., Ильин В.П., Имховик Н.А., Одинцов В.А. Осколочные спектры стандартных цилиндров RSFC №12, снаряженных новыми алюминизированными ВВ // В кн. Горение и взрыв / Под общ. ред. С.М.Фролова. М.: ТОРУС ПРЕСС, 2012, Вып. 5, с. 361-367.

## СУБМИЛЛИМЕТРОВЫЕ ПЬЕЗОРЕЗИСТИВНЫЕ ДАТЧИКИ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПРОФИЛЕЙ НОРМАЛЬНОЙ КОМПОНЕНТЫ ДАВЛЕНИЯ УДАРНЫХ И ДЕТОНАЦИОННЫХ ВОЛН С МАЛЫМ РАДИУСОМ КРИВИЗНЫ ФРОНТА

## А.А. Борисов, И.Ю. Сургутский, А.Б. Сырцов, Е.В. Шорохов

Российский Федеральный Ядерный Центр – ВНИИТФ, Снежинск, Россия

Олним ИЗ наиболее известных И информативных методов исследования ударно-волновых и детонационных процессов, таких как возбуждение и развитие детонации, определение ударно-волновой чувствительности взрывчатых веществ (ВВ), является метод пьезорезистивного (манганинового) датчика [1,2,3]. Совместное использование с манганиновыми датчиками (МД) константановых (КД), обеспечивает возможность регистрации профилей нормальной компоненты давления в расходящихся ударных волнах (УВ) [4,5]. При этом априорно предполагается равенство тензокоэффициентов манганина и константана. Причем пьезокоэффициенту константана приписывается нулевое значение. Все ранее использовавшиеся датчики, даже будучи низкоомными, имели размер чувствительного элемента ~ 1,5х4 мм<sup>2</sup> [5,6]. Для исключения влияния растяжения выводов, искажающих информационный сигнал, на них напылялся слой меди толщиной ~ 15-20 мкм. С учетом необходимости защиты датчиков от шунтирования продуктами взрыва, их толщина могла быть 250 - 450 мкм [3]. Временное разрешение при этом ухудшалось. Кроме того, размеры датчиков делали невозможным применение МД и КД в одном эксперименте при измерениях УВ с радиусом кривизны порядка нескольких миллиметров.

В РФЯЦ-ВНИИТФ были разработаны субмиллиметровые МД и КД [7], внешний вид которых приведен на рис. 1.



Рис. 1. Внешний вид субмиллиметровых манганиновых и константановых датчиков.

Будучи абсолютно идентичными по конструкции, МД и КД датчики имеют размер чувствительного элемента - 0,2х1 мм<sup>2</sup> и толщину омеднения выводов ~ 3-4 мкм. При конструктивном оформлении эти датчики капсулируются в тонкие слои фторопластовой

плёнки с клеевым покрытием. Для этого используется специальная технология. В результате толщина МД не превышает ~ 150 мкм, а толщина КД ~ 130 мкм.

Ранее, в работе [6] для МД была получена градуировочная зависимость (1),

P(ΓΠa)=0,300 + 33,890 
$$\left(\frac{\Delta R}{R_0}\right)$$
 + 5,476  $\left(\frac{\Delta R}{R_0}\right)^2$  (1),

где  $\left(\frac{\Delta R}{R_0}\right)$  - относительное изменение электросопротивления чувствительного элемента МД.

По результатам калибровки константановых датчиков была получена зависимость  $(\frac{\Delta R}{R})_{\kappa} = \phi(P)$  и определены соотношения динамических тензокоэффициентов МД и КД для

диапазона динамических деформаций є<sub>дин</sub>~ 30-40%.

С учетом этого, зависимость для определения нормальной компоненты давления имеет вид Вид (ГПо) = 0.412 + 24.122A + 0.50A<sup>2</sup> (2)

$$P_{n}(\Gamma\Pi a) = 0,412 + 34,123\Delta + 9,59\Delta^{2}$$
(2),  
где  $\Delta = \frac{\Delta R_{M}}{R_{M}} - \frac{1}{1,15} \cdot \frac{\Delta R_{\kappa}}{R_{\kappa}},$ 

$$\frac{\Delta R_{M}}{R_{M}} - \text{относительное изменение электросопротивления МД,}$$

$$\frac{R_{_{M}}}{R_{_{\kappa}}}$$
 - относительное изменение электросопротивления КД

Возможность регистрации ударных и детонационных волн с радиусом кривизны фронта ~ 3 мм обеспечивается за счет размещения МД и КД по так называемой pin-cxeme. В ней выводы датчиков располагаются перпендикулярно чувствительному элементу и, соответственно, фронту волны [7].

Такое решение позволяет минимизировать влияние растяжения выводов. Оно существенно снижает возможность шунтирования чувствительного элемента за счет замыкания выводов датчиков продуктами взрыва. При этом значительно снижается толщина защитного покрытия и, следовательно, повышается временное разрешение датчиков.

Приведем пример применения миниатюрного манганинового датчика во взрывных экспериментах. Постановка опыта была следующей. Манганиновый датчик устанавливался на границе раздела ВВ (ТЭН,  $\rho = 1,6$  г/см<sup>3</sup>) - фторопласт -4. Диаметр заряда был - 3,8 мм, а его длина L варьировалась. На осциллограммах рис. 3 приведены профили давлений, полученные при детонации зарядов ТЭНа,



Рис. 2. Ріп-схема размещения МД и КД 1- диэлектрическая матрица (фторопласт), 2,3 – чувствительный элемент МД и КД, 4 – фторопластовая плёнка, 5 – выводы МД и КД.



**Рис. 3**. Профили P(t). Выход детонационной волны на границу с фторопластом-4 для разных длин зарядов ТЭНа. 1 – L=5,9 мм; 2 – L=4,9 мм; 3 – L=3,9 мм.

Зона повышенных давлений отражает торможение продуктов взрыва, возникающих при протекании химической реакции, на границе раздела. Далее происходит их разлет.

Касаясь преимуществ разработанных датчиков, отметим, что небольшая площадь чувствительного элемента датчиков позволяет осуществлять измерение полей давления в условиях ограничений, накладываемых на размеры приёмника. Это было продемонстрировано экспериментально, когда в приёмнике диаметром Ø10 мм удалось разместить 4 pin-датчика и зарегистрировать профили давлений в ударной волне.

По результатам работы сделан вывод о том, что субмиллиметровые манганиновые и константановые датчики в предложенном техническом решении могут успешно использоваться для отработки миниатюрных зарядов и получения информации с ограниченного пространства при определении полей давления в ударных

## и детонационных волнах

#### Литература

1. Христофоров Б.Д., Голлер Е.Э., Сидорин А.Я. и др. Манганиновый датчик для измерения давления ударных волн в твердом теле //ФГВ, №4 с. 613-615, 1971.

2. Канель Г.И. Применение манганиновых датчиков для измерения давления ударного сжатия конденсированных сред // ВИНИТИ, № 477-74, 1974.

3. Vantine X.H, Shan J., Erickson L., Jangen J. Precision stress Measuments in sever shock-wave Environments with Low Impedance Manganin Gauges // "Rev.Sci.,Instrum.",v 51.№1, 1980.

4. Дремин А.Н., Канель Г.И. и др. Экспериментальные исследования профилей давления при нерегулярном отражении в конусообразных плекстиглазовых цилиндрах //ФГВ, №1, 1972.

5. Караханов С.М., Бордзиловский С. А. Динамика изменения давления при инициировании сплава ТГ 50/50 расходящейся ударной волной // ФГВ, №5, 1985.

6. Карманова Т. И., Лобойко Б.Г., Сырцов А.Б. и др. Градуировка манганиновх датчиков для ударно-волновых исследований // "Химическая физика", г. Москва, Т17, №5, 1998.

7. Патент РФ №2364848 (с приоритетом от 27.08.2007 г.) А.Б. Сырцов, Е.В. Шорохов. Устройство для измерения профилей ударных волн.

## ОПТИЧЕСКОЕ ИНИЦИИРОВАНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ В НАУКЕ И ТЕХНИКЕ: ОБЗОР<sup>\*</sup>

#### В.К. Голубев

#### Российский федеральный ядерный центр - ВНИИЭФ, Саров, Россия

Исследования по использованию световых импульсов для инициирования первичных взрывчатых веществ (ВВ) начались в 50-х годах прошлого века. Однако последовательное расширение и интенсификация этих работ начались только в 60-х годах с приходом эпохи лазерных источников оптического излучения. Интенсивность подобных исследований была обусловлена тем фактом, что метод оптического инициирования ВВ имеет целый ряд преимуществ по сравнению с классическим методом электрического инициирования. Это, в частности, связано с повышенной безопасностью систем лазерного инициирования к сторонним источникам электрических и электромагнитных сигналов, с возможностью использования менее чувствительных ВВ и пиротехнических составов в инициаторах и воспламенителях, а также с более широкими возможностями применения оптического метода в сложных технических системах. К настоящему времени опубликовано большое число

<sup>\*</sup> Optical Initiation of Energetic Materials in Science and Technology. An Overview, V.K.Golubev, Russian Federal Nuclear Center – VNIIEF, Sarov, Russia

исследований, связанных как с изучением процессов инициировании BB, так и с изучением процессов зажигания различных энергетических материалов, а также с разработкой и внедрением различных технических и военных приложений этих явлений. Различным аспектам этой проблемы посвящено большое число обзорных и обобщающих работ, некоторые из них можно отметить [1-8]. Автором подготовлен довольно полный обзор по оптическому инициированию энергетических материалов и по техническим приложениям метода. В обзоре в достаточно полном виде представлены и проанализированы материалы из более 500 литературных источников, описывающих результаты экспериментальных, теоретических и технических работ этого направления. Следующие вопросы рассмотрены в обзоре: инициирование первичных BB; инициирование вторичных BB; инициирование BB на основе координационных соединений; инициирование пиротехнических составов; зажигание пиротехнических составов, бездымных порохов, твердых ракетных топлив и вторичных BB; поверхностное инициирование распределенных зарядов BB; разработка оптических лазерных детонаторов; испытание элементов и создание систем оптического инициирования.

