

**ЭКСТРЕМАЛЬНЫЕ
СОСТОЯНИЯ ВЕЩЕСТВА.
ДЕТОНАЦИЯ.
УДАРНЫЕ ВОЛНЫ**

Том 2



САРОВ • РФЯЦ-ВНИИЭФ

XXI ХАРИТОНОВСКИЕ ЧТЕНИЯ

ФГУП «РОССИЙСКИЙ ФЕДЕРАЛЬНЫЙ ЯДЕРНЫЙ ЦЕНТР –
ВСЕРОССИЙСКИЙ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ФИЗИКИ»

**ЭКСТРЕМАЛЬНЫЕ СОСТОЯНИЯ ВЕЩЕСТВА.
ДЕТОНАЦИЯ. УДАРНЫЕ ВОЛНЫ**

**EXTREME STATES OF SUBSTANCE.
DETONATION. SHOCK WAVES**

**ТРУДЫ МЕЖДУНАРОДНОЙ КОНФЕРЕНЦИИ
XXI ХАРИТОНОВСКИЕ ТЕМАТИЧЕСКИЕ НАУЧНЫЕ ЧТЕНИЯ**

**PROCEEDINGS OF INTERNATIONAL CONFERENCE
XXI KHARITON'S TOPICAL SCIENTIFIC READINGS**

15–19 апреля 2019 г.

В двух томах

**Под редакцией
доктора технических наук
А. Л. Михайлова**

Том 2

САРОВ
2019

УДК 534.222.2+536.4

ББК 22.23

Э41

Э41 Экстремальные состояния вещества. Детонация. Ударные волны. Труды Международной конференции XXI Харитоновские тематические научные чтения : В двух томах. – Саров: ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 2019. Т. 2. 286 с.

ISBN 978-5-9515-0444-9

ISBN 978-5-9515-0446-3 (т. 2)

Ежегодные научные чтения, проводимые в РФЯЦ-ВНИИЭФ, носят имя академика АН СССР Ю. Б. Харитона – выдающегося ученого двадцатого века, основателя и научного руководителя (1946–1997 гг.) Российского федерального ядерного центра – Всероссийского НИИ экспериментальной физики. XXI Харитоновские тематические научные чтения посвящены 115-летию со дня рождения Юлия Борисовича.

Доклады российских и зарубежных авторов, представленные на XXI Харитоновских тематических научных чтениях «Экстремальные состояния вещества. Детонация. Ударные волны» (г. Саров Нижегородской обл., 15-19 апреля 2019 г.), отражают современное состояние исследований экстремальных состояний вещества при воздействии импульсных давлений и температур, проблем физики ударных и детонационных волн, энергетических материалов.

Труды этой международной конференции могут представлять интерес для широкого круга специалистов в области физики быстропротекающих процессов и высоких плотностей энергии, а также аспирантов и студентов старших курсов физических и физико-технических факультетов.

УДК 534.222.2+536.4

ББК 22.23

ISBN 978-5-9515-0444-9

ISBN 978-5-9515-0446-3 (т. 2)

© ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 2019

ОРГАНИЗАТОР КОНФЕРЕНЦИИ

**ФГУП «РОССИЙСКИЙ ФЕДЕРАЛЬНЫЙ ЯДЕРНЫЙ ЦЕНТР –
ВСЕРОССИЙСКИЙ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ФИЗИКИ»**

ПРЕДСЕДАТЕЛЬ ОРГКОМИТЕТА

**Почетный научный руководитель ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ»
Академик РАН – Р.И. ИЛЬКАЕВ**

ЗАМЕСТИТЕЛЬ ПРЕДСЕДАТЕЛЯ ОРГКОМИТЕТА

Заместитель научного руководителя РФЯЦ-ВНИИЭФ – А.Л. МИХАЙЛОВ

ПРОГРАММНЫЙ КОМИТЕТ

А.Л. Михайлов – руководитель

С.В. Ерунов	А.М. Подурец
В.А. Раевский	В.А. Огородников
О.В. Свирский	И.Р. Трунин
М.В. Жерноклетов	А.С. Гладцинов
О.Б. Дреннов	С.А. Вахмистров
Н.В. Невмержицкий	Ю.В. Шейков
В.М. Бельский	И.В. Занегин

Редакционно-оформительская группа

О.В. Мясоедов, Н.П. Румянцева, Н.Н. Чухонцева, З.В. Соколова

РОССИЙСКИЕ ОРГАНИЗАЦИИ-УЧАСТНИКИ

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», г. Саров
Филиал ФГУП РФЯЦ ВНИИЭФ «НИИИС им. Ю.Е. Седякина», г. Нижний Новгород
СарФТИ НИЯУ МИФИ, г. Саров
ФГУП «РФЯЦ-ВНИИТФ им. академика Е.И. Забабахина», г. Снежинск
ФГБУН Институт химической физики РАН им. Н.Н. Семенова, г. Москва
ФГБУН Объединенный институт высоких температур РАН, г. Москва
ФГБОУ ВО МГУ им. Н.Э. Баумана, г. Москва
НИЯУ МИФИ, г. Москва
ООО «ВИДЕОСКАН», г. Москва
ООО «НПП НАНОСКАН», г. Москва
Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН, г. Москва
ФГУП «ЦИАМ им. П.И. Баранова», г. Москва
ФГУП «ВНИИА им. Н.А. Духова», г. Москва
Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, г. Москва
ООО «Спас», г. Москва
ФГБУ «Институт глобального климата и экологии имени академика Ю.А. Израэля», г. Москва
НИУ Высшая школа экономики, г. Москва
ФГБНУ «Технологический институт сверхтвердых и новых углеродных материалов»
(ТИСНУМ) г. Москва, г. Троицк
ООО «РТК Инпекс», г. Мытищи, Московская обл.
ФГБУН Институт проблем химической физики РАН, г. Черноголовка, Московская обл.
Институт структурной макрокинетики и проблем материаловедения РАН, г. Черноголовка
ИСМАН, г. Черноголовка
ФКП «НИИ «Геодезия», г. Красноармейск, Московская обл.
АО «Красноармейский научно-исследовательский институт механизации»,
г. Красноармейск, Московская обл.
ФГБУН Институт гидродинамики им. М.А. Лаврентьева СО РАН, г. Новосибирск
ФГБОУ ВО Санкт-Петербургский государственный технологический институт
(технический университет), г. Санкт-Петербург
ФГУП «СКТБ «Технолог», г. Санкт-Петербург
ФГБОУ ВО Новосибирский государственный технический университет, г. Новосибирск
Институт математики им. С.А. Соболева СО РАН, г. Новосибирск
ФГАОУ ВО Научно-исследовательский институт механики ННГУ им. Н.И.Лобачевского,
г. Нижний Новгород
АО «ГосНИИмашиностроения им. В.В.Бахирева», г. Дзержинск, Нижегородская обл.
Институт механики сплошных сред УРО РАН, г. Пермь
ФГУП «Федеральный центр двойных технологий «Союз», г. Дзержинский, Московская обл.
Федеральный исследовательский центр угля и углехимии СО РАН, г. Кемерово
ФГУП ЦНИИмаш, г. Королев, Московская обл.
Бийский технологический институт (филиал) ФГБОУ ВО «Алтайский государственный
технический университет им. И.И. Ползунова», г. Бийск
АО «Федеральный Научно-Производственный центр «Алтай», Алтайский край, Бийск
ФГБОУ ВО «Казанский национальный исследовательский технологический
университет», г. Казань

ИНОСТРАННЫЕ ОРГАНИЗАЦИИ-УЧАСТНИКИ

Los Alamos National Laboratory, USA
Institute of Fluid Physics, China Academy of Engineering Physics, China
Research Center of Laser Fusion, China Academy of Engineering Physics, China
Institute of Applied Physics and Computational Mathematics, China
Fonoriton SciLab, Tallinn, Estonia
Tel Aviv University, Israel
Институт проблем горения, Алматы, Казахстан

ВЫСОКОСКОРОСТНОЕ МЕТАНИЕ И СОУДАРЕНИЕ. ЯВЛЕНИЯ КУМУЛЯЦИИ HIGH-VELOCITY LAUNCHING AND IMPACTS. CUMULATION PHENOMENA

ОСОБЕННОСТИ ОСЕСИММЕТРИЧНОГО СХОЖДЕНИЯ ЛЕГКОПЛАВКОЙ ОБОЛОЧКИ В СИСТЕМЕ С $R_{вв} 75$ мм

А.В. Ольховский, Д.П. Кучко, А.Е. Широбоков

Федеральное государственное унитарное предприятие “Российский федеральный ядерный центр – Всероссийский научно-исследовательский институт технической физики имени академика Е.И. Забабахина”
Снежинск, Россия

Представлены основные результаты взрывного эксперимента с полусферическим измерительным узлом и оболочкой из свинца марки С1 толщиной 3 мм ($\epsilon_0=5,4\%$), первоначально расположенной на относительном радиусе $R_0=0,73R_{вв}$. Взрывное нагружение изучаемой оболочки осуществлялось при помощи взрывчатого состава на основе октогена, с инициированием в полюсе системы. Регистрация процессов осуществлялась двумя методиками: многоканальной лазерно-гетеродинной и двухракурсной рентгенографической.

Такой подход позволил получить детальную систематическую информацию по симметрии и динамике схождения изучаемой оболочки в зависимости от полярного и азимутального углов, а также диагностировать по профилям скоростей изучаемых зон оболочки плавление материала оболочки во фронте ударной волны (УВ) в диапазоне полярного угла $\theta=0^\circ-30^\circ$ и образование локальных отколов при $\theta=40^\circ-80^\circ$. Также определены значения максимальной разновременности и разнородности выхода УВ на внутреннюю границу оболочки (ВГО).

Полученные результаты демонстрируют перспективность применения многоканальной лазерно-гетеродинной диагностики для исследований особенностей схождения оболочек из конструкционных материалов разной прочности, в сферических системах с одно-, двухточечным и многоточечным инициированием.

Цель исследования изучение особенностей схождения оболочек

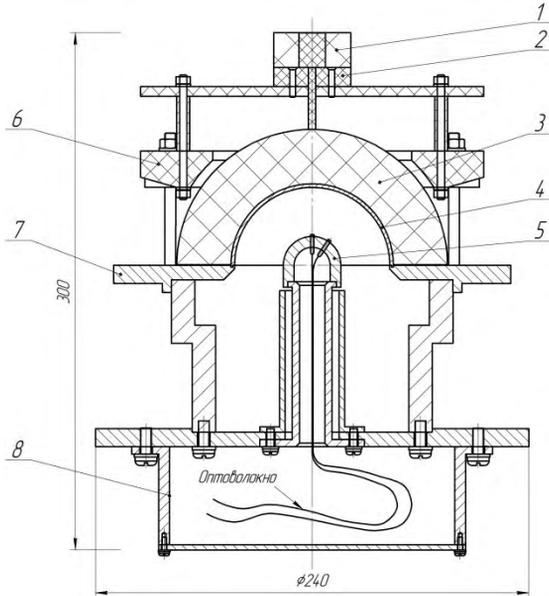
- газодинамическая отработка измерительных блоков с одноточечным инициированием слоя ВВ и регистрация быстротекущих процессов многоканальной ЛГМ-диагностикой;
- определение границ применимости ЛГМ- и РГ-диагностик при исследовании сферического схождения легкоплавких и пылящих оболочек.

Особенности конструкции взрывного измерительного узла:

Для проведения взрывного эксперимента в осесимметричной постановке с одноточечным режимом детонации был создан измерительный узел с многоканальной диагностикой симметрии и динамики сходящейся оболочки (Рисунок 1). Измерительная головка содержала 99 оптических коллиматоров. Волоконно-оптические коллиматоры имели наружный диаметр – 1,3 мм.

Волоконно-оптические коллиматоры ориентировались в измерительной головке по полярному углу θ от 0° до 90° (отсчет от полюса измерительной головки к ее экватору) с равным шагом в 10° и равным шагом по азимутальному углу ϕ .

Понятно, что наиболее длительное время без влияния волн экваториальной (боковой) разгрузки будут двигаться участки оболочки, на которые ориентировались коллиматоры, располагавшиеся на первых шести ярусах. Это следует иметь в виду при статистическом анализе и интерпретации результатов измерений. Тем не менее, для отработки технологии сборки измерительных головок, а также апробации измерений, были установлены по 4 коллиматора на 7, 8 и 9 ярусах.



- 1 – Электродетонатор
- 2 – трубка подвода детонации;
- 3 – основание из ВВ;
- 4 – исследуемая оболочка;
- 5 – измерительная головка;
- 6 – прижим
- 7 – опорный диск;
- 8 – контейнер для оптоволоконна.

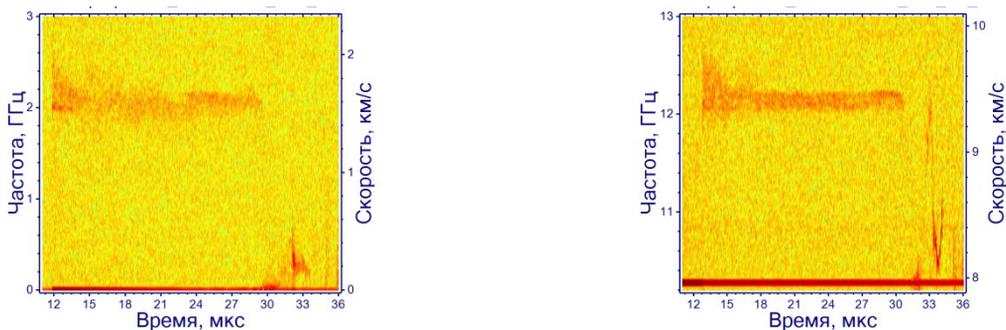
Рисунок .1 Схема взрывного измерительного узла

Результаты измерений

Лазерно-гетеродинной методикой регистрировалось изменений во времени радиальной компоненты скоростей движения различных участков свободной поверхности изучаемой оболочки.

Обработка всех экспериментальных осциллограмм проводилась по методу быстрого преобразования Фурье.

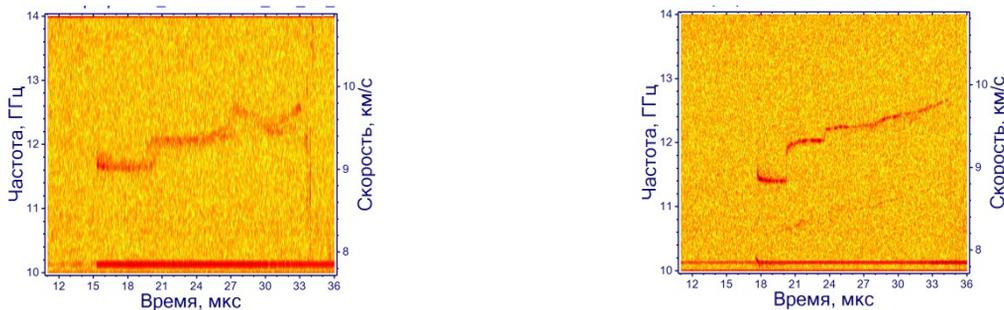
На рисунках 2 представлены спектрограммы зарегистрированных сигналов, для некоторых углов θ и ϕ .