Следует указать, что пионерские работы по лазерному инициированию ВВ были выполнены советскими исследователями [9, 10]. Изучались закономерности оптического инициирования азида свинца, тэна, гексогена и октогена. На основании полученных экспериментальных данных были предложены несколько возможных механизмов инициирования ВВ при лазерном облучении. Отмечается [11], что в результате этих исследований уже в начале семидесятых годов была создана и испытана реальная взрывная система с лазерным инициированием. Научные интересы автора в этой области исследований связаны в основном с теоретическим изучением свойств и механизмов разложения и инициирования светочувствительных ВВ на молекулярном уровне [12-14], а также с общими проблемами инициирования энергетических материалов при оптическом [15] и других видах облучения. Интересы в прикладном плане частично связаны с анализом и разработкой методов оптического инициирования для систем поверхностного инициирования распределенных зарядов ВВ [16].

Значительное число работ посвящено исследованиям инициирования первичных BB, в частности, азидов тяжелых металлов [4]. Несколько групп исследователей в течение длительного времени проводят исследования в этом направлении. Наибольшее количество исследований выполнено с целью изучения общих закономерностей и физических механизмов инициирования азида свинца. Для облучения образцов во многих случаях использовался лазер на неодимовом стекле. Большой объем информации по закономерностям инициирования азида свинца с работ [17-19] и ряда других. В частности, в работе [17] была зарегистрирована рекордно высокая чувствительность β-азида свинца к действию лазерного излучения, которая составила около 1.5 мДж/см<sup>2</sup> при воздействии импульса излучения рубинового лазера на монокристалл. В последующем использование достаточно прецизионных

физических методов регистрации позволило получить значительный объем информации по изучению явлений, сопутствующих возбуждению взрывного разложения азида свинца и некоторых других азидов, прежде всего, азида серебра. Кинетика разложения азидов изучалась во взаимосвязи с кинетикой проводимости, свечения и излучения акустических сигналов [20-24]. Проводились также исследования оптического инициирования и других первичных BB, в частности, азида кадмия, стифната свинца, фульмината ртути, ацетилинида-нитрата серебра, бариевой соли перхлориламида, гексаметилентрипероксиддиамина.

Вопросы оптического инициирования нескольких вторичных ВВ довольно детально исследовались многими авторами [3, 5]. Целый ряд зависимостей условий оптического инициирования от различных факторов был получен, начиная с таких работ как [25-29] и ряда других. Лазерное инициирование тэна, гексогена и тетрила при непосредственном облучении образцов через стеклянный ограничительный экран и при нанесении на внутреннюю поверхность экрана тонкого слоя алюминия (1000 Å) изучалось в работе [25]. Отмеченный эффект влияния тонкого металлического покрытия на условия инициирования в последующем широко использовался и используется при разработке быстрых лазерных детонаторов. В работах [26, 27] проводились исследования зависимости пороговой энергии инициирования тэна и некоторых других ВВ от длительности лазерного импульса, толщины прозрачного экрана, пористости ВВ и размера пятна фокусировки. Изучалось влияние добавок мелкодисперсного алюминия и графита на чувствительность к лазерному инициированию тэна, гексогена, октогена, тетрила и гексанитростильбена [28, 29]. В последующие годы такие исследования продолжались для различных ВВ и условий оптического инициирования. Максимальное число работ было проведено с целью изучения общих закономерностей и физических механизмов лазерного инициирования тэна. Влияние на оптическое инициирование тена многочисленных факторов было рассмотрено [30-34]. Это диаметр лазерного луча, плотность и удельная площадь поверхности порошка тэна, материал и толщина пленочного металлического покрытия на прозрачном окне, начальная температура образца, наличие и свойства микродисперсных добавок, энергия и частота излучения лазерного импульса.

Относительно новым и перспективным классом светочувствительных ВВ оказались некоторые из координационных соединений переходных и тяжелых металлов. Первоначально в качестве нового взрывчатого вещества для использования в капсюлях-детонаторах был предложен перхлорат (5-цианотетразолато-N2)пентаамминкобальта(III) (вещество СР). Затем в качестве одного из наиболее эффективных взрывчатых веществ для средств инициирования был предложен перхлорат тетраамин-цис-бис(5-нитротетразолато-N2)кобальта(III) (вещество ВNCP) [35]. Последний в настоящее время нашел особенно широкое применение для использования в средствах оптического инициирования, функционирующих под воздействием излучения лазера или лазерного диода [36, 37]. Заряды ВNCP в электрических и лазерных детонаторах распадаются в режиме перехода горения в детонацию и выполняют функцию как

427

первичного, так и вторичного бризантного ВВ. При этом к удару на копре BNCP менее чувствителен, чем тэн. Исследования свойств и поиск новых путей использования этих классических светочувствительных ВВ продолжаются и в настоящее время. Например, были получены несколько аналогов BNCP, определены их свойства и чувствительности к воздействию лазерного излучения [38]. В последующий период времени был получен целый ряд координационных соединений *d*-металлов с высокими потенциалами ионизации, реакционноспособными высокоэнтальпийными лигандами и эффективными анионамиокислителями [2, 6, 39-42]. Это, прежде всего, перхлорат (5-гидразо-1Н-тетразол)ртути(II), соединение серебра, являющееся первым представителем нового класса координационных соединений – комплексных перхлориламидов и перхлорат ди-(3-гидразино-4-амино-1,2,3триазол)меди(II). Указанные соединения демонстрируют чрезвычайно высокую восприимчивость к лазерному моноимпульсу. Для первого из них пороговая энергия инициирования составляет около 5 мДж/см<sup>2</sup>, для двух других она несколько выше.

Пиротехнические составы до недавнего времени представляли интерес лишь в качестве зарядов, реализующих под действием лазерного излучения исключительно процессы горения (стационарного или взрывного) и, следовательно, не могли использоваться в лазерных цепях подрыва, основанных на детонационных режимах. Однако в настоящее время разработаны композиции на основе перхлоратов аммония и калия с такими горючими, как о-карборан и боргидрид калия, способные к детонационным превращением под действием импульсного лазерного излучения [43, 44]. Эти композиции переходят в детонационный режим и устойчиво детонируют под действием импульсного лазерного излучения различных длин волн и в то же время способны к функционированию в режиме горения при воздействии лазерного излучения в режиме свободной генерации. Оптимальный выбор технологических параметров (процентный состав компонентов, их дисперсность, давление прессования) дает возможность создавать пиротехнические составы с пороговой плотностью оптической энергии около 20  $MДж/cm^2$ , что ниже порогов лазерного инициирования большинства стандартных инициирующих ВВ.

Экспериментальные результаты по лазерному зажиганию пиротехнических составов, порохов, твердых ракетных топлив и вторичных BB и по техническим применениям этого явления приведены в большом числе исследовательских работ [1, 3]. Рассматривались вопросы влияния на условия зажигания энергии излучения, размера облучаемой поверхности, давления окружающей среды. Первоначально в качестве основного источника зажигания в этих исследованиях использовался  $CO_2$  лазер. В настоящее время для зажигания энергетических материалов в исследовательских целях и в технических устройствах все в большей степени используются лазерные диоды. Некоторые типичные работы подобного рода исследований могут быть указаны в качестве примера для ракетных топлив [45, 46], пиротехнических составов [47] и вторичных BB [48, 49]. Экстремально низкий порог интенсивности света был

428

отмечен для зажигания смесей энергетических материалов и углеродных нанотрубок [50]. В ряде работ рассматривались теоретические аспекты процесса лазерного зажигания и проводилось расчетное моделирование процесса. Метод оптического зажигания широко используется для задействования пиротехнических устройств в ракетной технике и в системах вооружения. Например, в работах [51-53] рассматриваются вопросы лазерного зажигания в артиллерийских системах (рис. 1) и в твердотопливных ракетных двигательных установках.



**Рис. 1.** Использование лазерных систем зажигания на 155 мм М198 гаубице (слева), автоматической среднекалиберной (30 мм) пушке М230 (в центре) и вид сечения лазерного воспламеняющего патрона (справа).

Одновременное поверхностное инициирование слоев светочувствительных ВВ на основе координационных соединений весьма основательно изучалось в ряде работ. Четыре светочувствительных взрывчатых состава с пороговыми энергиями инициирования 4-40 мДж/см<sup>2</sup> рассматривались в работах [54, 55]. Взрыв слоев этих составов использовался для короткоимпульсного интенсивного нагружения плоских поверхностей в диапазоне импульсных нагрузок 0.1-1.2 кПа·с. Метод поверхностного оптического инициирования использовался также для генерации ударных волн различной формы и для изучения характера разрушения трехслойных многофункциональных покрытий при ударно-волновом нагружении [56, 57]. Использующая принцип поверхностного инициирования испытательная установка для моделирования механического действия интенсивного рентгеновского излучения на образцы военно-космической техники (LIHE) была создана еще в 70-х годах прошлого века [58-61]. Светочувствительное ВВ ацетиленид-нитрат серебра напыляется непосредственно на поверхность конструкции а импульсное освещение создается с помощью электровзрыва массива тонких вольфрамовых проводников. Под воздействием интенсивной вспышки света слой ВВ детонирует и создает на поверхности конструкции нагружающий импульс давления (рис. 2), который моделирует механический импульс, возникающий при поглощении в поверхностных слоях конструкции интенсивного рентгеновского излучения.

Значительное число работ посвящено разработке безопасных волоконно-оптических капсюлей-детонаторов, функционирующих под воздействием лазерного излучения [7, 8]. Такие детонаторы могут быть задействованы на принципах перехода дефлаграции в детонацию (DDT) и ударно-волнового инициирования детонации (SDT). С появлением и изучением свойств светочувствительных взрывчатых веществ СР и ВNCP работы по созданию различных типов

оптических капсюлей-детонаторов были связаны в основном с их использованием [62]. Был налажен промышленный выпуск детонаторов этого типа, продолжаются исследовательские работы по их усовершенствованию и расширению сферы использования. С появлением мощных лазерных диодов системы инициирования с использованием оптических детонаторов становятся достаточно дешевыми для промышленного производства. Например, разработан и сертифицирован лазерный детонатор для систем взрывной автоматики ракет и самолетов [36, 63]. В качестве первичного, воспламеняемого лазерным излучением ВВ, используется ВNСР, а в качестве вторичного – гексанитростильбен. Проведены испытания детонатора в условиях различных температур, переменных давлений и повышенной влажности. Продолжаются дальнейшие работы по усовершенствованию детонатора и по расширению сферы его применения. Результаты серии работ [37, 64, 65] указывают, что продолжаются разработки новых оптических детонаторов на основе СР и BNCP с использованием в качестве источника излучения лазерных диодов различных типов. Разрабатываются детонаторы обоих типов, как на основе перехода дефлаграции в детонацию, так и на основе ударно-волнового возбуждения детонации. Продолжаются также исследования и разработка быстрых оптических детонаторов на основе низкоплотного тэна [66, 67]. Эти детонаторы испытывались на все виды поражающих воздействий, такие как высокие и низкие температуры, вибрация, удар, импульсное нейтронное и у-облучение и показали высокую стойкость и работоспособность в этих условиях. Некоторые из них показаны на рис. 3.



**Рис. 2.** Проведение испытаний образцов военной космической техники на установке LIHE в Сандийской лаборатории.

В ряде работ проводилось изучение функционирования лазерных материалов в условиях гамма, рентгеновского и нейтронного облучения. Выявлены факторы, влияющие на изменение их свойств при воздействии облучения. Достигнута высокая работоспособность и стойкость

лазерных материалов на основе неодимового стекла в условиях таких воздействий [68]. При этих же условиях проводилось изучение функционирования лазерных диодов.



Рис. 3. Лазерный детонатор LWHD (слева) и полностью пластиковые лазерные детонаторы ER-467, не чувствительные к воздействию рентгеновского излучения.



Эти приборы также показали высокую работоспособность и стойкость [69]. Для разработок в области оптически инициируемых вооружений создан лазерный диод, развивающий мощность 74 Вт в непрерывном режиме и 300 Вт в импульсном (1 мкс) режиме [70]. Для функционирования систем оптического инициирования в условиях воздействия ионизирующих излучений разработаны волоконно-оптические световоды с повышенной стойкостью к интенсивному γ-облучению [71, 72]. Полностью функциональные системы лазерного инициирования испытывались на все виды поражающих воздействий, такие как высокие и низкие температуры, вибрация, удар, импульсное γ-облучение. Две такие системы [73] показаны на рис. 4. Лазерные системы инициирования используются в оружейной, авиационной и ракетной технике. Например, элементы системы аварийной эвакуации экипажа самолетов [74] показаны на рис. 5.



**Рис. 4.** Системы лазерного инициирования FY07 Baseline (слева) и FY08 Diffractive (справа) на импульсном Nd:Cr:GSGG лазере.



**Рис. 5.** Элементы системы аварийной эвакуации экипажа самолетов: внутренний лазерный блок в двух проекциях (слева) и лазерная система задействования выброса сиденья (справа).

Подготовленный обзор по рассматриваемой теме указывает на значительный прогресс в разработках, исследованиях И технических связанных co светочувствительными энергетическими материалами и с возможностями их использования в различных технических приложениях. Уже достаточно понятны основные факторы, влияющие на энергетику инициирования в условиях оптического облучения. Эти факторы связаны как со свойствами и состояниями энергетических материалов, так и с характеристиками облучающих импульсов. Целый класс лазерных детонаторов разработан для использования в системах лазерного инициирования различного назначения. В настоящее время такие детонаторы используются, прежде всего, в системах лазерного инициирования, предназначенных для различных оружейных комплексов и для задействования технического оборудования ракетных и авиационных систем. Основные элементы лазерных систем инициирования, такие как оптоэлектронные линии передачи и компактные лазерные установки испытаны на воздействие различных механических и физических внешних воздействий, включая воздействие интенсивных потоков ионизирующего излучения. К настоящему времени уже разработан и внедрен широкий класс технических установок, использующий рассмотренный метод оптического инициирования и зажигания.