а) Сигнал с полюсной зоны оболочки $\theta=0^\circ, \phi=0^\circ$

б) Сигнал с коллиматора 9 $\theta=20^\circ, \phi=0^\circ$

Рисунок 2а,б. Спектрограммы сигналов полученные в эксперименте



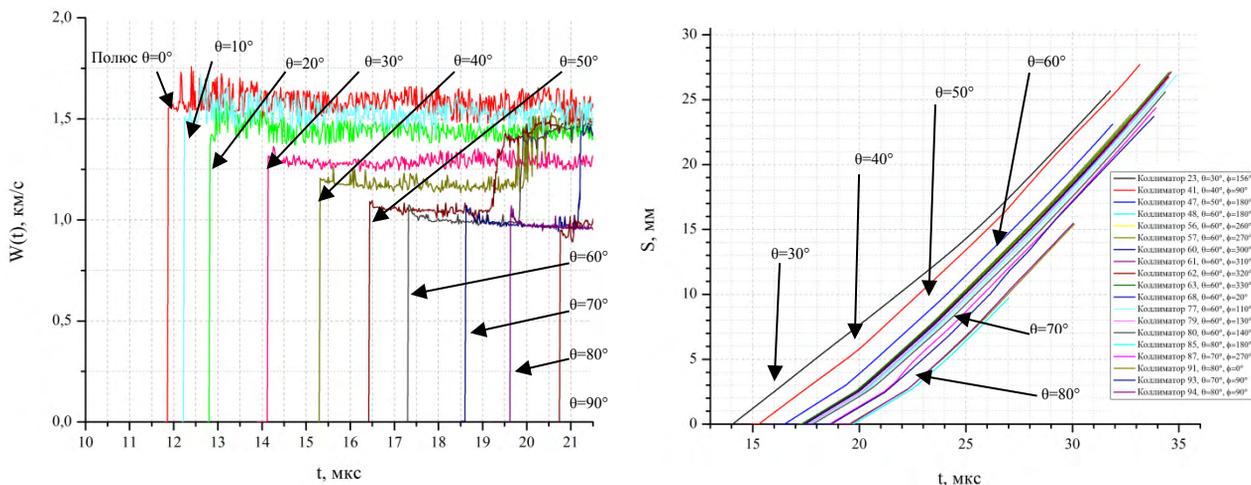
в) Сигнал с коллиматора 41 $\theta=40^\circ$, $\phi=90^\circ$

г) Сигнал с коллиматора 48 $\theta=60^\circ$, $\phi=180^\circ$

Рисунок 2вг. Спектрограммы сигналов полученные в эксперименте

На рисунке 3 в увеличенном одинаковом масштабе представлены характерные волновые профили радиальных компонент движения и перемещения некоторых участков изучаемой оболочки.

По данным рисунка 3а хорошо наблюдается спад радиальных компонент скорости под разными зонами ВГО и разница во времени УВ на ВГО. По мере прохождения детонационной волны в основании из ВВ к экваториальной части, скорости выхода УВ на ВГО снижаются.



а) Изменение во времени радиальных компонент скоростей движения локальных участков оболочки

б) Радиальные компоненты перемещений S некоторых зондируемых участков оболочки

Рисунок 3. Результаты лазерно-гетеродинной диагностики

Из представленных профилей видно, что:

- профили скорости, полученные с коллиматоров зондирующих ВГО в полюсе под точкой инициирования $\theta=0^\circ$ и на ярусах с углами по $\theta=10^\circ, 20^\circ, 30^\circ$, свидетельствуют, что материал оболочки плавиться во фронте ударной волны. В результате регистрируется не движение поверхности оболочки, а летящий поток микрокапель (микрокапель) свинца;

- на профилях скорости, полученных с зондируемых участков оболочки $\theta=70^\circ, 80^\circ, 90^\circ$, начиная с 21-22 мкс, проявляются возмущения обусловленные отражением УВ от стального диска, на котором устанавливалась исследуемая оболочка;

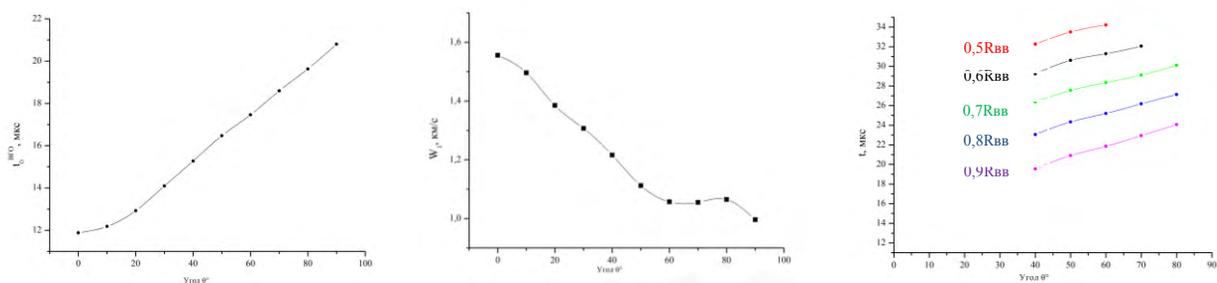
- на профилях скорости, полученных с зондируемых участков оболочки $\theta=80^\circ, 90^\circ$, начиная с 23 мкс, проявляется снижение скорости движения оболочки, обусловленное влиянием волн экваториальной (боковой) разгрузки. Это особенно заметно на положении ВГО полученном по рентгенографической методике на $t_{1/2} = 30$ мкс (рисунок 5).

Представленные на рисунке 3 профили скоростей движения участков внутренней границы оболочки из свинца марки С1 позволяют оценить параметры первой ударной волны непосредственно перед ее выходом на ВГО и величину спада скорости в зависимости от полярного угла в диапазоне $\theta=0-90^\circ$, по мере прохождения скользящей УВ в оболочке.

Следует отметить, что в зонах с полярными углами $\theta=0-30^\circ$ в оболочке на начальном этапе ее движения происходит плавление материала оболочки во фронте УВ, а в зонах $\theta=40-80^\circ$ образуются локальные откольные разрушения. После образования откольные слои движутся в течение некоторого времени $\sim 2-3$ мкс по инерции с примерно постоянной скоростью, до их подхватывания основной частью оболочки.

Повышенный разброс скорости ВГО на первом скачке, по-видимому, связан с реализацией плавления и локальных отколов в материале изучаемой оболочки. На рисунке 4б приведены зависимости радиальных компонент скорости от угла θ .

Стоит отметить, что общая разновременность выхода УВ на ВГО при $\theta=90^\circ$ относительно $\theta=0^\circ$, равна 8,92 мкс. На рисунке 4в показана разновременность подлета оболочки на радиусы $0,5 \div 0,9 R_{ВВ}$ для участков ВГО расположенных на углах $\theta=40-80^\circ$.



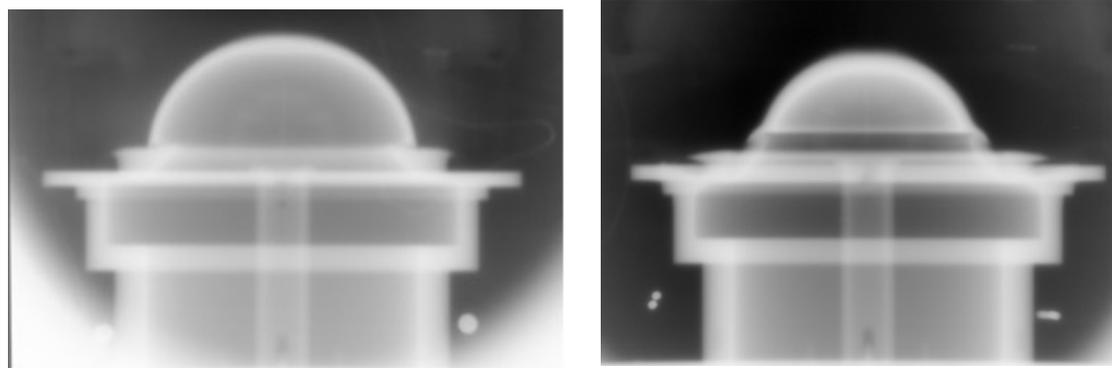
а) Зависимость времени выхода ударной волны на ВГО от угла θ

б) Зависимость радиальных компонент первого скачка скорости W_1 от угла θ

в) Разновременность подлета оболочки на радиусы $0,5 \div 0,9 R_{ВВ}$

Рисунок 4 Результаты обработки волновых профилей

Схождение оболочки из свинца регистрировалось на два момента времени: $t_{0-\gamma 1}=23$ мкс и $t_{0-\gamma 2}=30$ мкс. $t_{0-\gamma}$ – время генерации гамма-импульса, отсчитываемое от момента выдачи электрического импульса на ЭД. Источником тормозного излучения являлся бетатронный комплекс. Запись теневого изображения осуществлялась на 2 пакета запоминающих экранов ФЭЗ. Полученные изображения представлены на рисунке 5.



а) снимок с РУ1

б) снимок с РУ2

Рисунок 5. Рентгенографические снимки взрывного эксперимента с измерительным узлом по первому (а) и второму (б) ракурсам съемки на разные моменты рентгенографирования

На полученных рентгенограммах зафиксированы состояния наружной и внутренней поверхностей сходящейся оболочки. На рисунке 6 представлено сравнение полученных данных по перемещению ВГО по результатам измерений ЛГМ и рентгенографической методик.

Для выявления по результатам обработки рентгенограмм положения возможных поверхностей откольных и сдвиговых повреждений в изучаемой оболочке на определенный момент рентгенографирования необходим дальнейший анализ.

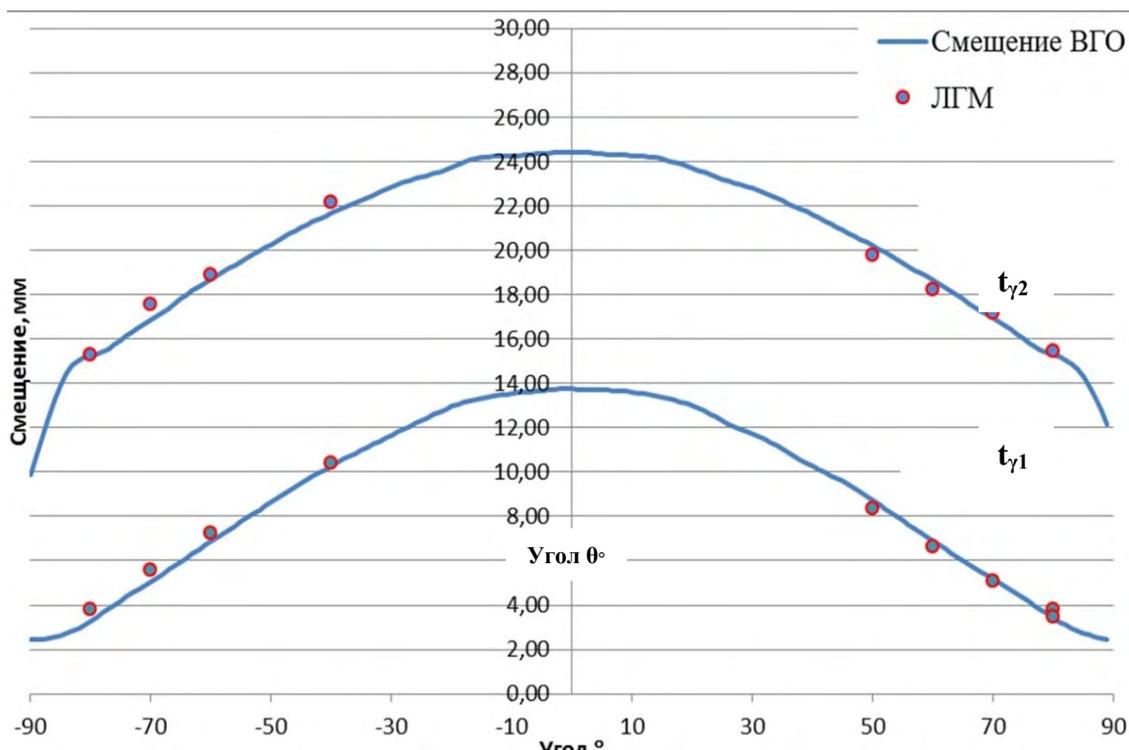


Рисунок 6. Сравнение положения внутренней границы, полученных двумя методиками на два момента времени ($t_{\gamma 1} = 23$ мкс, $t_{\gamma 2} = 30$ мкс).

Выводы

Представлены постановка и результаты эксперимента по взрывному обжатию оболочки из свинца марки С1 в системе с $R_{\text{ВВ}}=75$ мм с диагностикой процесса имплозии многоканальной лазерно-гетеродинной и двухракурсной рентгенографической методиками.

Применение многоканальной лазерно-гетеродинной диагностики во взрывном эксперименте с осесимметричной постановкой позволило:

- получить детальную систематическую информацию по симметрии и динамике схождения изучаемой оболочки из малопрочных и легкоплавких металлов в зависимости от полярного угла и ориентации анализируемого участка оболочки;
- диагностировать по профилям скоростей характерных зон в изучаемой оболочке из свинца марки С1 при $\theta=0^\circ-30^\circ$ плавление материала оболочки во фронте УВ, также образование в изучаемой оболочке локальных отколов в диапазоне по углу $\theta=40^\circ-80^\circ$;
- получить систематическую информацию при увеличенном количестве углов диагностики для уточнения не только θ -ой, но и ϕ -ой асимметрии ВГО.

Определена максимальная разновременность выхода ударной волны на внутреннюю границу оболочки (ВГО) и максимальная разнородинамичность на первом скачке скорости ВГО.

Список литературы

1. Козлов Е.А. и др., Результаты экспериментов по разгону стальных пластин с диагностикой процессов одновременно двумя лазерно-интерферометрическими методиками // Физика горения и взрыва, 2014, т.50, №6 — С. 114–121.
2. Козлов Е. А. и др. Особенности динамики схождения стальных оболочек при их взрывном нагружении по результатам лазерно-интерферометрических измерений // Физика металлов и металловедение, 2011, т. 112, № 4. — С. 412–428.
3. Strand O. T., Goosman D. R., Martinez C., Whitworth T. L. Compact system for highspeed velocimetry using heterodyne techniques // Rev. Sci. Instrum. — 2006. — V. 77. — 083108.
4. Козлов Е. А. и др. Локальные сдвиговые и откольные повреждения стальных оболочек при квазисферическом взрывном нагружении //Междунар. конф. «Ударные волны в конденсированном веществе», Киев, Украина: сб. докл. — Интерпресс ЛТД, 2012. — С. 158–163.
5. Ахметов А. Р., Хренков С. Д. [и др.], Ускорители ЛИУ-2 и БИМ в составе рентгенографического комплекса РФЯЦ-ВНИИТФ [Текст] / - 2014. - 4 с., 15 с. - (Доклад на Российскую конференцию по ускорителям заряженных частиц, октябрь 2014, Обнинск)
6. Ахметов А. Р., Каргин А. А. [и др.], Установки БИМ 234.3000М и ЛИУ-2 в составе рентгенографического комплекса РГК-Б1 [Текст] /. - 2014. - 1 с., 21 с. - (Доклад в материалы XII Международной конференции "Забабахинские Научные Чтения - 2014", июнь 2014, Снежинск)

PECULIARITIES OF AXISYMMETRIC CONVERGENCE OF LOW-MELTING SHELL ($R_{HE} = 75 \text{ MM}$)

A.V. Olkhovsky, D.P. Kuchko, A.E. Shirobokov

Federal State Unitary Enterprise "Russian Federal Nuclear Center - Zababakhin All-Russia Research Institute of Technical Physics," Snezhinsk, Russia

The paper presents the main results of the explosion experiment with semispherical measurement module and C1 led shell 3mm thick ($\varepsilon_0=5.4\%$), initially positioned at $R_0=0.73R$ (relative radius of HE). The tested system was explosively loaded with HMX-based HE, which was initiated at the pole. The processes were registered by two methods: multichannel PDV and two-angle X-ray imaging method.

Such an approach allowed us to get detailed systematic information on the shell convergence symmetry and dynamics accounting for the zenith and azimuth angles. Analysing the velocity profiles of the studied zones of the shell we could also detect shell melting at shockwave (SW) front within zenith angle range $\theta=0^\circ-30^\circ$ and local spallation at $\theta=40^\circ-80^\circ$. We also determined maximum time and velocity difference values of SW reaching the internal shell boundary (ISB).

The obtained results reveal good potential of multichannel PDV to study convergence features of shells made of structural materials with various durability using spherical systems with one-, two-, and multi-point initiation.

The study is aimed to investigate into shell convergence features

- gas-dynamic testing of measurement modules with single-point HE initiation and multichannel PDV registration of high-speed processes;
- PDV and X-ray imaging validity limits in spherical convergence studies of low-melting and ejecting shells.

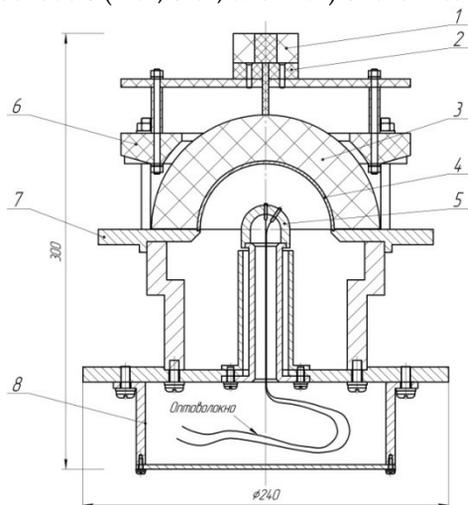
Explosion measurement module design features

Measurement module with multichannel symmetry and dynamics diagnostics of converging shell was designed (figure 1) to conduct explosive experiment in axisymmetrical configuration with single-point

detonation initiation. Measurement head contains 99 optical collimators. Optic-fiber collimators had 1.3 mm external diameter.