- 1. Yong L., Nguyen T., Waschl J.A. Laser ignition of explosives, pyrotechnics and propellants: A review. Report DSTO-TR-0068. Melbourne: DSTO Aeronautical and Maritime Research Laboratory, 1995. 76 p.
- 2. Илюшин М.А., Целинский И.В., Чернай А.В. Светочувствительные взрывчатые вещества и составы и их инициирование лазерным моноимпульсом. *Российский химический журнал.* 1997. Т. 41, № 4. С. 81-88.
- 3. Bourne N.K. On the laser ignition and initiation of explosives. *Proc. Royal Soc. Lond. A.* 2001. Vol. 457. P. 1401-1426.
- 4. Захаров Ю.А., Алукер Э.Д., Адуев Б.П. и др. Предвзрывные явления в азидах тяжелых металлов. М.: ЦЭИ «Химмаш», 2002. 115 с.
- 5. Таржанов В.И. Предвзрывные явления при быстром инициировании бризантных взрывчатых веществ (Обзор). *ФГВ*. 2003. Т. 39, № 6. С. 3-11.
- 6. Илюшин М.А., Целинский И.В., Судариков А.М. и др. Разработка компонентов высокоэнергетических композиций. СПб.: СПбГТИ, 2006. 150 с.
- Bowden M.D., Cheeseman M., Knowles S.L., Drake R.C. Laser initiation of energetic materials: a historical overview. *Proc. SPIE*. 2007. Vol. 6662. P. 666208(12).
- 8. Kennedy J.E. Spark and laser ignition. *Shock Wave Science and Technology Reference Library, Vol. 5. Non-Shock Initiation of Explosives.* Ed. B.W. Asay. Berlin: Springer-Verlag, 2010. P. 582-605.
- 9. Бриш А.А., Галеев И.А., Зайцев Б.Н. и др. Возбуждение детонации конденсированных ВВ излучением оптического квантового генератора. *ФГВ*. 1966. Т. 2, № 3. С. 132-133.
- 10. Бриш А.А., Галеев И.А., Зайцев Б.Н. и др. О механизме инициирования конденсированных BB излучением ОКГ. *ФГВ*. 1969. Т. 5, № 4. С. 475-480.
- 11. Бармаков Ю.Н., Бриш А.А., Смирнов Г.А. и др. Разработка системы подрыва и нейтронного инициирования. *Кто владеет прошлым владеет будущим. Сборник материалов IV Конференции по истории разработок ядерного оружия.* Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2002. С. 237-248.
- 12. Голубев В.К. Квантово-химический расчет структуры, свойств и энергетики разложения некоторых светочувствительных ВВ. *Тезисы докладов международной конференции "IX Харитоновские тематические научные чтения"*. Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2007. С. 112-114.
- 13. Golubev V.K. Quantum-chemical calculations of properties of several light-sensitive molecular complexes. *Proc. 11th Int. Seminar "New Trends in Research of Energetic Materials"*. Pardubice: University of Pardubice, 2008. P. 569-573.
- Golubev V.K. Influence of charged and excited states on the mechanisms of hexamethylene triperoxide diamine decomposition. *Proc. 14th Int. Seminar "New Trends in Research of Energetic Materials"*. Pardubice: University of Pardubice, 2011. P. 671-679.
- 15. Голубев В.К. Оптическое инициирование энергетических материалов. Современные методы проектирования и отработки ракетно-артиллерийского вооружения. Сборник докладов VII научной конференции Волжского регионального центра РАРАН. Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ. 2012. В печати.
- 16. Голубев В.К., Свиридов В.А. Метод интенсивного короткоимпульсного нагружения конструкций взрывом тонкого слоя светочувствительного ВВ при его одновременном инициировании лазерным излучением. Современные методы проектирования и отработки ракетно-артиллерийского вооружения. Сборник докладов IV научной конференции Волжского регионального центра РАРАН. Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2006. С. 683-692.
- Hagan J.T., Chaudhri M.M. Low energy laser initiation of β-lead azide. J. Mater. Sci. 1981. Vol. 16, No. 92. P. 2457-2466.
- 18. Александров Е.И., Ципилев В.П. Размерный эффект при инициировании прессованного азида свинца лазерным моноимпульсным излучением. *ФГВ*. 1981. Т. 17, № 5. С. 77-81.
- 19. Александров Е.И., Ципилев В.П. Исследование влияния длительности возбуждающего импульса на чувствительность азида свинца к действию лазерного излучения. *ФГВ*. 1984. Т. 20, № 6. С. 104-109.
- 20. Корепанов В.И., Лисицын В.М., Олешко В.И., Ципилев В.П. К вопросу о кинетике и механизме взрывного разложения азидов тяжелых металлов. *ФГВ*. 2006. Т. 42, № 1. С. 106-119.
- 21. Алукер Э.Д., Адуев Б.П., Кречетов А.Г. и др. Двухстадийное взрывное разложение твердых энергетических материалов. *Химическая физика*. 2006. Т. 25, № 7. С. 38-41.
- 22. Кригер В.Г., Каленский А.В., Ананьева М.В., Боровикова А.П. Зависимость критической плотности энергии инициирования взрывного разложения азида серебра от размеров монокристаллов. *ФГВ*. 2008. Т. 44, № 2. С. 76-78.
- 23. Кригер В.Г., Каленский А.В., Звеков А.А. Определение начала механического разрушения кристаллов азида серебра, инициированных лазерным импульсом. *ФГВ*. 2010. Т. 46, № 1. С. 69-72.
- 24. Лисицын В.М., Ципилев В.П., Дамам Ж., Малис Д. Влияние длины волны лазерного излучения на энергетический порог инициирования азидов тяжелых металлов. *ФГВ*. 2011. Т. 47, № 5. С. 106-116.
- 25. Yang L.C., Menichelli V.J. Detonation of insensitive high explosives by a Q-switched ruby laser. *Appl. Phys. Lett.* 1971. Vol. 19, No. 11. P. 473-476.
- 26. Александров В.Е., Долголаптев А.В., Иоффе В.Б., Левин Б.В. Воспламенение пористых систем лазерным моноимпульсным излучением, *ФГВ*. 1985. Т. 21, № 1. С. 58-61.
- 27. Быхало А.И., Жужукало Е.В., Ковальский Н.Г. и др. Инициирование тэна мощным лазерным излучением. *ФГВ*. 1985. Т. 21, № 4. С. 110-113.
- 28. Иоффе В.Б., Долголаптев А.В., Александров В.Е., Образцов А.П. Воспламенение алюминийсодержащих конденсированных систем лазерным моноимпульсным излучением, *ФГВ*. 1985. Т. 21, № 3. С. 51-55.
- 29. Paisley D.L. Prompt detonation of secondary explosives by laser. *Proc. 9th Int. Symposium on Detonation*. Arlington: Office of Naval Research, 1989. P. 1110-1117.
- Kennedy J.E., Early J.W., Thomas K.A., Lester Ch.S. Direct laser initiation of PETN. Report LA-UR-01-4948. Los Alamos: LANL, 2001. 10 p.
- 31. Алукер Э.Д., Кречетов А.Г., Лобойко Б.Г. и др. Влияние температуры на лазерное инициирование тетранитрата пентаэритрита. *Химическая физика*. 2008. Т. 27, № 5. С. 53-55.
- 32. Адуев Б.П., Нурмухаметов Д.Р., Пузынин А.В. Влияние добавок наночастиц монокарбида никеля на чувствительность тетранитропентаэритрита к лазерному воздействию. *Химическая физика*. 2009. Т. 28, № 11. С. 45-48.
- 33. Алукер Э.Д., Кречетов А.Г., Митрофанов А.Ю. и др. Длительность предвзрывной стадии при лазерном инициировании тетранитрата пентаэритрита. *Письма в ЖТФ*. 2009. Т. 35, вып.22. С. 55-61.
- 34. Алукер Э.Д., Алукер Н.Л., Белокуров Г.М. Эффективность лазерного инициирования и спектры поглощения тэна. *Химическая физика*. 2010. Т. 29, № 1. С. 49-52.
- 35. Bates L.R. The potential of tetrazoles in initiating explosive systems. *Proc. 13th Symposium on Explosives and Pyrotechnics*. Hilton Head Island, 1986. P. III/1-III/13.
- Blachowski T.J., Burchett J., Ostrowski P.P. U.S. Navy characterization of two new energetic materials, CP and BNCP. AIAA paper. No. 3553. 2002.
- Hafenrichter E.S., Marshall B.W., Fleming K.J. Fast laser diode ignition of confined BNCP. AIAA paper. No. 245. 2003.
- Жилин А.Ю., Илюшин М.А., Целинский И.В. и др. Энергоемкие комплексные соединения кобальта (III) с тетразольными лигандами. *Журнал прикладной химии*. 2003. Т. 76, вып. 4. С. 592-596.
- 39. Чернай А.В., Соболев В.В., Чернай В.А.и др. Лазерное инициирование взрывчатых составов на основе ди-(3-гидразино-4-амино-1,2,3-триазол)-медь(II) перхлората. *ФГВ*. 2003. Т. 39, № 3. С. 127-137.
- 40. Илюшин М.А., Целинский И.В., Угрюмов И.А. и др. Влияние добавок ультрадисперсных частиц углерода на порог лазерного инициирования полимерсодержащего светочувствительного взрывчатого состава. *Химическая физика*. 2005. Т. 24, № 10. С. 49-56.

- 41. Ilyushin M.A., Tselinsky I.V. Bachurina I.V., Chernay A.V. Laser initiation of energetic transition metal complexes with 3-hydrazino-4-amino-5-R-1,2,4-triazoles as ligands. *Proc. 10th Int. Seminar "New Trends in Research of Energetic Materials"*. Pardubice: University of Pardubice, 2007. P. 165-182.
- 42. Wang Y., Sheng D., Zhu Y., Chen L. Study on laser sensitive coordination compound primary explosive. *Initiators & Pyrotechnics*. 2008. Vol. 2. P. 30-33.
- 43. Головчак А.Н., Дудырев А.С., Введенский А.В. Инициирование детонационных процессов в пиротехнических композициях лазерным излучением. *Тезисы докладов международной конференции "VII Забабахинский научные чтения"*. Снежинск: РФЯЦ-ВНННТФ, 2003. С. 50-51.
- 44. Осташев В.Б., Дудырев А.С., Королев Д.В. и др. Исследование детонации пиротехнических составов под действием импульсного лазерного излучения. *Материалы III Всероссийской конференции "Современные проблемы пиротехники"*. Сергиев Посад, 2005. С. 174-175.
- 45. Ahmad S.R., Russell D.A., Leach C.J. Studies into laser ignition of unconfined propellants. *Propellants, Explos., Pyrotech.* 2001. Vol. 26, No. 5. P. 235-245.
- 46. Медведев В.В. Влияние интенсивности лазерного излучения на пороги зажигания пористого двухосновного топлива. *Химическая физика*. 2004. Т. 23, № 3. С. 73-78.
- Медведев В.В., Ципилев В.П., Решетов А.А. Зажигание пиротехнического состава (перхлорат аммония + ультрадисперсный алюминий) лазерными импульсами. Изв. Томского политехнического университета. 2005. Т. 308, вып. 2. С. 83-86.
- 48. Ali A.N., Son S.F., Asay B.W. et al. High-irradiance laser ignition of explosives. *Combust. Sci. Technol.* 2003. Vol. 175, No. 8. P. 1551-1571.
- 49. Burke E.E., Fang X., Ahmad S.R., West M. Effect of dopant on laser ignition sensitivity of hexanitrostilbene type IV. *Proc. 14th Int. Detonation Simposium.* Coeur d'Alene, 2010.
- 50. Manaa M.R., Mitchell A.R., Garza R.G. et al. Flash ignition and initiation of explosives-nanotubes mixture. *J. Am. Chem. Soc.* 2005. Vol. 127, No. 40. P. 13786-13787.
- 51. Hamlin S.J., Beyer R.A., Burke G.C et al. Laser sources for medium caliber cannon ignition. *Proc. of SPIE*. 2005. Vol. 5871. P. 587102(9).
- 52. Dilhan D. Laser diode initiated systems for space applications *Fiber Optic System Technologies in Space*. *The First ESA-NASA Working Meeting on Optoelectronics*. Noordwijk: ESA/ESTEC, 2005.
- 53. Blachowski T.J., Morgan B.A., Ostrowski P. Laser ignatability programs being conducted at the Indian Head Division Naval Surface Warfare Center. *AIAA Paper*. No. 3517, 2005.
- 54. Чернай А.В., Соболев В.В., Илюшин М.А., Житник Н.Е. О методе получения механических импульсов нагружения, основанном на лазерном подрыве покрытий из взрывчатых составов. *ФГВ*. 1994. Т. 30, № 2. С. 106-111.
- 55. Ilyushin M.A., Tselinskii I.V., Petrova N.A., Chernai A.V. Shock waves generated by laser initiated explosive films. *Hanneng Cailiao*. 1996. Vol. 4, No. 3. P. 129-131.
- Чернай А.В., Соболев В.В., Илюшин М.А. Получение профилированных детонационных волн путем лазерного инициирования взрывчатых составов. *Физика и техника высоких давлений*. 1995. Вып. 4. С. 62-69.
- 57. Чернай А.В., Соболев В.В., Илюшин М.А. и др. Обработка многослойных материалов плоскими ударными волнами. Высокоэнергетическая обработка материалов. Сб. научн. тр. Национальной горной академии Украины. Вып. 8. Днепропетровск: Сич, 1999. С. 221-227.
- 58. Benham R.A., Mathews F.H. X-ray simulation with light-initiated explosive. *Shock Vibration Bull.* 1975. No. 45, Part. 4. P. 87-91.
- 59. Benham R.A. Simulation of X-ray blowoff impulse loading on a reentry vehicle aft end using light-initiated high explosive. *Shock Vibration Bull.* 1976. No. 46, Part 3.
- 60. Benham R.A., Mathews F.H., Higgins P.B. Application of light-initiated explosive for simulating x-ray blowoff impulse effects on a full scale reentry vehicle. *Shock Vibration Bull.* 1977. No. 47. Supplement.
- 61. Sourcebook on the Light-Initiated High-Explosives Facility. Version of 2007-01-29. Albuquerque: Sandia National Laboratories, 2007. 23 p.
- 62. Merson J.A., Salas F.J., Harlan J.G. The development of laser ignited deflagration-to-detonation transition (DDT) detonators and pyrotechnic actuators. *Proc. 19th International Pyrotechnics Seminar*. Christchurch, New Zealand, 1994. P. 191-206.
- 63. Blachowski T.J., Ostrowski P.P. Development of an optical BNCP/HNS detonator for various aircrew escape system application. *AIAA paper*. No. 3732. 2000.
- 64. Hafenrichter E.S., Marshall B.W., Fleming K.J. Fast laser diode ignition of CP and BNCP. Proc. 29th International Pyrotechnics Seminar. Westminster, Colorado. 2002.
- 65. Welle E.J., Fleming K.J., Marley S.K. Deflagration-to-detonation characteristics of a laser exploding bridge detonator. *Proc. of SPIE*. 2006. Vol. 6287. P. 62870A(10).
- Akinci A., Thomas K., Munger A. et al. On the development of a laser detonator. *Proc. of SPIE*. 2005. Vol. 5871. P. 587109(7).