Optic-fiber collimators were positioned in measurement head in increments of 10° along the zenith angle θ from 0° to 90° (starting from the pole to the equatorial plane) and in equal increments along the azimuth angle ϕ .

It is clear, that shell regions, opposite to the first six rows of collimators, would move unaffected by equatorial (lateral) release for the longest time. The fact should be taken into account during further analysis and interpretation of the measurement results. Nevertheless, 4 collimators were mounted at each of the next three levels (7-th, 8-th, and 9-th) of the measurement head.

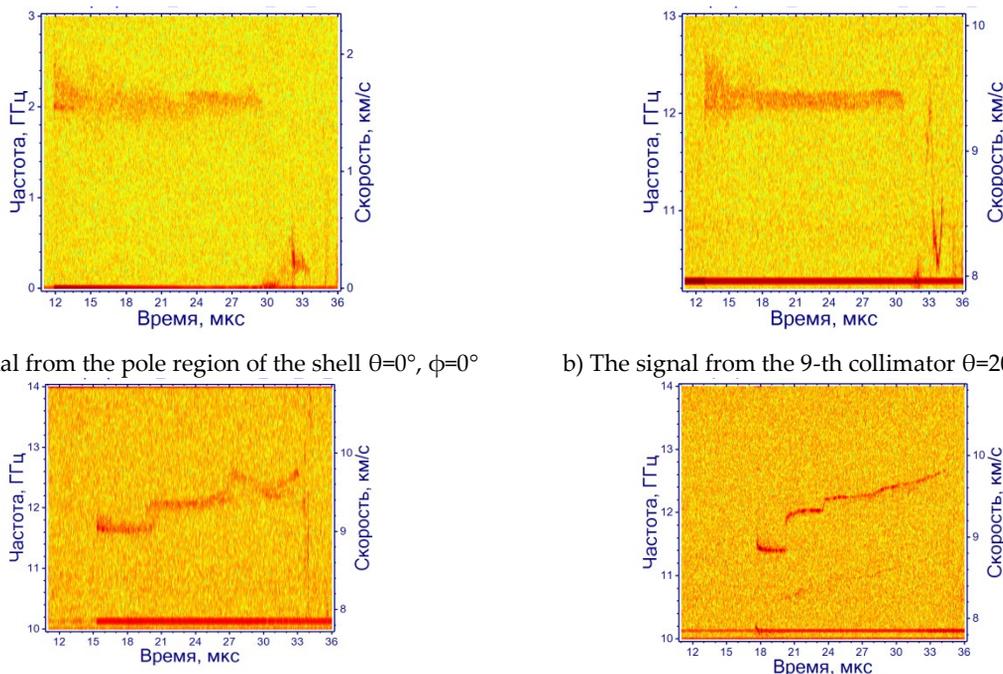


- 1 - electric detonator
- 2 - detonation transmission tube
- 3 - HE base
- 4 - studied shell
- 5 - measurement head
- 6 - clamp
- 7 - base plate
- 8 - optic-fiber container

Figure 1. Explosion measurement module scheme

Measurement results

PDV helped register histories of radial component of the velocities of various shell parts. Fast Fourier transform (FFT) was used to process all the experimental oscilloscope traces. Figure 2 shows spectrograms of the registered signals for some angles θ and ϕ .



a) The signal from the pole region of the shell $\theta=0^\circ, \phi=0^\circ$

b) The signal from the 9-th collimator $\theta=20^\circ, \phi=0^\circ$

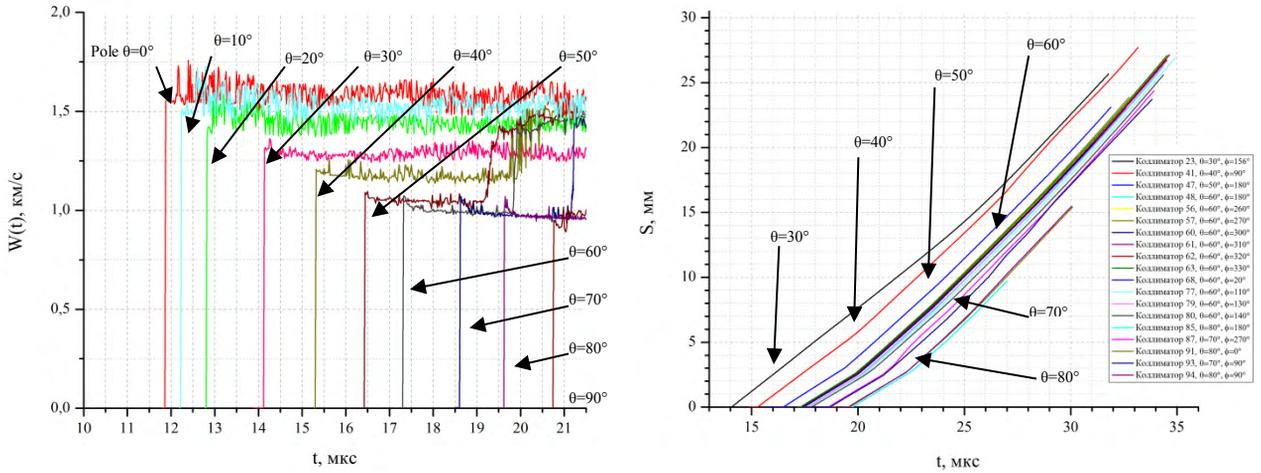
c) The signal from the 41-st collimator $\theta=40^\circ, \phi=90^\circ$

d) The signal from the 48-th collimator $\theta=60^\circ, \phi=180^\circ$

Figure 2. Experimental spectrograms

Figure 3 shows wave profiles of radial components of motion and displacement characteristic for some regions of the studied shell.

The data from figure 3a gives insight into the velocity radial component decrease under various ISB regions and time difference of SW arrival at the ISB. As the SW passes through HE base towards the equatorial part, the SW velocity of arriving at the ISB decreases.



a) The history of local shell regions movement velocities

b) movement radial components, S , of some probed shell regions

Figure 3. PDV results

Presented traces show that:

velocity profiles, generated by collimators opposite the pole, right under the initiation point $\theta=0^\circ$, and at the levels with the angles $\theta=10^\circ, 20^\circ, 30^\circ$, prove that shell material is melting at the SW front. Thus this is the flow of led microparticles (microdrops) that is registered and not the shell movement;

velocity profiles ($\theta=70^\circ, 80^\circ, 90^\circ$) starting from 21-22 μs show perturbations generated by SW reflection from the steel disk, on which the studied shell was mounted;

Shell velocity profiles ($\theta=80^\circ, 90^\circ$) starting from 23 μs show shell velocity decrease, caused by the impact of equatorial (lateral) release waves. The fact is proved by ISB position, determined by X-ray imaging, at $t_{7/2} = 30 \mu\text{s}$ (figure 5).

Velocity traces for C1 led ISB regions (figure 3) allow us to assess the first SW parameters right before the SW reaches the ISB, as well as to determine the velocity decrease depending on the zenith angle within the range $\theta=0-90^\circ$, while a sliding SW passes through the shell.

It should be noted that shell melting in the SW front is observed in the regions with zenith angles $\theta=0-30^\circ$; and local spallation takes place in the regions with $\theta=40-80^\circ$. After separation spall fragments continue to move inertially for $\sim 2-3 \mu\text{s}$ with roughly constant velocity until they are overtaken by the bulk of the shell.

Higher scattering of ISB velocity at the first jump is, probably, due to melting and local spallation in the studied shell. Figure 4b shows velocity radial components plotted against the angle θ .

It should be noticed that overall time difference of the SW reaching the ISB at $\theta=90^\circ$ compared to $\theta=0^\circ$, is about 8.92 μs . Figure 4c shows time difference in reaching the radii $0.5-0.9 R_{\text{HE}}$ by the shell regions at $\theta=40-80^\circ$.

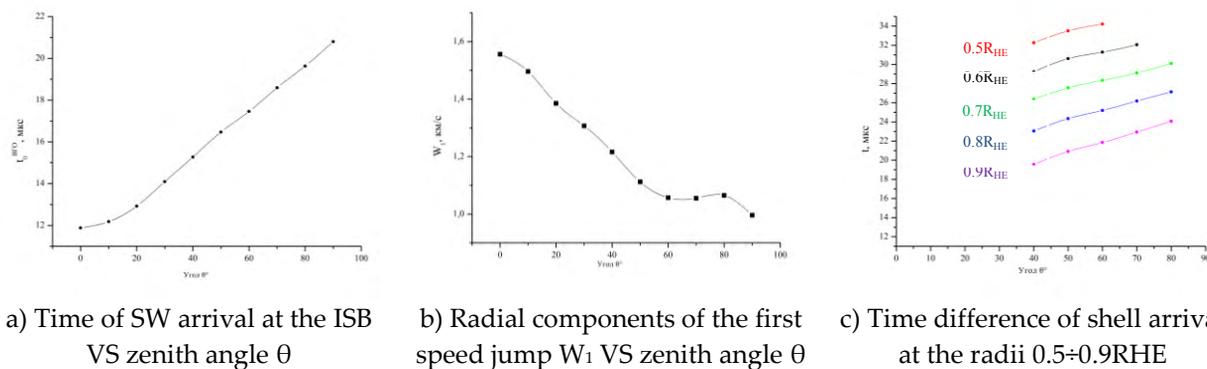
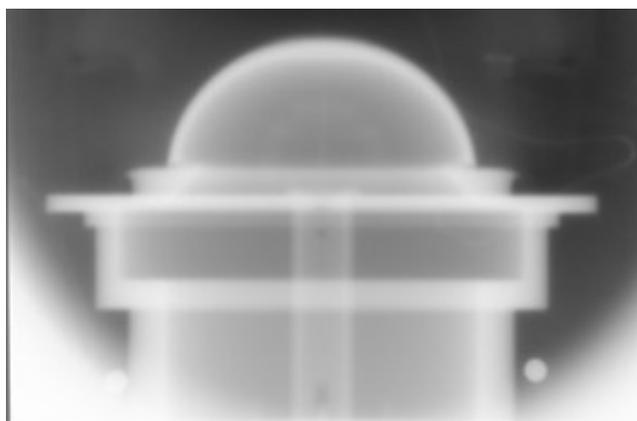
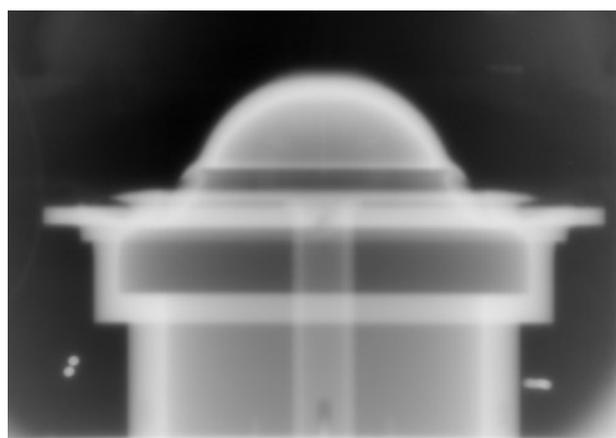


Figure 4. Wave profiles processing results

Led shell convergence was registered at two timepoints: $t_{0-\gamma 1}=23 \mu\text{s}$ and $t_{0-\gamma 2}=30 \mu\text{s}$ $t_{0-\gamma}$ – γ -pulse generation time reckoned from the moment of the electric pulse sent to the electric detonator. Betatron complex is a source of bremsstrahlung radiation. Shadow image was registered with 2 image plates. Figure 5 shows the obtained images.



a) Image from the 1-st X-ray facility



b) Image from the 2-nd X-ray facility

Figure 5. X-ray images of the explosion test with the measurement module from the first (a) and the second (b) perspective at different timepoints

The obtained X-ray images show the state of the external and internal surfaces of the converging shell. Figure 6 provides comparison between the ISB movement data obtained using PDV and data obtained using X-ray imaging.

Further analysis is required to find out the position of probable surfaces of the spall and shear fractures in the studied shell at defined moment of time.

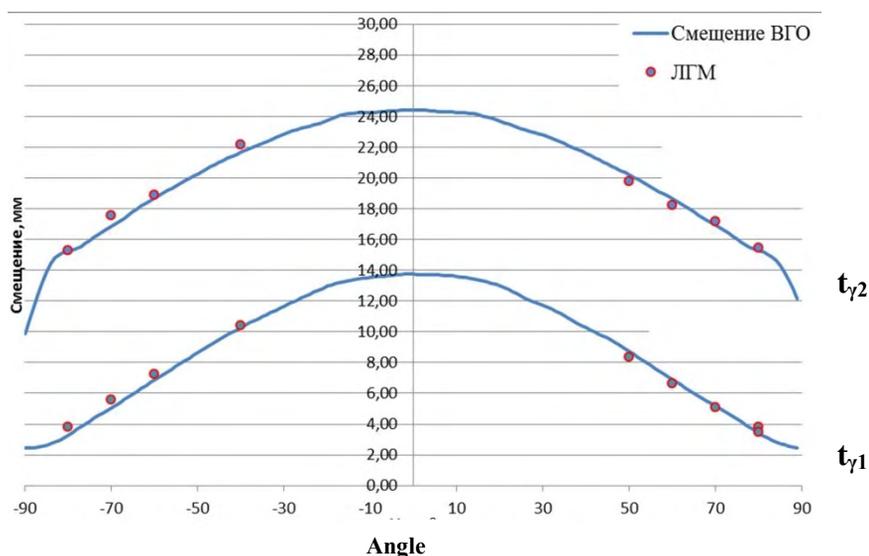


Figure 6. Comparison of the internal boundary position, defined using two techniques at two timepoints ($t_{\gamma 1} = 23 \mu\text{s}$, $t_{\gamma 2} = 30 \mu\text{s}$)

Conclusions

The work presents the experimental setup and the results of the explosive compaction of the C1 led shell, $R_{HE}=75 \text{ mm}$; the implosion was registered using multichannel PDV and two-view X-ray imaging techniques.

The use of multichannel PDV diagnostics in the explosion experiment with axisymmetrical setup allowed us to:

- get detailed systematic information on convergence symmetry and dynamics of shells made of low-durability low-melting materials with relation to the zenith angle and position of the considered shell regions;
- detect melting of C1 led shell at the SW front ($\theta=0^\circ-30^\circ$) using the velocity profiles of the characteristic regions, as well as to detect local spalls in the shell within the angle $\theta=40^\circ-80^\circ$;
- get systematic information with the increased number of views, providing data not only about θ -angle symmetry but also about ϕ -angle symmetry of ISB.

Maximum time difference of SW arrival at ISB is determined, as well as the maximum velocity difference at the first ISB velocity jump.

References

1. E.A. Kozlov et al., Results of steel plates acceleration experiments with simultaneous diagnostics by two laser interferometric techniques // *Combustion, Explosion, and Shock Waves*, 2014, v.50, #6 - p. 114-121.
2. E.A. Kozlov et al., Features of steel shell convergence dynamics under explosive loading measured by laser interferometric technique // *Metal physics and metal science*, 2011, v.112, #4, p. 412-428.
3. Strand O. T., Goosman D. R., Martinez C., Whitworth T. L. Compact system for highspeed velocimetry using heterodyne techniques // *Rev. Sci. Instrum.* — 2006. — V. 77. — 083108.

4. E.A. Kozlov et al., Local shear and spall fractures of steel shells under quasispherical explosive loading // Int. conf. "Shockwaves in condensed matter", Kiev, Ukraine, Proceedings, "Interpress" Ltd., 2012, p. 158-163.
5. A.R. Akhmetov, S.D. Khrenkov et al., LIU-2 and BIM accelerators as part of the RFNC-VNIITF X-ray imaging complex / 2014, p. 4, 15 (The report for the Russian conference on charged particles accelerators, October 2014, Obninsk)
6. A.R. Akhmetov, A.A. Kargin et al., BIM 234.3000M and LIU-2 as part of the X-ray imaging complex RGK-B1 / 2014, p. 1, 21 (The report for the XII International conference "Zababakhin scientific talks - 2014", June 2014, Snezhinsk).