- 67. Akinci A.A., Clarke S.A., Thomas K.A., Munger A.C. Optical initiation spot size effects in low-density PETN. *Proc. of SPIE*. 2006. Vol. 6287. 628709(8).
- 68. Simmons-Potter K., Vaddigiri A., Thomes W.J., Meister D.C. Impact of ionizing radiation on the optical properties of YAG laser materials. *Proc. of SPIE*. 2007. Vol. 6662. P. 666204(9).
- 69. Waterhouse S.L., Jobbins K.K. Radiation effects on laser diodes: A literary review. *Proc. of SPIE*. 2008. Vol. 7070. P. 70700E(10).
- 70. Hand C.F. Novel 300-watt single-emitter laser diodes for laser initiation applications. *Proc. of SPIE*. 2010. Vol. 7795, p. 779507(6).
- 71. Akinci A., Bowden M.D., Cheeseman M.C. et al. The effect of high dose rate transient gamma radiation on high-energy optical fibers. *Proc. of SPIE*. 2009. Vol. 7434. P. 74340A(12).
- 72. Glebov B.L., Simmons-Potter K., Meister D.C. Dynamics of the optical response of Nd:YAG to ionizing radiation: Testing for radiation hardness using UV laser radiation. *Proc. of SPIE*. 2009. Vol. 7434. P. 74340B(7).
- 73. Morelli G.L., Bright M.R. A comparison of two prototype laser-optical firing systems. *Proc. of SPIE*. 2008. Vol. 7070. P. 707006(12).
- 74. Blachowski T.J., Eccard G., Thom T. An evaluation of the T-6A Texan (JPATS) initial functional performance of the CFIS laser assemblies. *Proc. of SPIE*. 2009. Vol. 7434. P. 743402(9).

#### МАТЕРИАЛЫ ДЛЯ БИОМЕДИЦИНЫ, ПОЛУЧЕННЫЕ ОБРАБОТКОЙ МЕТАЛЛОВ ВЫСОКОСКОРОСТНЫМ ПОТОКОМ ДИСКРЕТНЫХ ЧАСТИЦ, СФОРМИРОВАННЫМ УДАРНОЙ ВОЛНОЙ

#### С.Е. Алексенцева, А.Л. Кривченко

Самарский государственный технический университет, Самара, Россия

Современные достижения техники и технологии находят свое применение не только в промышленных процессах производства, но и в медицинской практике.

Из врачебной практики известно, что в прошлом веке усиленно развивалось направление по восстановлению утраченных элементов костных структур за счет металлических имплантанов, применялись золото, серебро, алюминий, бронза, железо, сталь, медь, цинк, никель индивидуально и в сплавах.

По данным медицинской публицистики в 30-40 г.г. прошлого века применялись металлы хирургического класса – прочные сплавы кобальта и хрома, как наиболее совместимые с тканями. Но для длительного нахождения в тканях не приемлемы, так как находятся под влиянием различных типов химических реакций.

Основными требованиями к имплантанам являются достаточная прочность и упругость, а также стойкость к химическим реакциям организма.

В последнее десятилетие применяется титан и его сплавы, так как титан антикоррозионный и имеет хорошую биосовместимость с живыми тканями. Титан и его сплавы, находясь внутри тканей, образуют окисный слой, повышая коррозионностойкость. На чистый титан не зафиксировано ни одного случая аллергических реакций.

В зарубежной медицинской имплантологии также применяется технически чистый титан, но так как он имеет невысокую прочность, то необходимые механические свойства

титана получают плазменным многократным напылением нескольких слоев порошка разного состава.

Широкое распространение получил никелид титана, хотя соединения с никелем подходят не всем организмам.

Неплохо зарекомендовали в имплантологии титановые сплавы ВТ1-00, ВТ1-0, ВТ5 и ВТ9, содержащие алюминий, ванадий и др. Но с увеличением прочности имеет место низкая износостойкость и прочность на сдвиг.

Конструкционные титановые сплавы с легирующими компонентами, содержат элементы, негативно действующие на биосреду организма. Повышение механических свойств титана за счет введения дополнительных легирующих элементов, например ванадия, хрома в сплавах Ti5All2.5Sn, Ti5All3V11Cr [1], снижают биосовместимость и способствуют накоплению токсичных элементов.

Ряд элементов благотворно для тканей, находясь в сплаве титана. Это фтор, бор, углерод, ниобий, а также цирконий, получивший в последнее время одобрение имплантологов.

Предлагаемый в данной работе метод объемного упрочнения титановых сплавов путем обработки высокоскоростным потоком дискретных порошковых частиц, разогнанных энергией взрыва, удовлетворяет основным требованиям к имплантанам, а также обладает достаточной простотой и доступностью [2]. Объемное упрочнение титана дискретными частицами необходимых элементов, разогнанными энергией взрыва – один из способов решить данную проблему и обеспечить насыщение значительных объемов титана только позитивно действующими на ткани элементами.

Для целей биомедицины проводилась обработка технически чистого титана ВТ1-0 потоком порошковых частиц диборида титана, титана, углерода, циркония, никеля, из которых особый интерес представляет сочетание материалов, где для обеспечения высокой биосовместимости в качестве матрицы и взаимодействующего порошка применяется пара Ті → Ті. Реализация режимов обработки материалов (давление соударения частиц 10-15 ГПа, дисперсность частиц 10-100 мкм, плотность потока около 1 г/см<sup>3</sup>, скорость метаемых частиц 1-3 км/с) обеспечивает максимально глубокое насыщение металлов и сплавов элементами порошковых частиц с поверхности материала и ударно-волновое упрочнение всего объема (по высоте до 50 мм) металлической матрицы.

Реализация процесса обработки высокоскоростным потоком частиц включает два этапа – формирование высокоскоростного потока и взаимодействие потока с матрицей. Под зарядом взрывчатого вещества устанавливается капсула с порошковым материалом и размещается над верхним срезом ориентирующего канала. При инициировании заряда взрывчатого вещества обеспечивается торцевое метание дискретных частиц порошка. Ориентирующий канал способствует формирование потока частиц. Сформированный поток, достигая нижнего среза канала, взаимодействует с металлической матрицей (заготовкой).

436

Разгон частиц осуществляется за счет инициирования цилиндрического заряда без кумулятивной облицовки. В целях получения титановых материалов для биомедицины кумулятивная облицовка не пригодна, так как вносит в упрочняемый материал элементы облицовки. Взрывчатое вещество, используемое для заряда в предлагаемом способе, относится к группе полного газообразования.

Получение материалов для биомедицины путем обработки металлов высокоскоростным потоком дискретных частиц имеет ещё одно преимущество – это канальные структуры. Проникающие частицы формируют в материале каналы размером около 1мкм и более у поверхности. Концентрация насыщения материала каналами определена при обработке высокоскоростными частицами титана BT1-0 с помощью травления среза матрицы и достигает 27.5%.

Исследования, проведенные по сращиванию живых тканей, показали, что наличие пор на поверхности имплантанов позволяет повысить взаимопроникание. В настоящее время применяемое покрытие нитрита титана с пористостью 5-40% с дисперсностью 10-100 мкм является наилучшей.

Свойства материалов в значительной мере изменяются в зависимости от вида порошковых частиц. Высокопрочные соединения, такие как карбиды и дибориды титана и других элементов дают больший эффект в упрочнении. Структурные изменения предполагают образование более прочной деформационной  $\alpha'$ -фазы, переход в которую не является термоактивированным и происходит по мартенситному механизму с высокой независимой от температуры скоростью

Предлагаемый метод обеспечивает достаточно однородное взаимодействие потока частиц с исходными заготовками материала, обеспечивая получение высокой прочности и износостойкости материала. Эксплуатационная стойкость упрочненных материалов в условиях ударно-вибрационных нагрузках повышается в 1.3 раза.

Так, прочность может повыситься в 1.3-1.5 раза. Пластичность незначительно изменяется, относительное удлинение 15%. Плотность дислокаций достигает порядка ~10<sup>11</sup> см<sup>-2</sup>. Микротвердость Нµ увеличилась с исходной 1900 МПа до 2600-2800 МПа после обработки потоком порошковых частиц.

Ударно-волновое упрочнение технически чистого титана также может эффективно использоваться в качестве материалов биомедицины, обеспечивая высокие прочностные характеристики заготовок высотой 10-15 мм.

Для формирования любой сложной формы изделия для биомедицины из титана, упрочненного высокоскоростным потоком порошковых частиц, может быть рекомендован электроэрозионный метод обработки, обеспечивающий высокую размерную точность и получение полостей и отверстий малых размеров сложной конфигурации.

437

Предлагаемая обработка технически чистого титана марки ВТ1-0 потоком частиц, не вызывающих побочных реакций в живых тканях, обеспечивает упрочнение технически чистого титана и получение износостойкой поверхности, дает возможность применения для целей биомедицины. Технически чистый титан является одним из наиболее приемлемых материалов для изготовления имплантанов, который хорошо сращивается с тканями, а длительность нахождения в организме человека обусловлена прочностью и долговечностью.

#### Литература

1. Brunette D.M., Tengvall P., Textor M., Thomsen P. "Titanium in medicine". Springer (2001), p.1019.

2. Алексенцева С.Е., Кривченко А.Л. Получение технического титана для биомедицины. Сб. статей "Высокие технологии, фундаментальные исследования" по материалам XIII междунар. науч.-практич. конф. HTFR под ред. Кудинова А.П., СПб, 24-26 мая 2012, С. 261-263.

# Оценка скорости теплообмена в процессе ударно-волнового получения алмаза, кубического нитрида бора и у-фазы нитрида кремния на основе простой модели

# А.Н. Жуков, С.Е. Закиев, Д.Р. Одинцов, В.А. Кудакина, В.В. Якушев ИПХФ РАН, Черноголовка, Россия

Одной из областей применения ударно-волнового воздействия является генерация условий (высокого давления и температуры) необходимых для осуществления полиморфных превращений веществ в их фазы высокого давления. Подобные процессы представляют большой интерес, как в физике и химии высоких давлений, так и в практических целях. Пожалуй, наиболее значимым примером является получение в подобных условиях алмаза и плотных форм нитрида бора (BN), являющихся фазами высокого давления углерода и нитрида бора соответственно.

Проведём схематичное рассмотрение получения алмаза из графита. Графит обладает весьма высокой для твёрдых тел сжимаемостью, алмаз – исключительно низкой. Поэтому при ударно-волновом сжатии происходит разогрев графита до высоких температур и при определённых Р,Т-параметрах графит переходит в алмаз. При разгрузке, из-за низкой сжимаемости алмаза, он практически не охлаждается, а охлаждение во внешнюю среду происходит достаточно медленно, что и приводит к обратному превращению в графит. Данная проблема решается сжатием не чистого графита, а его смеси с медью. Медь, также обладает низкой сжимаемостью и её разогрев в ударной волне слабый, кроме того, медь обладает весьма высокой теплопроводностью. При определённом размере частиц алмаза, распределённых в матрице из меди, можно добиться более быстрого охлаждения алмаза и воспрепятствовать его обратному превращению в графит.

В методе высокотемпературного ударного сжатия (ВТУС) вместо меди в качестве рабочего тела используются высокосжимаемые щелочно-галоидные соли, например бромид калия (КВг). При сжатии в ударной волне подобных составов среда сильно разогревается и передает тепло превращаемому веществу, способствуя прямому фазовому превращению в нем, а при разгрузке забирает тепло, приводя к резкой закалке образовавшейся фазы. Исторически первым был предложен метод с медью, он использовался и используется не только для получения алмаза, но и при изучении фазовых переходов во многих веществах. Метод ВТУС был предложен [1] для получения кубического нитрида бора (с-ВN) из его графитоподобной модификации (h-BN). Нами проводятся исследования по получению с помощью метода ВТУС фазы высокого давления нитрида кремния γ-Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> [2-4].

Очевидно, что для успешного применения подобных методов, размеры частиц превращаемой фазы должны быть достаточно малыми, чтобы процесс теплообмена между ними и рабочим телом происходил, если и не в полной, то в значительной степени, за весьма короткие времена ударно-волнового воздействия. Оценить скорость и характер теплообмена в зависимости от размера частиц превращаемой фазы при помощи весьма простой модели и является целью данной работы.



Рис. 1. Модель концентрических шаров

Рассматриваемая физическая система состоит из матрицы вещества A (KBr или Cu), в которой находятся частицы вещества B ( $\beta$ -Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>, графит/алмаз или h-BN/c-BN). Система подвергается ударно-волновому воздействию. Вследствие того, что вещества A и B обладают разной сжимаемостью, происходит их практический мгновенный нагрев до температуры  $T_A$  вещества A и температуры  $T_B$  вещества B. В рассматриваемой ситуации общая теплоёмкость матрицы считается существенно больше, чем суммарная теплоёмкость всех частиц вещества B. Поэтому в случае, когда  $T_A > T_B$  в системе произойдёт разогрев частиц вещества B до температур близких к  $T_A$ , а в случае, когда  $T_A < T_B$  частицы вещества B охладятся

до температур близких к  $T_A$ . Процесс нагрева (охлаждения) частиц вещества В можно описать усреднено, если считать, что все частицы вещества В являются шарами одинакового радиуса rи что вокруг каждого шара вещества В можно выделить шар вещества А большего радиуса R, причем эти большие шары не будут друг с другом пересекаться. Сделанные предположения позволяют свести анализ ситуации к модели состоящей только из двух концентрических шаров. Внутренний шар радиуса r – это частица вещества В, а вне её в шаре радиуса R располагается вещество А (рис. 1).

Далее рассматриваются два случая: либо  $T_B < T_A$ , либо  $T_A < T_B$ . При этом меньшая из этих температур ~  $T_0$ . Большая из этих температур обозначается  $T_*$ . Таким образом, рассматриваются либо случай  $T_A = T_0$ ,  $T_B = T_*$ , либо  $T_A = T_*$ ,  $T_B = T_0$ .

В сферических координатах модель имеет вид ( $c_B$ ,  $c_A$ - теплоёмкости,  $\rho_B$ ,  $\rho_A$ плотности и  $\lambda_B$ ,  $\lambda_A$ -коэффициенты теплопроводности веществ В и А):

$$\begin{cases} c_B \rho_B \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda_B \cdot \left( \frac{\partial^2 T}{\partial l^2} + \frac{2}{l} \cdot \frac{\partial T}{\partial l} \right) & 0 \le l \le r \\ c_A \rho_A \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda_A \cdot \left( \frac{\partial^2 T}{\partial l^2} + \frac{2}{l} \cdot \frac{\partial T}{\partial l} \right) & r \le l \le R \end{cases}$$

$$(1)$$

Начальные условия:

$$T(l,0) = T_B \quad 0 \le l \le r$$

$$T(l,0) = T_A \quad r \le l \le R$$
(2)

Условия сопряжения (равенство температур и тепловых потоков на границе сред):

$$T(r-,t) = T(r+,t)$$

$$\lambda_{A} \cdot \frac{\partial T}{\partial l}(r-,t) = \lambda_{B} \cdot \frac{\partial T}{\partial l}(r+,t)$$
(3)

В силу сферической симметрии задачи в центре рассматриваемой системы температура будет иметь минимум для случая, когда частица В нагревается и максимум для случая, когда она охлаждается, т.е. граничные условия принимались следующими:

$$\frac{\partial T}{\partial l}(0,t) = 0$$

$$T(R,t) = T_A$$
(4)

Последнее уравнение в системе означает, что температура на границе внешней сферы принималась постоянной. Это предположение допустимо, т.к. общая теплоёмкость матрицы полагалась существенно больше, чем суммарная теплоёмкость частиц вещества В.

Приведённые дифференциальные уравнения решались численно методом прогонки.

Используемые для расчёта характеристики веществ (для нормальных условий) брались из литературных источников. Зависимости характеристик от давления и температуры не учитывались, как и анизотропия теплопроводности. Полученные в результате расчётов распределения температур в рассматриваемых системах для частиц превращаемого вещества размером 1 – 100 мкм по прошествии различных интервалов времени после ударно- волнового воздействия находятся в удовлетворительном согласии с имеющимися экспериментальными данными по получению алмаза, кубического нитрида бора и γ-фазы нитрида кремния.

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, проект № 12-02-00989-а.