ВЗРЫВНОЕ ФОРМИРОВАНИЕ ВЫСОКОСКОРОСТНЫХ ЖИДКИХ СТРУЙ

В.А. Хворостенко¹, Н.В. Шикун¹, С.С. Меньшаков²

¹ФГУП «Красноармейский НИИ механизации», Красноармейск, Россия

²МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва, Россия

Высокоскоростные жидкие струи (рисунок 1) имеют широкое применение в различных областях науки и техники, некоторые направления которых можно проследить по рисункам 2 – 4, взятых из работ [1, 2]. При этом жидкие струи могут формироваться различными способами.

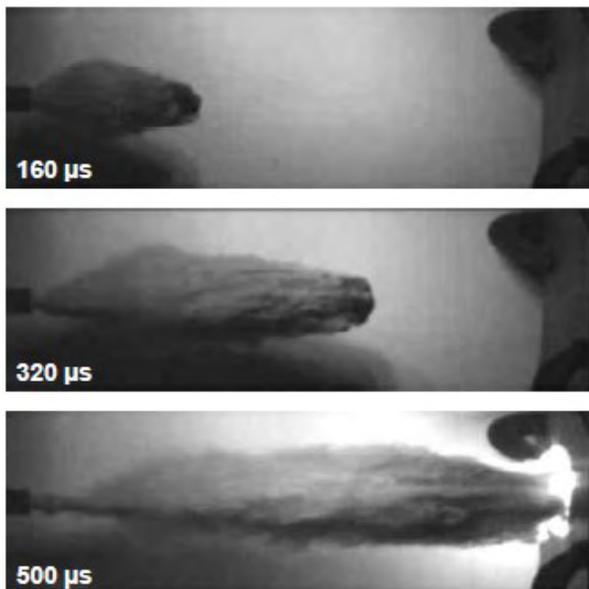


Рисунок 1. Изображения высокоскоростной жидкой струи в различные моменты времени

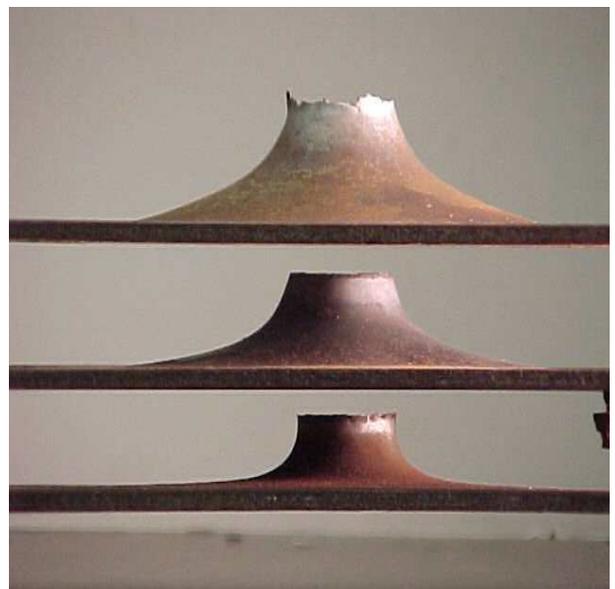


Рисунок 2. Прошивка трех, помещенных вместе 4.8-мм стальных пластин, водяным снарядом массой 240 г



Рисунок 3. Разрушение железобетонного блока толщиной 16 см с использованием водяного снаряда массой 230 г

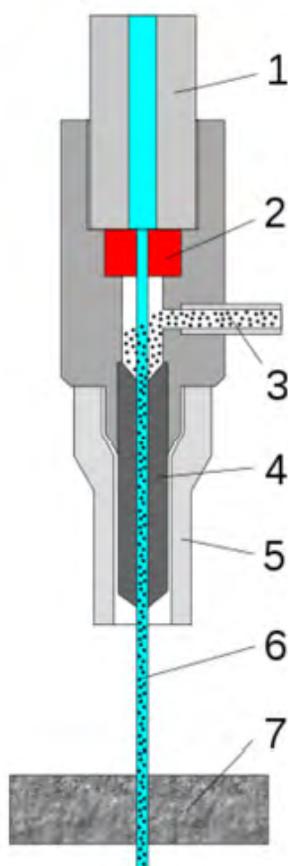


Рисунок 4. Типовая схема установки для гидроабразивной резки:
 1 – подвод воды под высоким давлением; 2 – сопло;
 3 – подача абразива; 4 – смеситель; 5 – кожух; 6 – режущая струя; 7 – разрезаемый материал

С целью миниатюризации и создания компактных исполнительных устройств для формирования и разгона жидких струи до высоких скоростей могут использоваться взрывчатые вещества (ВВ). В этом случае представляет интерес исследование вопросов взаимодействия продуктов взрыва (ПВ) и жидкости, параметров формирующихся жидких струй и динамика их движения в воздухе.

В настоящей работе с помощью AUTODYN в простейшей постановке было проведено численное моделирование взрывного формирования в воздухе высокоскоростных жидких струй из сквозного цилиндрического отверстия диаметром 6 мм в стальной пластине толщиной 30 мм.

С одного торца отверстия располагался заряд ВВ с параметрами ТНТ, оставшуюся часть занимала жидкость (вода). В расчетах варьировались длины заряда и жидкости, при этом их массы не превышали 1 г, а свободная поверхность жидкости могла иметь разную форму – плоскую, выпуклую, кумулятивную выемку. Следовательно, при выбранных параметрах имеет место взрывное формирование жидких микроструй с высокой скоростью, что обеспечивает малую длительность взаимодействия микроструй с энергетическими материалами, если на практике такое может произойти.

Инициирование заряда осуществлялось по поверхности свободного торца.

В расчетах оценивалось влияние параметров заряда ВВ и жидкости на массово-скоростные характеристики формируемой микроструи.

Уравнение состояния жидкости задавалось в форме «Shock» с $P_{\min} = 0$.

В таблице 1 приведены некоторые из рассмотренных схем взрывного формирования высокоскоростных жидких струй, причем в первой из них в начальный момент времени (первый столбец) струя имела свободный плоский торец, что привело во времени к формированию пористой структуры жидкой струи (второй столбец в момент времени 61 мкс), образовавшейся вследствие действия растягивающих напряжений в жидкости (кавитации). Максимальная скорость головной части струи V_{\max} определялась по параметрам движения, рассчитываемых в подвижных маркерах, располагаемых в различных сечениях по оси жидкой струи и в данном варианте достигла значения 1181 м/с (третий столбец таблицы 1).

В дальнейших расчетах по данному варианту менялись длины заряда ВВ (длина увеличивалась) и столбика жидкости (длина уменьшалась), следовательно, изменялся и коэффициент нагрузки $\beta = M_{\text{ВВ}}/M$, где $M_{\text{ВВ}}$ и M массы заряда ВВ и жидкости соответственно. Результаты этих расчетов для $V_{\max}(\beta)$ приведены на рисунке 5, из которого видно, что при длине столбика жидкости 10 мм ($\beta = 2.44$), его максимальная скорость достигает значительной величины 2129 м/с.

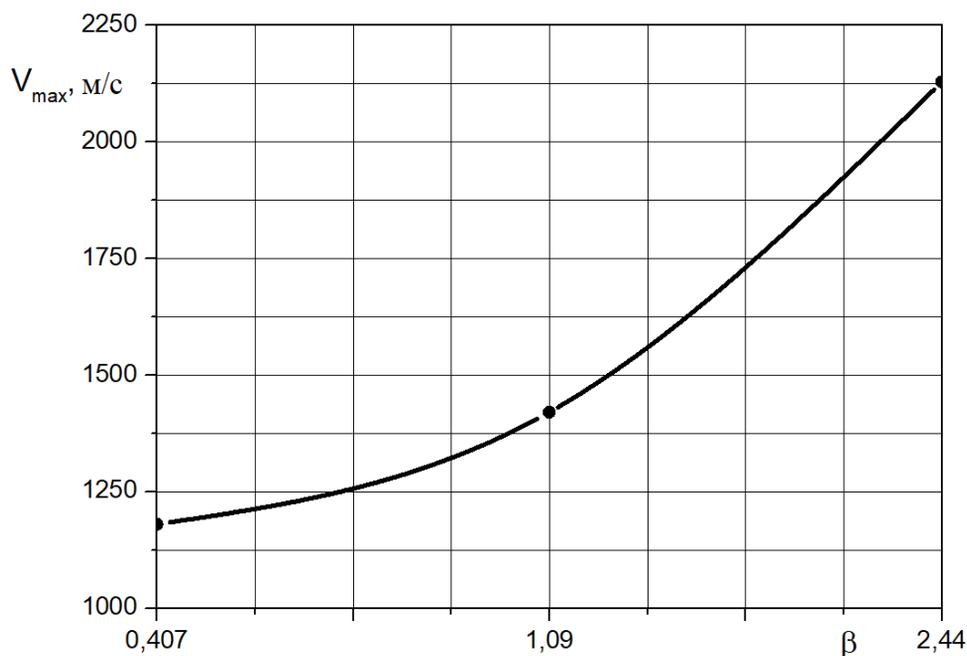
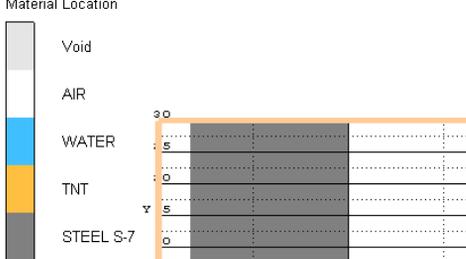
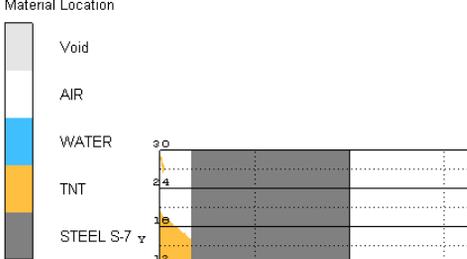
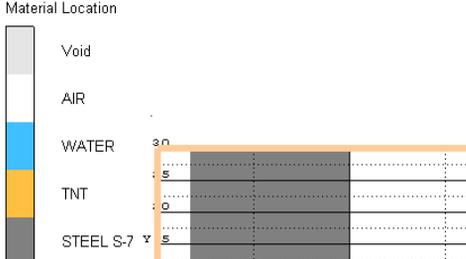
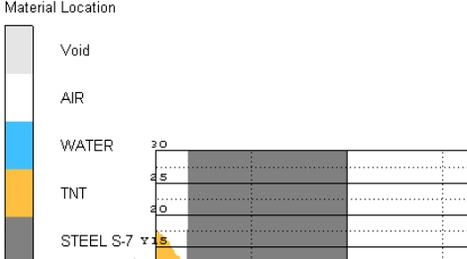
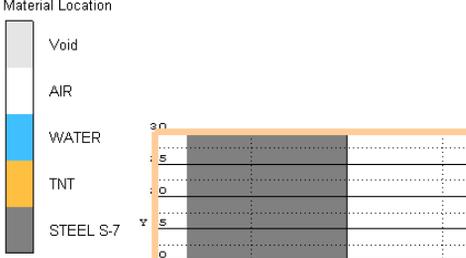
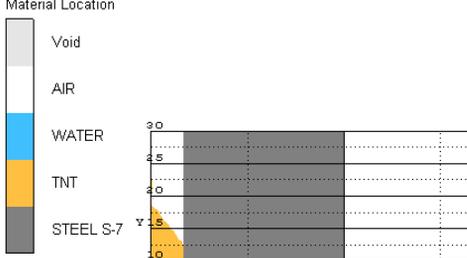


Рисунок 5. Изменение максимальной скорости V_{\max} головной части струи в зависимости от коэффициента нагрузки β

Таблица 1. Некоторые варианты рассмотренных схем взрывного формирования

Начальный момент времени	Текущий момент времени, мкс	V_{ma} $x, M/C$
<p>Material Location</p>  <p>var11 Cycle 0 Time 0.000E+000 μs Units mm, mg, μs Axial symmetry</p>	<p>Material Location</p>  <p>var11 Cycle 6646 Time 6.100E+001 μs Units mm, mg, μs Axial symmetry</p>	118 1
<p>Material Location</p>  <p>var11 Cycle 0 Time 0.000E+000 μs Units mm, mg, μs Axial symmetry</p>	<p>Material Location</p>  <p>var11 Cycle 1918 Time 2.003E+001 μs Units mm, mg, μs Axial symmetry</p>	103 6
<p>Material Location</p>  <p>var11 Cycle 0 Time 0.000E+000 μs Units mm, mg, μs Axial symmetry</p>	<p>Material Location</p>  <p>var11 Cycle 2511 Time 2.302E+001 μs Units mm, mg, μs Axial symmetry</p>	168 8

В варианте 2 (таблица 1) в начальный момент времени струя имела свободный торец в виде сферического сегмента высотой 1.5 мм, в результате чего при взрывном формировании такой струи ее головная часть испытывала пространственное расширение по всей поверхности сегмента, что привело к увеличению ее миделя, большому сопротивлению при движении в воздухе, и, соответственно, уменьшению максимальной скорости до значения ~ 1036 м/с (по сравнению со значением 1181 м/с для струи с плоским торцом).

Наконец, в последнем варианте (таблица 1) в начальный момент времени струя имела кумулятивную выемку в виде сферического сегмента высотой 1.5 мм, что привело в процессе взрывного формирования к образованию головной части жидкости в виде сплошного конуса, движущегося с максимальной скоростью в голове ~ 1688 м/с, в то время как остальная часть жидкой

струи имела пористую структуру и испытывала действие интенсивных растягивающих напряжений.

Таким образом, проведенные теоретические исследования показали, что даже небольшие по величине изменения в форме головной части (всего-то ± 1.5 мм в ту или иную сторону от плоского торца) могут привести к значительному изменению скорости движения жидкой микроструи, а значит, и к существенному изменению ее импульса.

Список литературы

1. ERNEST S. GESKIN, O. PETRENKO, V. SAMARDZIC, K. KLUZ Supersonic Liquid Projectiles: Novel Materials Processing Tool Proceedings of the 3rd IASME / WSEAS International Conference on CONTINUUM MECHANICS (CM'08). P. 172 – 179.

2. Анисимов П.Д., Колпаков В.И. Особенности математического моделирования гидро- и гидроабразивной обработки деталей из труднообрабатываемых материалов // Молодежный научно-технический вестник. 2016, № 09. С. 1-11. URL: <http://sntbul.bmstu.ru/doc/848937.html>

3. А.А. Илюхина, В.И. Колпаков, А.Л. Галиновский, А.В. Хахалин. Особенности процесса гидроабразивной резки сотовых панелей космических аппаратов // Вестник Московского университета. СЕРИЯ 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 2018, № 4. С. 101-107.

EXPLOSIVE FORMATION OF HIGH-SPEED LIQUID JETS

V.A. Hovorostenko¹, N.V. Shikunov¹, S.S. Menshakov²

¹ Federal State Unitary Enterprise “Krasnoarmeysky Research Institute of Mechanization”, Krasnoarmeysk, Moscow Region, Russia

² MSTU them. N.E. Bauman, Moscow, Russia

High-speed liquid jets (Figure 1) are widely used in various fields of science and technology, some areas of which can be traced in Figures 2-4, taken from [1 - 3]. In this case, liquid jets can be formed in various ways.

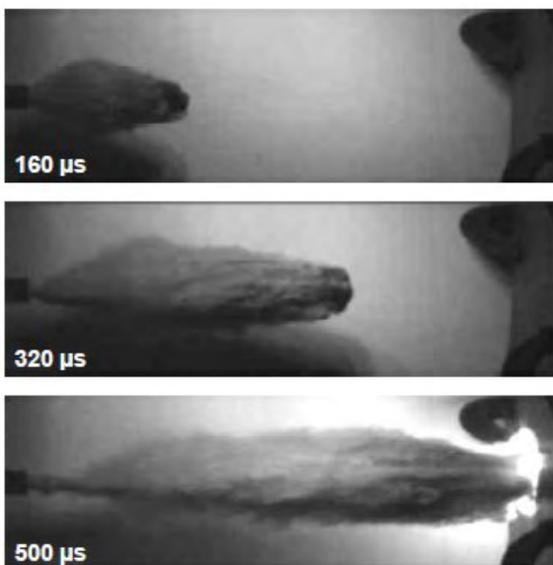


Figure 1. High-speed images liquid jet at various points in time

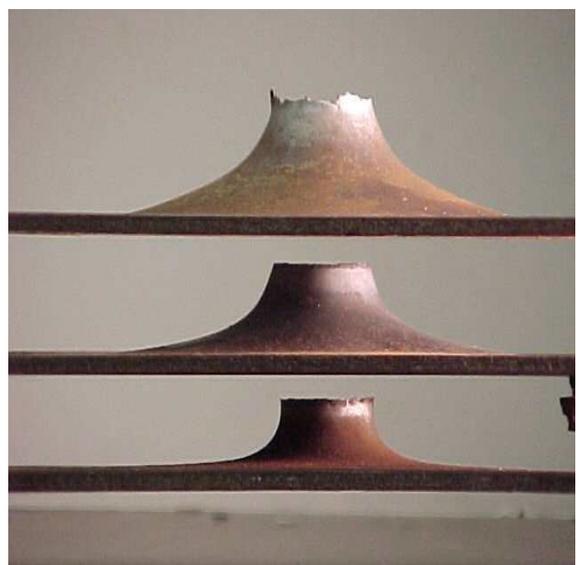


Figure 2. Firmware of three placed together 4.8 mm steel plates, water projectile weighing 240 g



Figure 3. The destruction of the reinforced concrete block with a thickness of 16 cm using a water projectile weighing 230 g

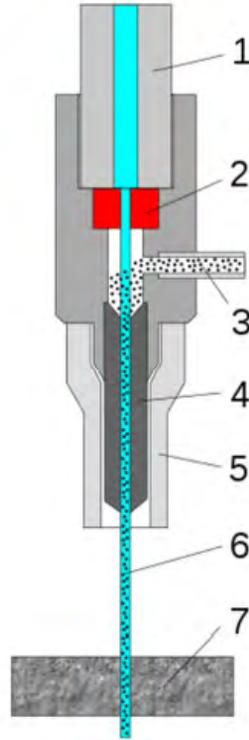


Figure 4. Typical installation scheme for waterjet cutting: 1 - high pressure water supply; 2 - nozzle; 3 - abrasive feed; 4 - mixer; 5 - casing; 6 - cutting jet; 7 - material to be cut

In order to miniaturize and create compact actuators for the formation and acceleration of a liquid jet to high speeds, explosives can be used. In this case, it is of interest to study the problems of interaction between the explosion products (EF) and the liquid, the parameters of the emerging liquid jets and the dynamics of their movement in the air.

In the present work, with the help of AUTODYN in the simplest setting, a numerical simulation of the explosive formation in air of high-speed liquid jets from a through cylindrical hole 6 mm in diameter in a steel plate 30 mm thick was carried out.

An explosive charge with TNT parameters was located at one end of the hole, the remaining part was occupied by a liquid (water). In the calculations, the lengths of the charge and the liquid were varied, while their masses did not exceed 1 g, and the free surface of the liquid could have a different shape — a flat, convex, cumulative notch. Consequently, with the selected parameters, an explosive formation of liquid micro jets takes place at a high speed, which ensures a short duration of the interaction of micro jets with energetic materials, if in practice this can occur.

The charge was initiated on the surface of the free end.

In the calculations, the effect of the parameters of the explosive charge and liquid on the mass-velocity characteristics of the formed microjet was estimated.

The equation of state for a fluid was given in the form of a "Shock" with $P_{min} = 0$.

Table 1 shows some of the considered schemes for the explosive formation of high-speed liquid jets; μs), formed due to the action of tensile stresses in the liquid (cavitation). The maximum speed of the head of the jet V_{max} was determined by the motion parameters calculated in moving markers located in different sections along the axis of the liquid jet and in this variant reached a value of 1181 m/s (third column of table 1).

In further calculations according to this variant, the lengths of the explosive charge (the length increased) and the liquid column (the length decreased) were changed; The results of these calculations for $V_{max}(\beta)$ are shown in Figure 5, from which it can be seen that when the length of the liquid column is 10 mm ($\beta = 2.44$), its maximum speed reaches a significant value of 2129 m/s.

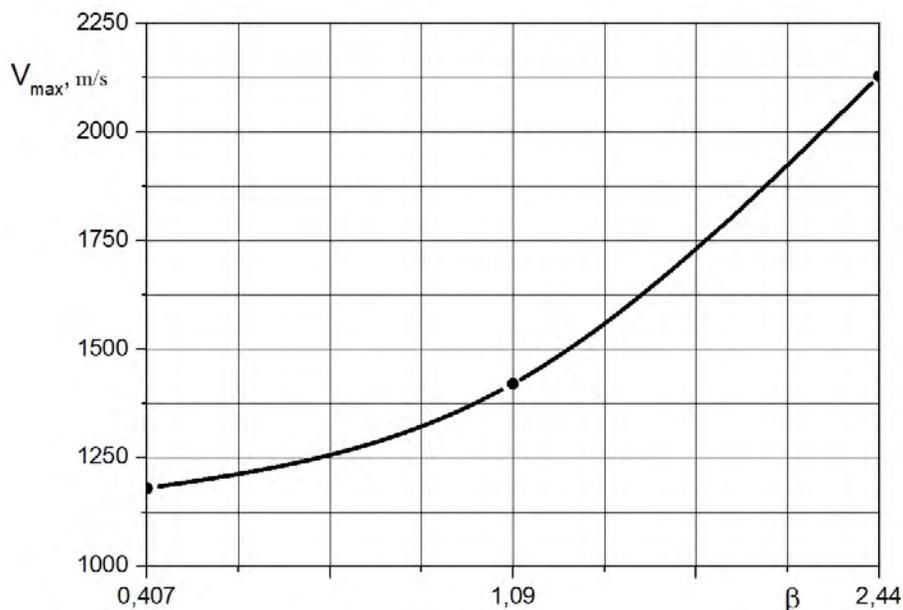
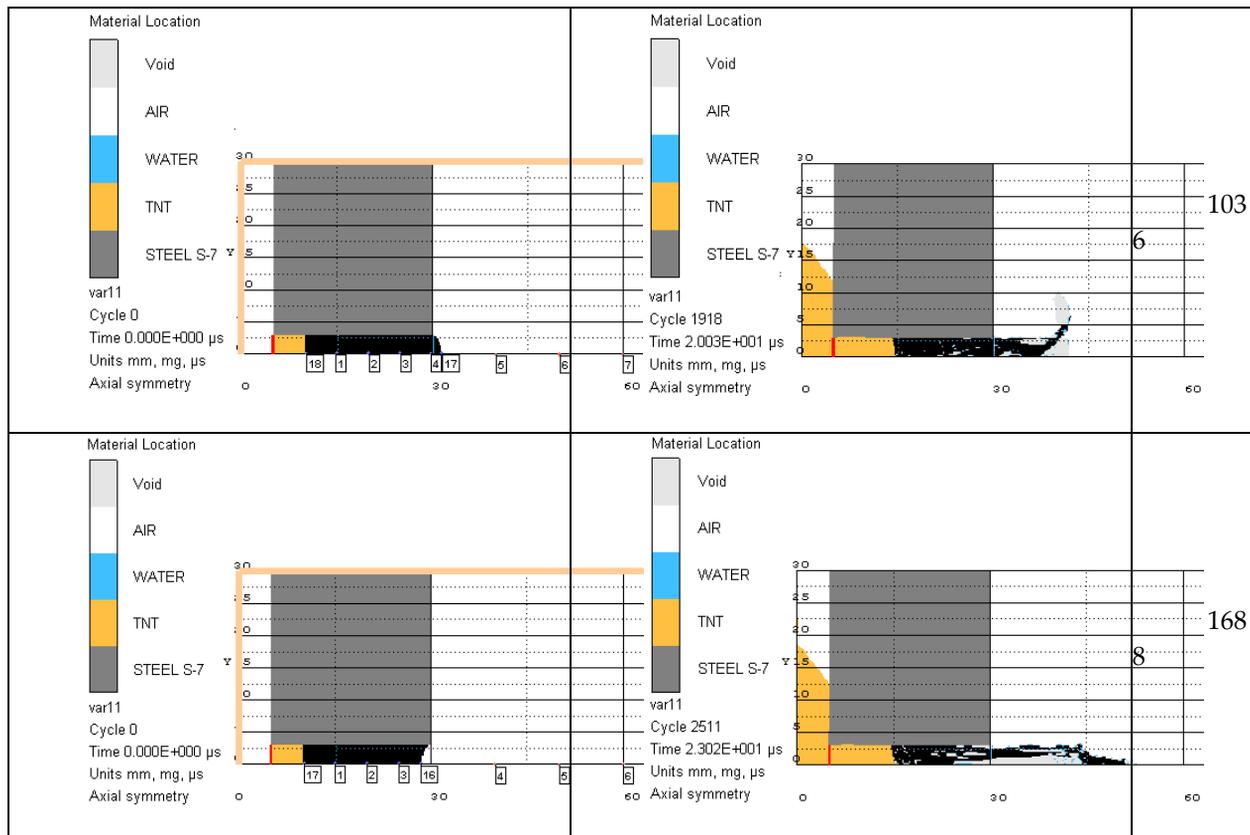


Figure 5. The change in the maximum velocity V_{max} of the head of the jet depending on the load factor β

Table 1. Some variants of the explosive formation schemes considered

Starting time	Current moment, μs	V_{max} m/s
<p>Material Location</p> <p>var11 Cycle 0 Time 0.000E+000 μs Units mm, mg, μs Axial symmetry</p>	<p>Material Location</p> <p>var11 Cycle 6646 Time 6.100E+001 μs Units mm, mg, μs Axial symmetry</p>	118



In option 2 (table 1), at the initial time, the jet had a free end in the form of a spherical segment 1.5 mm high, as a result of which the explosive formation of such a jet had its head part experienced spatial expansion over the entire surface of the segment, which led to an increase in its mid-section resistance when moving in air, and, accordingly, a decrease in the maximum speed to a value of ~ 1036 m/s (as compared with a value of 1181 m/s for a jet with a flat end).

Finally, in the latter version (table 1) at the initial moment of time the jet had a cumulative notch in the form of a spherical segment 1.5 mm high, which in the process of explosive formation led to the formation of the head part of the liquid in the form of a solid cone moving with a maximum speed in the head of ~ 1688 m/s, while the rest of the liquid jet had a porous structure and experienced the effect of intense tensile stresses.

Thus, theoretical studies have shown that even small changes in the shape of the head part (only ± 1.5 mm to one side or the other from the flat end) can lead to a significant change in the velocity of the liquid microjet, and therefore to a significant change its impulse.

References

1. Ernest S. Geskin, O. Petrenko, V. Samardzic, K. Kluz Supersonic Liquid Projectiles Processing Instruments of the 3rd IASME / WSEAS International Conference on CONTINUUM MECHANICS (CM'08). P. 172 - 179.
2. P.D. Anisimov, V.I. Kolpakov Features of mathematical modeling of hydro-and hydro-abrasive machining of parts from hard-to-work materials // Molodezhny Scientific-Technical Gazette. 2016, No. 09, C. 1-11. URL: <http://sntbul.bmstu.ru/doc/848937.html>
3. A.A. Ilyukhina, V.I. Kolpakov, A.L. Galinovskiy, A.V. Hahalin Features of the process of hydroabrasive cutting of cellular panels of spacecraft // Moscow University Bulletin. SERIES 3. PHYSICS. ASTRONOMY. 2018, No. 4. P. 101-107.

ВЛИЯНИЕ РАЗМЕРА ЧАСТИЦ АЛЮМИНИЯ НА ТЕПЛОТУ ВЗРЫВА И МЕТАТЕЛЬНУЮ СПОСОБНОСТЬ АЛЮМИНИЗИРОВАННЫХ ВЗРЫВЧАТЫХ ВЕЩЕСТВ

М. Н. Махов

Федеральный исследовательский центр химической физики им. Н.Н. Семенова Российской академии наук (ФИЦ ХФ РАН), Москва, Россия

Энергетические добавки широко используются для повышения мощности взрывчатых материалов. Наиболее распространенной добавкой такого рода является порошкообразный алюминий (Al). К настоящему времени опубликовано значительное количество работ, посвященных изучению параметров смесей взрывчатых веществ (ВВ) с Al. При проведении исследований таких систем в Институте химической физики им. Н.Н. Семенова Российской академии наук (ИХФ РАН) определялись, в частности, метательная способность (МС) и теплота взрыва (ТВ).

МС характеризует эффективность ВВ при совершении одного из важнейших видов действия. Существует множество способов определения МС. Методика исследования торцевого метания, известная как М-40 (аналоги – М-60 и М-20), в нашей стране принята в качестве базовой [1]. В методе М-40 рассматривается процесс ускорения стальной пластины толщиной 4 мм, метаемой с торца заряда высотой и диаметром 40 мм в канале толстостенной стальной оболочки. Мерой МС обычно служит скорость или кинетическая энергия пластины на расстоянии 40 мм от торца заряда.

ТВ также является важной характеристикой взрывчатого материала. ТВ отражает потенциальные возможности продуктов взрыва (ПВ) совершать работу при расширении. Измерения ТВ осуществляются методом детонационной калориметрии с использованием специальных установок с бомбами, во внутренней полости которых подрывается заряд исследуемого ВВ. Описание методики определения ТВ, используемой в ИХФ РАН, приведено в [2–4]. Особенности измерения ТВ композиций с энергетической добавкой рассмотрены в [4].

В работе [5] представлены результаты исследований МС (методика М-40) и ТВ алюминизированных смесей, содержащих ВВ с различным элементным составом. Основной объем данных получен для ВВ: циклотетраметилентетранитрамин (октоген) с кислородным балансом (КБ), равным $-21,6\%$, и бис(тринитроэтил)нитрамин (БТНЭН, КБ = $+16,5\%$). В композициях использовались порошки Al, отличающиеся размером частиц. Порошок наноалюминия (nAl) с размером частиц 0,1 мкм и активностью (содержанием несвязанного металла) 86% был получен конденсационным методом Гена-Миллера в Институте энергетических проблем химической физики им. В.Л. Тальрозе Российской академии наук (ИНЭПХФ РАН) [6]. Составы готовились длительным перемешиванием компонентов под слоем инертной жидкости. Результаты показали, что для рассматриваемых ВВ механические смеси с Al(0,1) (здесь и далее в скобках указан размер частиц в микронах) не обладают преимуществом по МС и ТВ перед композициями, содержащими Al с размером частиц порядка нескольких микрон. Анализ данных, полученных из других источников, в частности, из зарубежных публикаций, подтвердил эти выводы [7].

В отличие от механических смесей алюминизированные наноккомпозиты представляют собой системы с равномерным распределением частиц nAl в матрице ВВ. Результаты комплексного исследования параметров механических смесей и наноккомпозитов, содержащих октоген и Al в пропорции 85/15 по массе, представлены в [8]. Порошки nAl получены в ИНЭПХФ РАН и отличались размером частиц и типом покрытия, а также активностью. Средний размер частиц порошков nAl менялся в пределах 38–143 нм при изменении активности в диапазоне 60–86%. Исследовались также смеси, содержащие Al с размером частиц 3,6 мкм и активностью 96%. Наноккомпозиты были получены методом распылительной сушки суспензии nAl в растворе октогена. Данный метод разработан в ИНЭПХФ РАН [8]. МС измерялась с использованием методики М-20. Вопреки ожиданиям, оказалось, что для рассматриваемой системы

октоген/Al, 85/15, нанокompозиты с nAl не превосходят по MC и ТВ механические смеси, содержащие как nAl, так и Al(3,6).

Предлагаемая работа посвящена оценке перспектив повышения ТВ и MC ВВ с различным KB за счет создания нанокompозитов. На первом этапе анализировались данные по исследованию составов на основе октогена. При этом рассматривались как новые, так и полученные ранее результаты. На нижеприведенных рисунках светлые символы отражают экспериментальные данные для механических смесей, темные – для нанокompозитов. Кривые получены расчетом.