#### Литература

- 1. Курдюмов А.В., Бритун В.Ф., Боримчук Н.К., Ярош В.В. Мартенситные и диффузионные превращения в углероде и нитриде бора при ударном сжатии. Киев: Куприянова О.О. 2005. 192 с.
- Кудакина В.А., Якушев В.В., Жуков А.Н., Рогачёва А.И. Получение фазы высокого давления нитрида кремния методом высокотемпературного ударного сжатия // Успехи химической физики: Сб. тезисов на Всероссийской молодёжной конференции, 21 – 23 июня 2011 г. – Черноголовка, ИПХФ РАН, 2011, с.82.
- Кудакина В.А., Якушев В.В., Жуков А.Н., Рогачёва А.И. Влияние условий высокотемпературного сжатия на фазовый переход в нитриде кремния // Забабахинские научные чтения: Сб. материалов XI Международной конференции, 16 – 20 апреля 2012 г. – Снежинск. Издательство РФЯЦ – ВНИИТФ, 2012, с. 226.
- Жуков А.Н., Якушев В.В., Рогачёва А.И., Кудакина В.А. Влияние высокотемпературного ударноволнового воздействия на субструктурные характеристики α-, β-, и γ-фаз нитрида кремния // Забабахинские научные чтения: Сб. материалов XI Международной конференции, 16 – 20 апреля 2012 г. – Снежинск. Издательство РФЯЦ – ВНИИТФ, 2012, с. 211.

# C O N T E N T S

## CHAPTER I

## **DETONATION PROCESSES**

Review of Experimental and Computed Results in Support of non - Thermal Mechanism of Molecule Decomposition at HE Detonation A.A. Selezenev, V.N. Lashkov, A.Yu. Alejnikov, N.S. Ganchuk	3
Application of High Energy Proton Microscopy to Shock Wave and Detonation Studies S.A. Kolesnikov, D.V. Varentsov, A.A. Golubev, V.S. Demidov, S.V. Dudin, A.V. Kantsyrev, V.B. Mintsev, D.N. Nikolaev, V.S. Skachkov, G.N. Smirnov, A.V. Utkin, V.E. Fortov	8
Transition of Shock Wave to Detonation in HE of Different Initial Porosity: Investigation ofExplosive Structure by Synchrotron Radiation MethodsE.B. Smirnov, A.N. Averin, B.G. Loboiko, O.V. Kostitsyn, Yu.A. Belenovsky, A.V. Lebedev, V.N. Scherbakov, K.V. Eganov, V.M. Volkov, K.M. Prosvirnin, A.N. Kiselev, V.V. Kozel	12
Detonation Characteristics of BTF Explosive	17
Influence of Porosity and Temperature to Value of Critical Section of Explosive Detonation. Control of HE Structure by Synchrotron Radiation Methods	28
Mechanism of Process of Hot Spots Formation in Heterogeneous HE S.G. Andreev, M.M. Boiko, V.Yu. Klimenko	33
<b>DETA Influence on Detonation of Nitromethane Diluted by Nonexplosive Liquids</b>	38
<b>Pyrometry Measurements of Benzotrifuroxan Detonation Parameters</b>	42
Approximate Ratio between Pressure and Particle Velocity near Shock Front at Steady Detonation S.G. Andreev	47
Dependence of Critical Parameters of Detonations on Density for Emulsion Explosive V.V. Lavrov, A.V. Savchenko	54
Structure of Detonating Fine-Grain TATB Reaction Zone – Experiment E.A. Kozlov, V.I. Tarzanov, I.V. Telichko, A.V. Vorobyev, K.V. Levak, V.A. Matkin, A.V. Pavlenko, S.N. Malyugina, A.V. Dulov	57
Structure of Reaction Zone of Detonation Waves in Mixture of Nitromethane and Diethilenetriamin V.M. Mochalova, A.V. Utkin	60
Electroconductivity at Detonation of Emulsion Explosives N.P. Satonkina, E.P. Pruel, A.P. Ershov, A.V. Plastinin	64
Electron Microscopic and X-ray Diffraction Analysis of HMX Crystal State After Shock or Impact	
Loading V.N.Lashkov, O.L.Ignatov, D.A.Blinov, V.V.Mokrushin, A.F.Mikhailov, A.A.Selezenev, I.A.Tsaryova, D.V.Chulkov, V.V.Yaroshenko	68

#### CHAPTER II

#### NUMERICAL MODELING OF DETONATION PROCESSES

Molecular-Dynamic Simulation of Pressure Effect on Molecular Crystal Characteristic of	
Energetic Materials	73
A.A.Selezenev, V.N.Lashkov, A.J.Alejnikov, N.S.Ganchuk	
Physical and Numerical Models of Detonation for Insensitive High Explosives (IHE)	76
V.Y. Klimenko	

Numerical Modeling of Detonation in Heterogeneous Materials with Discrete Microstructure and	
Hotspots David L. Damm Cole D. Yarrington Ryan R. Wixom	87
Elving of Conney Tube Well in Experimental T 20 Test	00
I.V. Kuzmitsky, V.M. Belsky, A.N. Shuikin, V.V. Shutov, R.A. Ibragimov, V.V. Pul, I.A. Sviridova	00
Kinetics Described Nonclassical Detonation Regimes	93
<b>First-Principles Prediction of Equations of State for Molecular Crystal Explosives</b>	99
<b>Thermodynamic Calculations of Explosive Parameters of Condensed Energetic Materials</b>	99
Analysis of The Reasons of Ammunition Explosion in Their Long Storage Under Conditions of Seasonal Temperature Fluctuations V.A. Gorelski, K.N. Zhiltsov	104
<b>Shock Compressibility and Equation of State for Matrix of Emulsion Explosive</b>	109
Influence of Molecular Properties on Impact Sensitivity of Nitrotriazoles V.K. Golubev	112
<b>On Assessing Flight Divergence Angles for an Explosively Driven Group of Objects</b> I.V. Markov	122
Influence of Explosive Charge Structure and Initiation System on Plate Pushing A.V. Petyukov, A.O. Mazurkevich, S.G. Andreev	125
On Physical Nature of Cell Structure Origin at Front and in Chemical Spike of Steady CJ Detonation I.V. Kuzmitsky	131
Aluminized High Explosives: Physics of Detonation and Numerical Model of Detonation V.Yu. Klimenko	135

#### **CHAPTER III**

## SHOCK WAVE PROCESSES IN INERT MATERIALS

Mechanics of Multiscale Deformation and Structural Instabilities Initiated by Shock Loading Yu.I. Meshcheryakov	144
Spatial Distribution of Damage at Early Stage of Spall Fracture in Copper I.N. Kondrokhina, A.M. Podurets, O.N. Ignatova, S.S. Nadezhin, V.I. Skokov, A.N. Malyshev	149
Influence of Fulleren C60 Addition on Strength Properties of Nanocrystal Copper and Aluminum at Shock Wave Loading G.S. Bezruchko, S.V. Razorenov, M.Yu. Popov	151
Local Shear and Spall Damages of Steel Shells under Quasi-Spherical Explosive Loading E.A. Kozlov, S.A. Brichikov, D.P. Kuchko, M.A. Ral'nikov, A.V. Ol'khovsky, N.S. Zhilyaeva, L.P. Brezgina, V.N. Povyshev	158
Influence of Loading Rate on Strength of Ceramic Materials Based on SiC G.V. Stepanov, V.I. Zubov, V.E. Danilyuk, A.L. Maistrenko	167
Physics of Super-Deep Penetration of Micro-Particles into Metals V.V. Sobolev, S.M. Usherenko	171
Properties of Bulk Metallic Glass on the Base of Zr under Dynamic Loading S. Atroshenko, Yu. Sudenkov, N. Morozov, W. Zheng, I. Smirnov, N. Naumova, J. Shen	179
Shear and Spall Strengths of Quenched 30KhGSA Steel under Explosive Loading in the Range of at-e Phase Transition	183
Group High-Velocity Penetration into Brittle Materials O.V. Bazanov, A.S. Vlasov, S.A. Dushenok, B.V. Rumyantsev	187