На рисунке 1а представлены данные, характеризующие влияние размера частиц Al на относительную MC механических смесей и нанокompозитов: октоген/Al, 85/15. В качестве MC рассматривается кинетическая энергия пластины (квадрат скорости). Оценка MC осуществлялась способом, разработанным ранее для методики М-40 [9]. В качестве эталона выбран заряд октогена той же пористости, что и исследуемый образец. При расчете кривых толщина окисной пленки, покрывающей частицы Al, принималась равной 3 нм [10]. Экспериментальные значения MC получены с использованием родственных методик: М-40 и М-20 [5, 8].

Как следует из рисунка 1а, MC композиций понижается с уменьшением размера частиц nAl. В противоположность этому, в области микроразмерного Al MC снижается с увеличением размера частиц Al. Кривые проходят через максимум. Из расчета следует, что MC нанокompозитов на основе октогена, содержащих 15% nAl, не должна заметно превышать MC механических смесей. Экспериментальные точки лежат вблизи кривых, что подтверждает выводы, сформулированные на основе расчетных результатов.

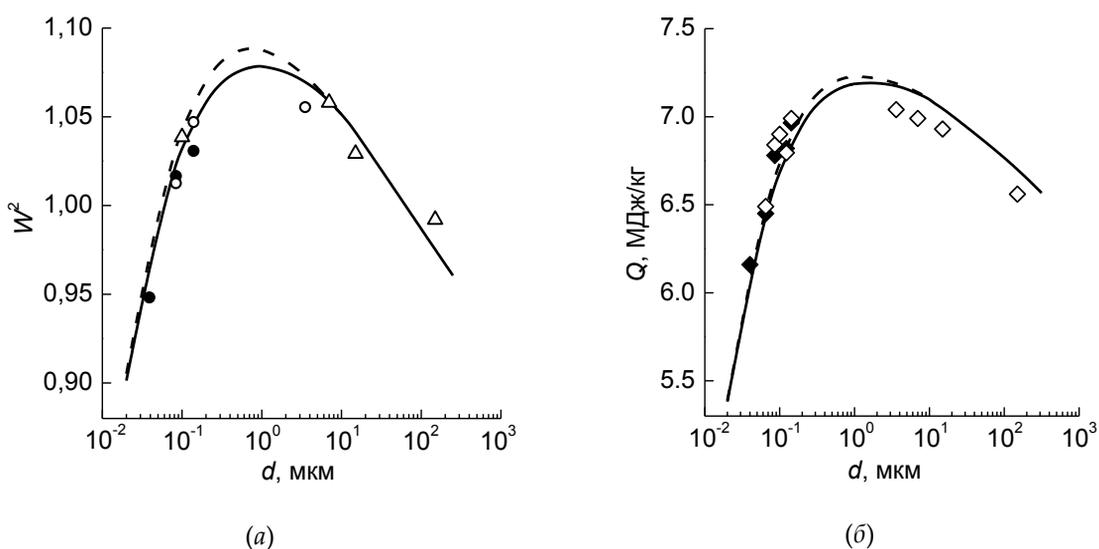


Рисунок 1. (а) – MC, (б) – ТВ для композиций на основе октогена в зависимости от размера частиц Al при содержании Al 15%. Сплошные линии – механические смеси, штриховые линии – нанокompозиты; кружки – М-20, треугольники – М-40, ромбы – ТВ

На рисунке 1б представлены расчетные кривые и экспериментальные данные по ТВ для той же системы октоген/Al, 85/15. Расчет ТВ выполнен с использованием разработанного ранее метода [11]. Экспериментальные результаты приведены в работах [5, 8]. Как и на рисунке 1а, экспериментальные точки лежат вблизи расчетных линий. Кривые на рис. 1а и 1б близки по форме. При этом области оптимальных по ТВ и MC размеров частиц Al совпадают. Однако даже вблизи максимальных значений ТВ кривые для механических смесей и нанокompозитов практически сливаются. Понижение MC и ТВ при снижении размера частиц nAl обусловлено резким повышением начальной доли окисной пленки и, соответственно, уменьшением содержания активного Al в добавке.

На рисунке 2а представлены расчетные зависимости и экспериментальные данные по ТВ для композиций на основе октогена, содержащих 15 и 40% добавки Al с различным размером частиц. Как следует из рисунка 2а, в рассматриваемом диапазоне размеров частиц Al значения ТВ выше при 40% добавки, чем при 15%. На рисунке 2б приведены расчетные кривые для степени окисления добавки, соответствующие зависимостям на рисунке 2а. Линии на рисунке 2б сливаются при низком размере частиц nAl, что соответствует практически полному окислению несвязанного металла добавки. В основном же диапазоне размеров частиц степень окисления добавки ниже при более высоком ее содержании. Наличие резерва в виде металла, не вступившего в реакцию, усиливает влияние структуры смеси на полноту окисления Al, и, как следует из рисунков 2а и 2б, при повышенном содержании Al в композиции с октогеном (в данном случае 40%) может быть получен выигрыш в ТВ за счет создания нанокompозита.

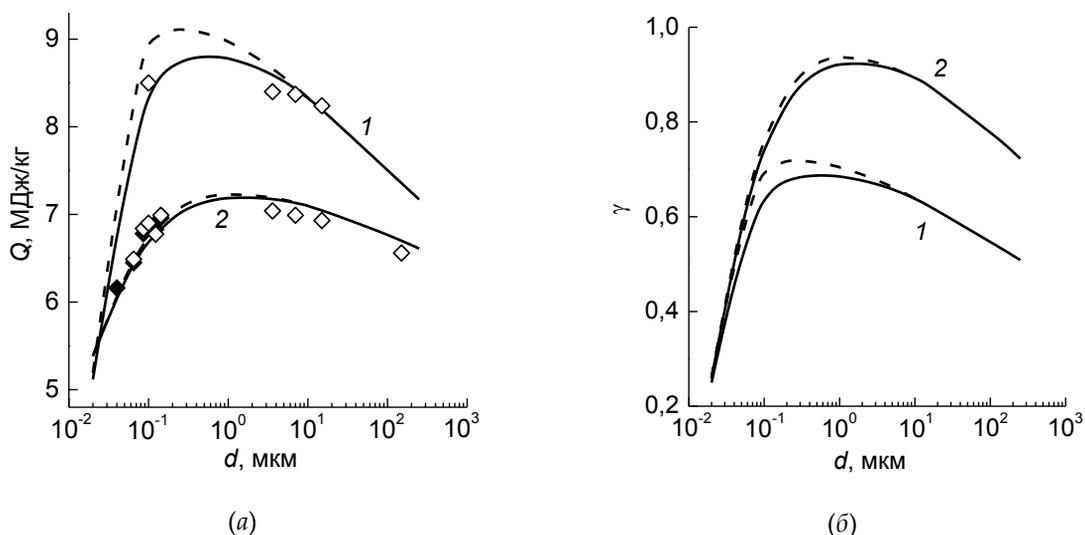


Рисунок 2. (а) – ТВ, (б) – степень окисления добавки Al для композиций на основе октогена в зависимости от размера частиц Al при содержании Al 40% (1) и 15% (2). Линии и символы обозначают то же, что и на рисунке 1

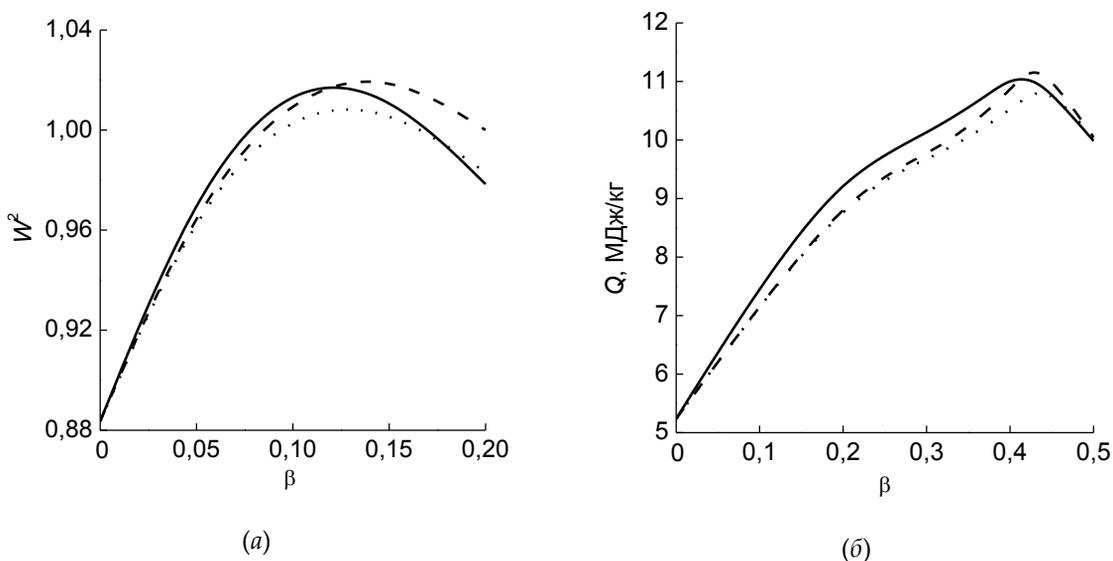


Рисунок 3. (а) – МС, (б) – ТВ в зависимости от содержания Al в композиции на основе БТНЭН. Сплошные и точечные линии – механические смеси с Al(7) и Al(0,1) соответственно, штриховые линии – нанокompозиты с Al(0,1)

На рисунках 3 и 4 приведены расчетные кривые, характеризующие МС и ТВ систем на основе трех ВВ с КБ, отличным от КБ октогена. Это: БТНЭН с положительным КБ (см. выше), СI-20 (гексанитрогексаазаизовюрцитан) с отрицательным, но небольшим по абсолютной величине КБ (–11%) и ТНТ (тринитротолуол) с резко отрицательным КБ (–74%). Наибольшая ТВ композиций соответствует БТНЭН, то есть ВВ с избытком кислорода в молекуле. Добавление Al к БТНЭН заметно увеличивает МС. Однако в связи с относительно невысокой МС самого БТНЭН смесь этого ВВ с Al по МС лишь незначительно превосходит октоген. Создание нанокompозита на основе БТНЭН не приведет к выигрышу ни в МС, ни в ТВ. Этот результат объясняется тем, что в случае БТНЭН независимо от того, механическая смесь или нанокompозит исследуются, Al испытывает глубокое окисление при измерениях как МС (М-40), так и ТВ. Наиболее высокой МС обладают СI-20 и смеси этого ВВ с Al. При этом создание нанокompозита не приведет к дополнительному увеличению МС, но обеспечит выигрыш в ТВ при повышенном содержании Al (см. рисунок 4).

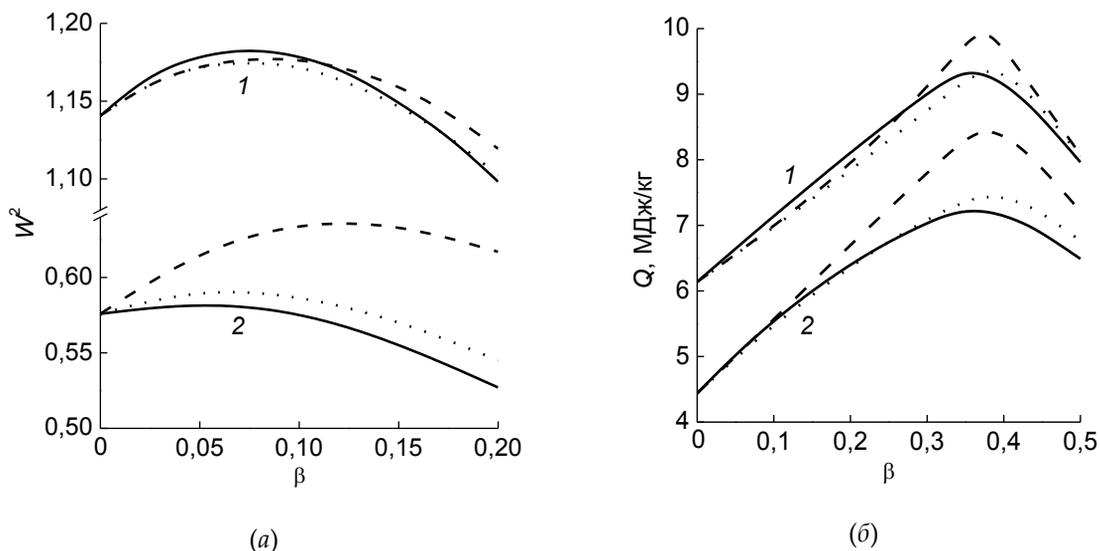


Рисунок 4. (а) – МС, (б) – ТВ в зависимости от содержания Al в композициях на основе ВВ: 1 – СI-20, 2 – ТНТ. Линии обозначают то же, что и на рисунке 3

Наименьшие значения МС и ТВ соответствуют составам на основе ТНТ – ВВ с низким содержанием кислорода. При этом нанокompозиты на основе ТНТ должны превосходить механические смеси как по МС, так и по ТВ. Это преимущество должно быть более существенным, чем в случае других рассматриваемых ВВ. Результаты, полученные для ТНТ, можно объяснить усилением влияния структуры смеси на МС и ТВ при снижении степени окисления Al в связи с понижением КБ взрывчатой основы.

Таким образом, из полученных данных следует, что создание нанокompозита на основе смеси ВВ с Al может обеспечить дополнительный прирост МС (М-40) в случае, когда базовое ВВ имеет резко отрицательный КБ, при этом выигрыш в ТВ возможен лишь при высокой концентрации Al и отрицательном КБ основного ВВ.

Работа выполнена за счет субсидии, выделенной ИХФ РАН на выполнение государственного задания, тема АААА-А18-118031490034-6 «Создание высокоэнергетических материалов нового поколения и исследование их характеристик».

Список литературы

1. Физика взрыва / Под ред. Л.П.Орленко, 3-е изд., М.: Физматлит, 2002, том 1, 832с.
2. В.И.Пепекин, М.Н.Махов, А.Я.Апин. Реакции бора при взрыве // Физика горения и взрыва, 1972, том 8, № 1, с. 135-138.

3. M.N.Makhov. Determining the Energy Content of Individual HE // Chem. Phys. Reports, 2001, vol. 19, № 6, p. 1155–1160.
4. М.Н.Махов Определение теплоты взрыва алюминизированных ВВ // Горение и взрыв. Под общ. ред. С.М. Фролова, М.: ТОРУС ПРЕСС, 2011, вып. 4. с. 307-312.
5. 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 // Физика горения и взрыва, 2004, том 40, № 4, с. 96-105.
6. А.Н.Жигач, И.О.Лейпунский, М.Л.Кусков, Н.И.Стоенко, В.Б.Сторожев. Установка для получения и исследования физико-химических свойств наночастиц металлов // Приборы и техника эксперимента, 2000, том 43, № 6, с. 122–129.
7. М.Ф.Гогуля, М.А.Бражников, М.Н.Махов, А.Ю.Долгобородов, А.В.Любимов, И.Л.Соколова. Влияние алюминия на метательную способность смесевых составов на основе штатных ВВ // Хим. физика, 2012, том 31, № 11, с. 33–47.
8. 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 нанокompозитов на основе октогена // Физика горения и взрыва, 2008, том 44, № 2, с. 85-100.
9. M.N.Makhov, V.I.Arhipov. Method for Estimating the Acceleration Ability of Aluminized High Explosives // Rus. J. Phys. Chem. B, 2008, vol. 2, № 4, p. 602–608.
10. J.J.Davis, P.J.Miller. Effect of Metal Particle Size on Blast Performance of RDX-based Explosives // AIP Conference Proceedings, 2002, vol. 620, p. 950–953.
11. М.Н.Махов. Метод оценки теплоты взрыва алюминизированных ВВ // Экстремальные состояния вещества, детонация, ударные волны. Труды Международной конференции «VII Харитоновские тематические научные чтения», Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2005, с. 53–58.

INFLUENCE OF ALUMINUM PARTICLE SIZE ON HEAT OF EXPLOSION AND ACCELERATION ABILITY OF ALUMINIZED HIGH EXPLOSIVES

M. N. Makhov

Semenov Federal Research Centre for Chemical Physics RAS (FRC CP RAS)
Moscow, Russia

Energetic additives are widely used to increase the power of explosive materials. The most commonly used additive of this kind is the aluminum powder. To date, many reports on the study of mixtures of high explosives (HEs) with aluminum (Al) have been published. The researchers at Semenov Institute of Chemical Physics, Russian Academy of Sciences (ICP RAS), took an active part in investigations of such systems. In particular, the acceleration ability (AA) and the heat of explosion (HoE), were studied.

AA characterizes one of the most important types of HE action. There are many methods to measure AA. In Russia, the end acceleration method, which is known as M-40 (counterpart of M-60 and M-20), has been adopted as a base technique [1]. In this method, a 4-mm-thick steel plate is accelerated from the end of a charge with a height and diameter of 40 mm in the channel of a thick-walled steel shell. A typical measure of AA is the velocity or the kinetic energy of the plate at a distance of 40 mm from the end of a charge.

HoE can also be considered as an important parameter of HEs. HoE characterizes the potential ability of the products of explosion to do work during their expansion. The HoE measurements are commonly performed by the method of the detonation calorimetry with the use of special bombs, in cavities of which the charges of HEs are initiated. The description of the technique used in ICP RAS is

given in [2–4]. The specific features of determination of HoE of aluminized mixtures were considered in [4].

The results of a study of AA (M-40) and HoE for aluminized mixtures containing HEs with different elemental composition are presented in [5]. The main data were obtained for HEs: HMX (cyclotetramethylenetetranitramine) with an oxygen balance (OB) equal to -21.6% and bis(trinitroethyl)nitramine (BTNEN, OB = $+16.5\%$). Dispersed Al with varying particle size was used in the compositions. The nanosized aluminum (nAl) with a particle size of $0.1\ \mu\text{m}$ and an activity (unbound metal content) of 86% was prepared by the Gen–Miller condensation-in-flow technique at Talrose Institute for Energy Problems of Chemical Physics, Russian Academy of Sciences (INEPCP RAS) [6]. The compositions were prepared by a long-term mixing of the components under a layer of an inert liquid. The results indicated that, with respect to AA and HoE, the compositions with Al(0.1) (hereinafter the particle size is shown in brackets) didn't have advantages over the compositions containing Al with a particle size of the order of few microns. Analysis of data from other sources, in particular, from foreign publications, confirmed this conclusion [7].

As contrasted to the mechanical mixtures, the aluminized nanocomposites represent the systems with uniform distribution of nAl particles in the HE matrix. Results of a comprehensive study of the parameters of mechanical mixtures and nanocomposites containing HMX and Al in a weight ratio of 85/15 are described in [8]. The nAl powders were prepared at INEPCP RAS; the powders differed in the particle size, particle surface coating, and activity. The average particle size of the nAl powders varied in a range of 38–143 nm with a change in the activity in a range of 60–86%. In addition, mixtures containing Al with a particle size of $3.6\ \mu\text{m}$ were studied. The nanocomposites were prepared by spray drying of a nAl suspension in an HMX solution. This method has been developed at INEPCP RAS [8]. AA was measured by the M-20 method. Contrary to the expectations, the nanocomposite HMX/Al, 85/15, showed no advantages in AA and HoE as compared to the mechanical mixture containing both nAl and Al(3.6).

The paper presented is devoted to the analysis of prospects of enhancement of AA and HoE owing to the formation of aluminized nanocomposites based on HEs with different OB. At first, the data on the investigation of the HMX-based formulations are considered. For generalization, both new results and some previously published data [5, 8] are discussed. In the Figures below, the open and closed symbols represent the experimental results for the mechanical mixtures and nanocomposites respectively. The curves have been constructed using the calculation data.

Figure 1a shows the data characterizing the effect of the Al particle size on the relative AA values (M-40) of mechanical mixtures and nanocomposites HMX/Al, 85/15. The kinetic energy of the plate (the velocity squared) was considered as a measure of AA. The HMX charge of the same porosity as the studied sample was selected as a reference. AA was evaluated as described in [9]. In the calculations of the curves, the thickness of the oxide film covering the Al particles was assumed to be 3 nm [10]. The symbols in Figure 1 show the experimental AA values obtained by the M-40 and M-20 methods [5, 8].

The shape of the calculated curves in Figure 1a suggests that AA decreases with decreasing nAl particle size. In contrast to this, in the region of micron-sized Al, AA decreases with increasing Al particle size. The curves exhibit a maximum. The calculation suggests that AA of the HMX-based nanocomposites should not significantly exceed AA of the mechanical mixtures. The experimental points lie near the calculated curves; that is, the measurement results obey the same laws as the calculated data.

The calculated curves and experimental data on HoE for the same system HMX/Al, 85/15, are shown in Figures 1b. The calculation was performed using the method developed earlier [11]. The experimental results are presented in [5, 8]. As in Figure 1a, the experimental points lie near the calculated lines. The curves in Figures 1a and 1b are close in shape. The areas of the optimum sizes of Al particles therewith coincide. However even in the neighborhood of the maximum HoE values, the HoE curves corresponding to the mechanical mixtures and nanocomposites practically merge. The decrease in AA and HoE with decreasing the nAl particle size is attributed to that the smaller is the particle size of nAl, the greater is the initial fraction of oxide film.

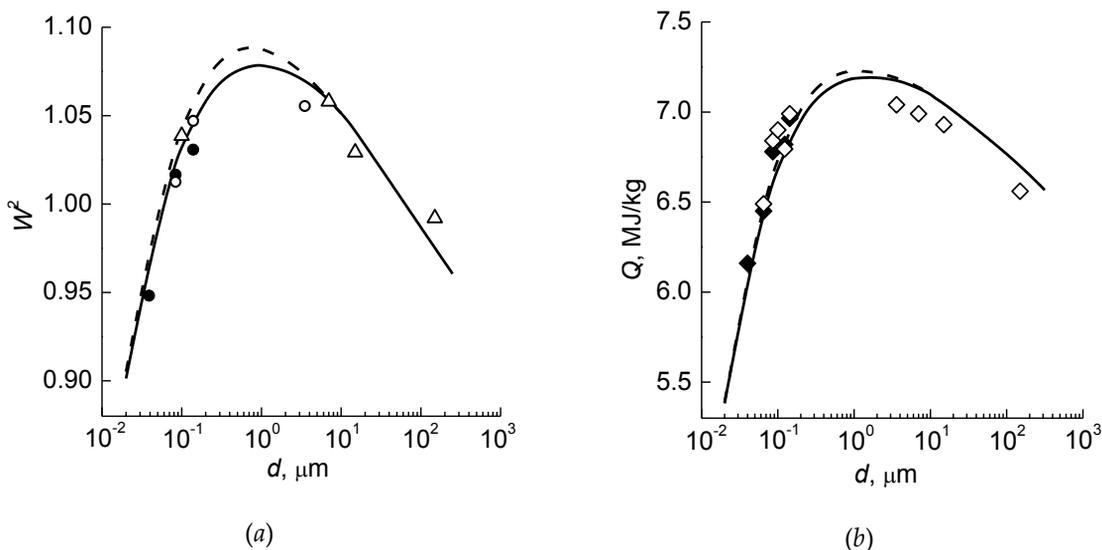


Figure 1. (a) – AA, (b) – HoE of the HMX-based compositions versus the Al particle size after the addition of 15% Al; solid lines – mechanical mixtures, dashed lines – nanocomposites; circles – M-20, triangles – M-40, rhombuses – HoE

Figure 2a shows the calculated curves and the experimental data on HoE for the HMX-based compositions containing 15% and 40% of the Al additive with a variety of particle size. As it follows from Figure 2a, the HoE values are greater in the case of 40% of Al. The calculated curves for the degree of Al oxidation, corresponding to the curves in Figures 2a, are presented in Figure 2b. The curves in Figure 2b merge when the size of nAl particles is small. The reason is that the unbound metal of the nAl additive undergoes practically complete oxidation. In the main range of Al particle size, the degree of Al oxidation is smaller when the content of Al additive is higher. The presence of a reserve in the form of unreacted metal enhances the effect of the mixture structure on HoE, and, as shown by Figures 2a and 2b, the gain in HoE for HMX-based formulations with a high concentration of Al additive (in the case under consideration – 40%) can be obtained by the creation of the aluminized nanocomposite.

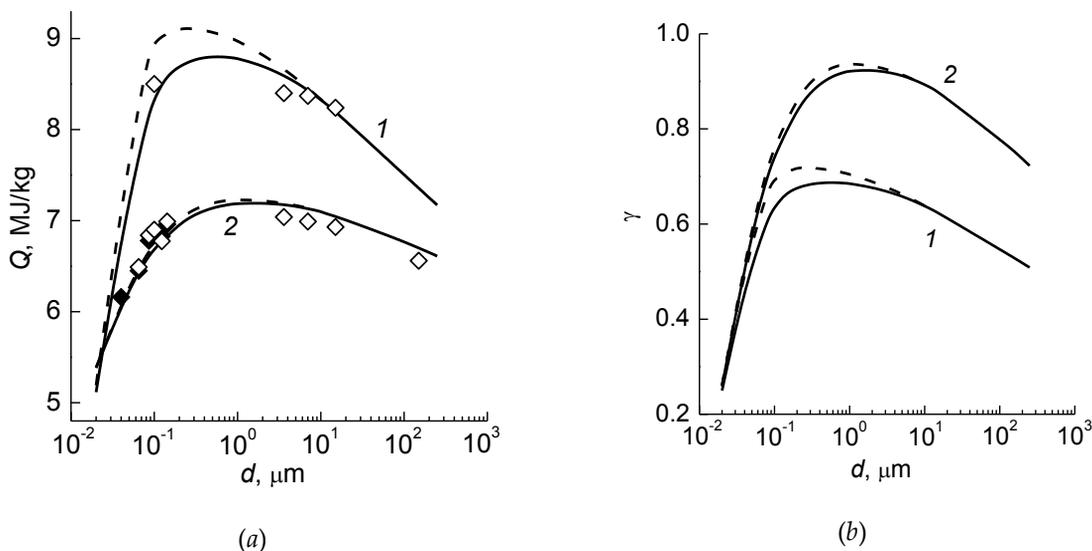


Figure 2. (a) – HoE, (b) – the degree of the Al additive oxidation for the HMX-based compositions versus the Al particle size after the addition of 15% (1) and 40% (2) Al. The designations are the same as in Figure 1

Figures 3 and 4 demonstrate the calculated curves characterizing AA and HoE of the aluminized mixtures based on three HEs with OB, differing from that of HMX. Among these are BTNEN with positive OB (see above), CL-20 (hexanitrohexaazaisowurtzitane) with negative OB (-11%) and TNT (trinitrotoluene) with highly negative OB (-74%).

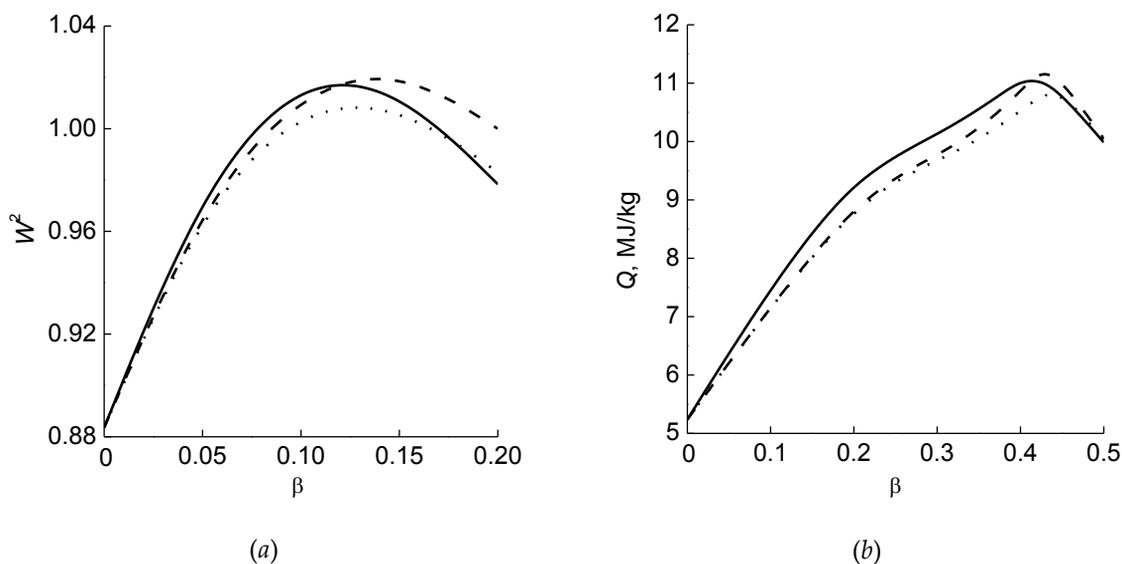


Figure 3. (a) – AA, (δ) – HoE for the BTNEN-based compositions versus the Al concentration; solid lines – mechanical mixtures with Al(7), dotted lines – mechanical mixtures with Al(0.1), dashed lines – nanocomposites with Al(0.1)

The greatest HoE value of compositions corresponds to BTNEN, possessing the excess of oxygen in its molecule. The addition of Al markedly enhances AA of BTNEN. However the mixture is superior in AA to HMX only slightly because of relatively low AA of BTNEN. The creation of the aluminized nanocomposite on a basis of BTNEN can't lead to the additional increase in AA as well as in HoE. CL-20 and its mixtures with Al have the highest AA. The formation of the nanocomposite based on CL-20 can't result in the gain in AA, but can give the additional increase in HoE at the high Al concentration (see Figure 4).

The aluminized formulations based on TNT have low AA and HoE. The reason is that TNT is an oxygen-depleted substance. The nanocomposites therewith can outperform the mechanical mixtures in AA as well as in HoE, and this advantage should be more substantial than it is observed for the other HEs considered. The results obtained for TNT can be explained by the enhancement of the effect of the mixture structure on AA and HoE when the degree of Al oxidation decreases owing to the decrease in OB of HE.

Thus, it follows from the data obtained, that the creation of the nanocomposite on the basis of the mixture of HE with Al can provide the additional gain in AA (M-40) when main HE possesses highly negative OB, and the gain in HoE can be obtained when the Al concentration is high and OB of main HE is negative.