Mechanical Behavior of Light Metal Alloys at High Strain Rates	192
<b>Correlation of Structure and Thermodynamic Properties of Aluminum Alloys at Dynamic Loading</b> A.N. Petrova, I.G. Brodova, O.A. Plekhov, E.V. Shorokhov	196
<b>Experimental Investigation of γ-α Phase Transition in Cerium under Dynamic Loading</b> A.N. Zubareva, S.A. Kolesnikov, A.V. Utkin	200
Phase Transformations, Effects of Deformation Localization and Mass Transfer under Shock	200
I.V. Khomskaya, V.I. Zeldovich, A.E. Kheifets	206
Structural and Phase Transformations in Al-5% Fe Alloy under Impact of Quasi-Spherical Shock Waves I.G. Brodova, E.A. Kozlov, T.I Yablonsky, I.G. Shirinkina, V.V. Astafiev	211
Application of High-Speed Dynamic Channel-Angular Pressing for Obtaining of Nanostructured Copper and Bronze I.V. Khomskaya, V.I. Zeldovich, E.V. Shorokhov, A.E. Kheifets, N.Yu. Frolova, P.A. Nasonov, K.V. Gaan, A.A. Granskii	214
Shock Waves in Bismuth in Range of Polymorphous Transformations at Loading by Sliding	
Detonation E.V. Shorokhov	217
Phase Transformations and Spall Fractures of High-Purity Cerium under Explosive Loading E.A. Kozlov, V.I. Tarzhanov, I.V. Telichko, D.G. Pankratov, G.T. Gray III, M.A. Zocher	221
Equation of State of Cryogenic Liquid Noble Gases	225
Hydrogen Phase Transformation under Dynamic Compression up to 180 GPa Ternovoi V.Ya., Nikolaev D.N., Pyalling A.A., Kvitov S.V., Fortov V. E.	227
Investigation of Exit of Strong Shock Wave at Free Surface of Metal S.V. Dudin, M.I. Kulish, A.V. Shustov, V.B. Mintsev	231
<b>Estimation of Temperature of High-Velocity Plasmic Jets Formated in Explosive Generators</b>	238
Effect of Pulsed Magnetic Field Treatment on Mechanical Properties and Fracture Toughness of Structural Steel	246
Use of the Pulse Electric Current Treatment to Decrease Residual Stresses and Porosity of	
G V Stepanov G V Chyzbyk	248
Experimental and Computation Methods for Determination of Properties of Polyethylene at High-	
<b>Rate Strains</b> A.V. Gerasimov, E.V. Zhalkin, S.V. Pashkov, Yu.F. Khristenko	250
Explosive Experiments in Axisymmetric Setup to Verify Models of Shear and Spall Strength of Metals and Alloys – in Memory of V.A. Bychenkov E.A. Kozlov, A.T. Sapozhnikov, N.S. Zhilyayeva, L.V. Khardina, L.P. Brezgina, A.A. Degtyaryov, O.A. Nikitin, E.O. Kovalyov, P.S. Bazarov	254
Synchrotronic Diagnostics of Shock Compression of SiO2 Airgel K.A. Ten, E.R. Pruel, L.A. Luk'yanchikov, B.P Efremov, E.V. Bespalov, B.P. Tokochko	257
Estimation of Thermodynamic Parameters at High Temperature Shock Compression of Silicon Nitride in Plane Recovery Ampoules V.V. Yakushev, V.A. Kudakina, A.N. Zhukov, D.V. Shakhray, V.V. Kim	260
Measurements of Sound Velocities in 12Kh18N10T Austenitic Steel in the Range of Longitudinal Stress S <sub>xx</sub> up to 200 GPa for Calibration of Recent Elastic-Plastic Models E.A. Kozlov, D.G. Pankratov, O.V. Tkachev, A.K. Yakunin	263
<b>Method for Determination of Dynamic Phase Transitions in Conditions of High-Energy Impact</b> Yu,S. Usherenko	266

Deformation Behavior of Technical Aluminum at Dynamic Compaction	274
A.N. Petrova, V.V. Astafiev, I.G. Brodova, E.V. Shorokhov, K.V. Gaan, A.V. Gransky	

#### **CHAPTER IV**

#### NUMERICAL MODELING OF SHOCK WAVE PROCESSES IN INERT MATERIALS

Models of Dynamic Fracture and Their Numerical Realization L.A. Merzhievsky	277
Shock-Induced Plastic Deformations and Phase Transitions in Metals: New Insights from Molecular Dynamics Simulations I.I. Oleynik, V.V. Zhakhovsky, B.J. Demaske, C.T. White	280
<b>Code EGAK-CD for 3D Flow Simulation Using Grid and Discrete Approaches</b>	281
Modeling of processes of deformation and fracture of brittle heterogeneous materials, taking into account dependence of the mechanical response on strain rate	284
Numerical Modeling of Phenomenon of High-Velocity Impact and Explosion in Rock	288
Numerical 3D-Modeling of Spall and Shear Fracture in Shells from Austenite Steel at Spherical and Quasi-Spherical Shock Loading E.A. Kozlov, O.V. Ol'khov, E.V. Shuvalova	294
Numerical Analysis of Nucleation, Growth and Recollection of Damage in Aluminum 1060 under Axi-Symmetric Convergence P.V. Duday, A.V. Ivanovsky, S.S. Nadezhin, O.A. Tyupanova, A.M. Podurets, A.V. Tsibikov, A.N. Balandina, R.E. Reinovsky, A.M. Kaul, D. Holtkamp, D.Oro	298
Numerical Simulation of Plastic Deformation of Titanium Samples at Two-Piston DCAP S.A. Zelepugin, A.S. Zelepugin, E.V. Il'ina, N.V. Olimpieva	302
Calculation of Penetration Process for Layered Plates by Long Projectiles Taking into Account Radial Vibrations V.A. Gorelsky, M.Yu. Orlov, Yu.N. Orlov, K.N. Zhiltsova	306
Elementary 2D-Cell of the Heterogeneous Material Having Elastic-Plastic Binder and the Collapsing Microspherical Filler	310
High Strain Rate Deformation Model for Contractions Elements under Local Impulsive Loadings Marina V. Chernobryvko, Yuriy S. Vorobyov	313
<b>Theoretical Determination of Mechanical Parameters Composition Materials on the Base of Glass- and Organic Fibers</b> E.V. Bakhtina	316
Experimental and Numerical Simulation of Crack Propagation and Arrest in Steel and Structural Elements	317
Program for Calculating of Stress-Strain State and Strength of Axisymmetric Shells under Impulse Loading	319
Mathematical Modelling of 3D Dynamic and Strength of Multilayered Spiral Armed Cylinders V.A. Romashchenko	320
Plastic Deformation of Elliptic Plates Loaded by Pressure Pulses in a Liquid V.N. Storozhuk	322
Multiscale Modeling of Cementious Materials Under Shock Loading Conditions: Challenges and Issues A.M. Rajendran, R. Mohan, A.M. Dongare	324

#### CHAPTER V

## ADVANCED EXPLOSIVES

<b>Detonation Parameters of Plastisol Compositions Containing Silicon and Aluminum</b>	329
Afterburning in Air of Detonation Products with Excess of Burning Components V.Yu. Davydov, A.S. Gubin, F.S. Zagryadtsky, G.P. Postnikov, I.V. Potapov	334
Energy Content of Aluminized Explosive Nanocomposites M.N. Makhov	339
<b>Fragment Spectrum of Standard Cylinders Filled by New Explosive Compositions</b>	343
Pressure of Detonation: the Settlement Estimation for Mixes Explosives with Metals and Inorganic Oxidizers	348
O.V. Voronko, A.S. Smirnov, A.B. Terentyev, V.V. Balalaev	
About the Dilatation Velocity of Cylindric Confinement and Abutment Tossing Speed during the Tossing with the Explosive Charge	351
Detonation Capability of Binary Mixture of Explosives	354
Deflagration to Detonation Transition in Mechanoactivated Mixtures of Perchlorates with Silicon	
and Aluminium A.Yu. Dolgoborodov, N.E. Safronov, V.A. Teselkin, A.N. Streletskii	361
About Influence of Additions on Threshold of Initiation of Complex Perchlorate of Copper M.A. Ilyushin, I.V. Tselinsky, A.V. Smirnov	365
Investigation of Properties of Spheroidal HMX	371
Search of Correlation Dependence of Parameters of Fragments Spectrum for Cylinder N12 on	
Explosive Properties	377
Investigation of Properties of NTF – New Meltable HE	380
Hyper-Exponential Distribution of Fragments Spectrum for Cylinders Filled by HE on the Base of Rocket Propellants Components	387

#### **CHAPTER VI**

## **APPLICATIONS OF SHOCK WAVE PROCESSES**

<b>Experimental and Numerical Study of Shock Loading of Dummy of Transport Vehicles</b> I.B. Chepkov, S.P. Bisyk, V.A. Golub, V.G. Korbach	392
Plastical Properties of Steel Cylindrical Shells Loaded by Explosion M.M. Boiko, E.F. Gryaznov, E.V. Nikitina	396
Parameters for Selection of Most Long Fragments as Additional Index for Search of Perspective "Metal – HE" Compositions A.V. Barmin, V.A. Odintsov, E.V. Kolganov, N.A. Imkhovik, I.O. Shklyabin	399
Electric Field Generated at Energy Conducting from Metal Target S.M. Usherenko, D.A. Lyutina	404
Explosion Welding: Processes and Structures B.A. Grinberg, M.A. Ivanov, V.V. Rybin, A.V. Plotnikov	410
Stress-Deformed State of Elements of Tube Explosive Chamber Yu.M. Sidorenko, P.S Shlensky	413

X-Ray Technique for Study of Fragmentation Process of Cylinders N12 A.V. Barmin, A.V. Gladtsinov, M.A. Vlasova, I.O. Shklyabin, E.V. Kolganov, N.A. Imkhovik	418
Sub-Millimetres Piezo-Gauges for Determination of Pressure Profiles for Shock and Detonation Waves with Small Radius of Front Curvature	422
<b>Optical Initiation of Energetic Materials in Science and Technology. An Overview</b>	425
Materials for Biomedicine Obtained by Treatment of Metals by High Velocity Flow of Particles S.E. Aleksentseva, A.L. Krivchenko	435
Estimation of Heat Exchange Velocity in Process of Shock Wave Preparation of Diamond, BN and γ-Phase of SiN	438

Наукове видання

# Ударні хвилі в конденсованих середовищах

Праці Міжнародної науково-технічної конференції Київ, 16-21 вересня 2012 р.

Редактори В. Ю. Кліменко, Г. В. Степанов

Комп'ютерний набір І. Ю. Козирева

Підписано до друку 17.08.2012. Формат 84х108/8 Папір офсетний №1. Друк офсетний Наклад 120. Зам. № 586

> ЗАТ «ВІПОЛ» Вул. Волинська, 60 Свідоцтво про внесення до Державного реєстру серія ДК № 752 від 27.12.2001 р.