This work was supported by the subsidy given to the Semenov Institute of Chemical Physics to implement the state assignment, the topic AAAA-A18-118031490034-6 "Development of high-energy materials of new generation and research of their characteristics"

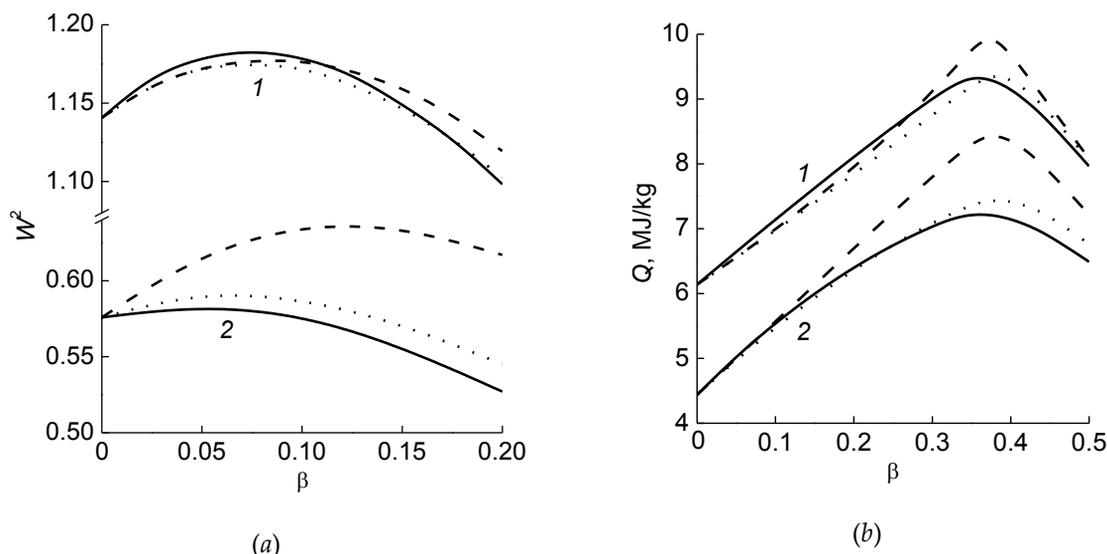


Figure 4. (a) – AA, (b) – HoE for the compositions based on HEs: 1 – CL-20, 2 – TNT versus the Al concentration. The designations are the same as in Figure 3

References

1. L.P.Orlenko. Physics of Explosion // M: Fizmatlit, 2002, vol. 1. 832p. [in Russian].
2. V.I.Pepekin, M.N.Makhov, A.Ya.Apin. Reactions of Boron at Explosion // Fiz. Goreniya i Vzryva, 1972, vol. 8, № 1, p. 135-138 [in Russian].
3. M.N.Makhov. Determining the Energy Content of Individual HE // Chem. Phys. Reports, 2001, vol. 19, № 6, p. 1155–1160.
4. M.N.Makhov. Determining the Heat of Explosion of Aluminized High Explosives // "Combustion and Explosion", Ed. by S.M. Frolov, M: Torus Press, 2011, issue 4, p. 307-312 [in Russian].
5. M.N.Makhov, M.F.Gogulya, A.Yu.Dolgoborodov, M.A.Brazhnikov, V.I.Arhipov, V.I.Pepekin. Acceleration Ability and Heat of Explosive Decomposition of Aluminized Explosives // Combustion, Explosion and Shock Waves, 2004, vol. 40, No 4, p. 458-466.
6. A.N.Zhigach, I.O.Leypunskii, M.L.Kuskov, N.I.Stoenko, V.B.Storozhev. Apparatus for Production and Study of Metal Nanoparticles // Instruments and Experimental Techniques, 2000, vol. 43, № 6, p. 122–129.
7. M.F.Gogulya, M.A.Brazhnikov, M.N.Makhov, A.Yu.Dolgoborodov, A.V.Lyubimov, I.L.Sokolova. Effect of Aluminum on the Acceleration Ability of Composite Formulations Based on Regular High Explosives // Russ. J. Phys. Chem. B, 2012, vol. 6, № 6, p. 730–743.
8. M.F.Gogulya, M.N.Makhov, M.A.Brazhnikov, A.Yu.Dolgoborodov, V.I.Arhipov, A.N.Jigatch, I.O.Leipunskii, M.L.Kuskov. Explosive Characteristics of Aluminized HMX-based Nanocomposites // Combustion, Explosion, and Shock Waves, 2008, vol. 44, № 2, p. 198-212.
9. M.N.Makhov, V.I.Arhipov. Method for Estimating the Acceleration Ability of Aluminized High Explosives // Rus. J. Phys. Chem. B, 2008, vol. 2, № 4, p. 602–608.
10. J.J.Davis, P.J.Miller. Effect of Metal Particle Size on Blast Performance of RDX-based Explosives // AIP Conference Proceedings, 2002, vol. 620, p. 950–953.
11. M.N.Makhov. Method for Evaluating Heat of Explosion of Aluminized High Explosives // Extreme States of Matter, Detonation, Shock Waves. Proceedings of International Conference "VII Kharitonov Topical Scientific Readings" Sarov: RFYC-VNIIEF, 2005, p. 53–58 [in Russian].

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА УДАРНО-ВОЛНОВОГО НАГРУЖЕНИЯ АЛМАЗОСОДЕРЖАЩИХ КОМПОЗИТНЫХ МАТЕРИАЛОВ

А.Е. Курепин, В.А. Мартынов, Н.В. Мошкина

АО «Государственный институт машиностроения им. В.В. Бахирева»
Нижегородская область, Дзержинск, Россия

В работе представлены результаты численного моделирования процессов ударно-волнового нагружения алмазных порошков и композиций, содержащих медные и алмазные порошки. Расчетным путем с использованием пользовательской подпрограммы [1] в программной среде ANSYS/Autodyn определены термодинамические параметры компонентов смесей (давление и температура) за фронтом ударной волны. Полученные результаты достаточно хорошо согласуются с экспериментальными данными, приведенными в работе [2].

Численное моделирование процесса распространения ударных волн (УВ) в смеси порошков проводилось в двумерной плоской постановке с использованием эйлерова решателя ANSYS/Autodyn. Построение среды проводилось аналогично моделированию пористых композитных материалов по алгоритму, описанному в работе [1].

Использовалась система единиц мкм-мкс-пг. Рабочая область задачи представляла собой прямоугольник с размерами 100 мкм×500 мкм с сеточным разбиением 0,25 мкм (рисунок 1).

Для численного моделирования процессов генерации и распространения стационарных ударных волн (УВ) рабочая область заполнялась частицами со свойствами компонентов (при заполнении рабочей области принималось, что размеры крупинки алмазного порошка порядка 1 мкм) с начальной скоростью численно равной заданной массовой скорости УВ (использовались экспериментальные результаты, приведенные в работе [2]). В процессе отражения от жесткой стенки подвижной среды в ней генерировалась ударная волна, направление распространения которой противоположно направлению первоначального движения среды. Рассчитанные параметры гидродинамического поля считывались с датчиков, расположенных в окрестности отражающей стенки, передавались и статистически обрабатывались в MS Excel. На основе осредненных результатов строилась ударная адиабата в D-и координатах. Одновременно определялась средняя по датчикам температура и строились графики степени нагрева среды от давления в УВ.

Моделирование генерации и распространения УВ проводилось в следующих порошках:

- Алмазные порошки с плотностями 0,61 г/см³ (объемное содержание пор ~ 82,6%); 1,79 г/см³ (пористость ~ 49%); 1,9 г/см³ (пористость ~ 45,9%); 2,02 г/см³ (пористость ~ 42,5%)
- Порошки меди и алмаза с объемной концентрацией 75% и 25%, соответственно. Плотности смесей – 6,30 г/см³ (пористость ~ 16,8%); 4,63 г/см³ (пористость ~ 38,9%).
- Порошки меди и алмаза с объемной концентрацией 50% и 50%. Плотности смесей – 5,11 г/см³ (пористость ~ 17,8%); 3,76 г/см³ (пористость ~ 39,5%).

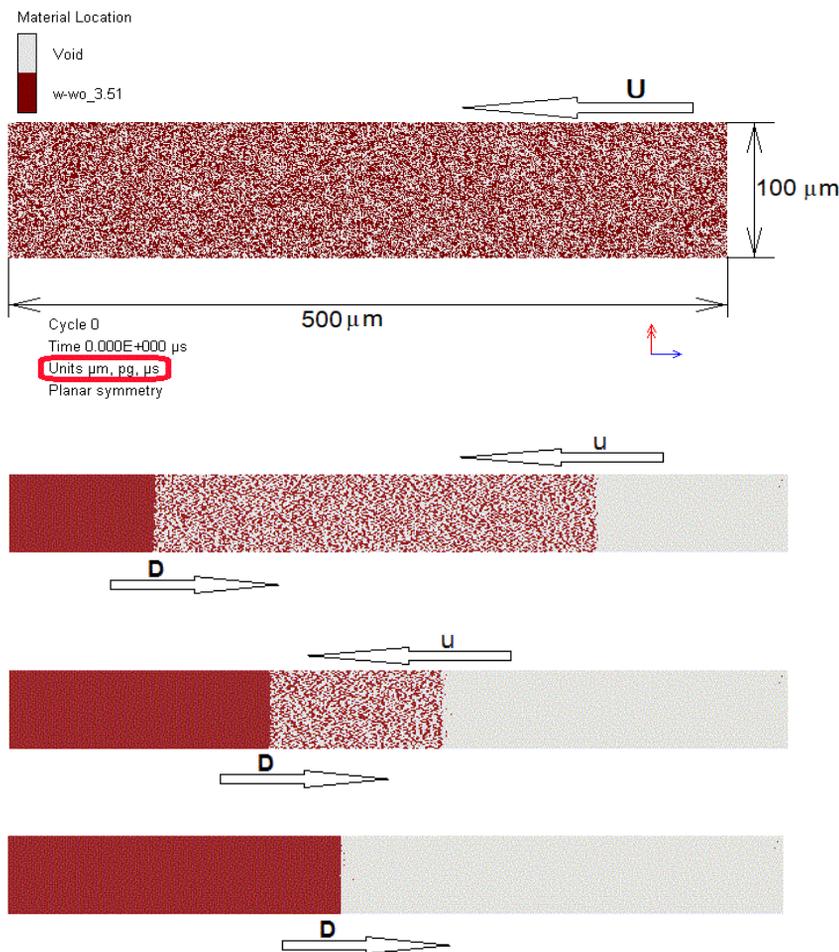


Рисунок 1. Рабочая область задачи и раскадровка процесса генерации УВ

Для численного моделирования процесса распространения УВ для компонентов использовались уравнения состояния (УрС) в форме МИ-Грюнайзена-Гюгонио.

$$P = \frac{\rho_0 a^2 \mu [1 + \mu]}{[1 - (S_1 - 1)\mu]^2} + \gamma_0 \rho e$$

где P – давление, $\mu = \rho/\rho_0 - 1$, ρ_0 – начальная плотность, ρ – текущая плотность, γ_0 – коэффициент Грюнайзена, e – удельная внутренняя энергия, a и S_1 – коэффициенты ударной адиабаты.

Параметры УрС приведены в таблице 1.

Таблица 1.

Компоне нт	Плотность, г/см ³	a , км/с	S_1	γ_0	$C(298\text{ K}), \text{ Дж/кг/К}$
Алмаз	3,51	12,16	1	0,97	509
Медь	8,93	3,94	1,489	1,99	385

Параметры ударной адиабаты алмаза взяты из монографии [2], нулевой коэффициент Грюнайзена – из работы [3], теплоемкость из справочника [4]. Параметры УрС меди – из стандартной библиотеки материалов ANSYS/Autodyn.

Расчет скорости ударной волны проводился по следующему алгоритму:

- Выделялась часть области, содержащая ударно сжатый материал, и определялась его плотность – ρ .
- Из закона сохранения массы в форме $\rho = \rho_0 \cdot D / (D - u)$ рассчитывалась скорость УВ – D при заданной массовой скорости u .
- Давление P в УВ определялось по зависимости $P = \rho_0 \cdot u \cdot D$.

Температура за фронтом УВ рассчитывалась как средняя по величинам, зарегистрированным в датчиках (количество датчиков – 121) и осредненным по времени. При этом рассчитывалось среднее квадратичное отклонение (СКО). Результаты представлены в таблицах 2 – 4. Достаточно большой СКО при расчете температуры смеси порошков связано с тем, что, во-первых, у меди и алмаза коэффициенты всестороннего сжатия существенно различаются, следовательно, отличаются температуры компонентов, во-вторых, в эйлеровом решателе ANSYS/Autodyn отсутствует процедура моделирования процессов теплопроводности.

Результаты расчетов представлены в графическом виде на рисунках 2–4. С использованием MS Excel получены параметры линий тренда как для ударных адиабат в $D-u$ форме, так и для зависимостей оценок температуры за фронтом от давления в УВ.

Таблица 2. Результаты расчетов параметров за фронтом ударной волны в алмазных порошках

Средняя пористость	Массовая скорость, км/с	Скорость УВ (Драсч), км/с	1-Драсч /Дэкс	Давление на фронте УВ, ГПа	Степень нагрева среды за фронтом УВ, К	Относительная погрешность расчета температуры
42,5%	1,91	4,39	0,044	16,92	296	0,04
42,5%	2,61	5,87	-0,029	30,92	523	0,05
42,5%	3,28	7,23	-0,029	47,91	830	0,03
42,5%	3,92	8,49	-0,053	67,18	976	0,11
45,9%	2,01	4,30	0,048	16,44	426	0,09
45,9%	3,36	7,00	-0,001	44,67	785	0,05
45,9%	4,0	8,18	-0,029	62,16	948	0,05
45,9%	4,44	9,02	-0,020	76,11	1219	0,04
45,9%	6,66	12,76	-0,043	161,55	2235	0,05

Продолжение таблицы 2

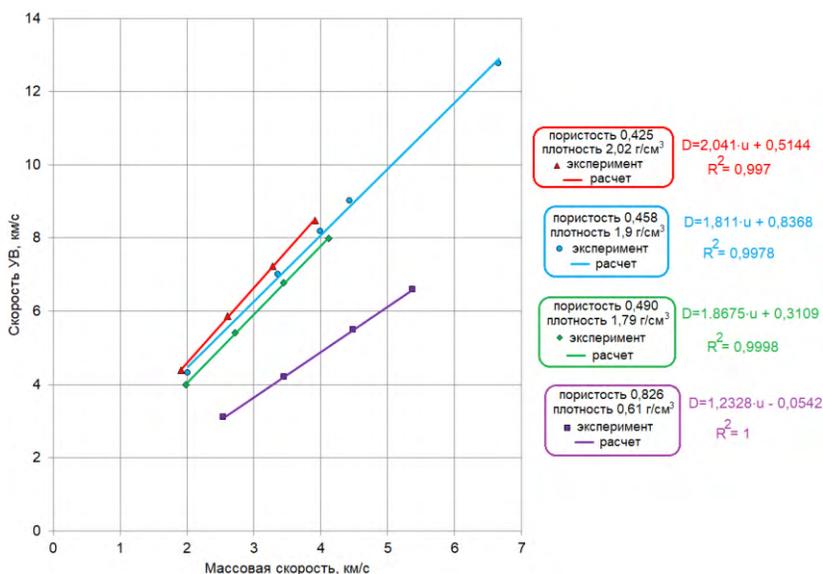
Средняя пористость	Массовая скорость, км/с	Скорость УВ (Драсч), км/с	1-Драсч /Dэксп	Давление на фронте УВ, ГПа	Степень нагрева среды за фронтом УВ, К	Относительная погрешность расчета температуры
49,0%	1,98	3,99	0,126	14,12	625	0,08
49,0%	2,72	5,41	0,0419	26,35	937	0,12
49,0%	3,45	6,78	0,002	41,84	1175	0,07
49,0%	4,12	7,98	-0,012	58,84	1445	0,06
82,6%	2,55	3,09	0,140	4,81	401	0,14
82,6%	3,46	4,21	0,096	8,87	505	0,12
82,6%	4,49	5,48	0,063	15,00	644	0,09
82,6%	5,38	6,58	0,054	21,59	981	0,02

Таблица 3. Результаты расчетов параметров за фронтом ударной волны смесей медного и алмазного порошков с объемной концентрацией 75% и 25%, соответственно

Средняя пористость	Массовая скорость, км/с	Скорость УВ (Драсч), км/с	1-Драсч/Dэксп	Давление на фронте УВ, ГПа	Степень нагрева среды за фронтом УВ, К	Относительная погрешность расчета температуры
16,8%	0,8	3,72	-0,016	18,98	221	0,16
16,8%	1	4,053	0,007	25,41	282	0,19
16,8%	1,66	5,37	0,040	55,40	560	0,18
16,8%	2,09	6,57	0,003	87,77	805	0,10
16,8%	2,51	7,24	0,034	115,61	1025	0,11
16,8%	2,81	7,5	0,077	131,42	11834	0,13
25,6%	1,02	2,73	0,026	13,43	283	0,067
25,6%	1,29	3,09	-0,007	18,22	725	0,083
25,6%	2,08	4,71	-0,004	44,76	1120	0,110
25,6%	2,61	5,64	0,033	66,66	1444	0,077
25,6%	3,06	6,64	0,017	94,45	1789	0,065

Таблица 4. Результаты расчетов параметров за фронтом ударной волны смесей медного и алмазного порошков с объемной концентрацией 50% и 50%, соответственно

Средняя пористость	Массовая скорость, км/с	Скорость УВ (Драсч), км/с	1-Драсч/Дэ ксп	Давление на фронте УВ, ГПа	Степень нагрева среды за фронтом УВ, К	Относительная погрешность расчета температуры
17,7%	0,87	4,04	-0,077	18,09	243	0,12
17,7%	1,1	4,43	-0,067	24,54	311	0,13
17,7%	1,77	6,40	-0,078	58,61	603	0,11
17,7%	2,24	7,49	-0,062	87,41	701	0,09
17,7%	2,73	7,83	0,015	107,74	923	0,10
17,7%	3,06	8,51	0,037	132,32	1271	0,05
39,5%	1,13	6,28	-0,016	11,74	157	0,13
39,5%	2,17	6,64	-0,029	43,14	477	0,06
39,5%	2,73	6,85	0,022	63,26	814	0,07
39,5%	3,60	7,42	0,078	98,31	1201	0,09


Рисунок 2. Ударные адиабаты алмазного порошка

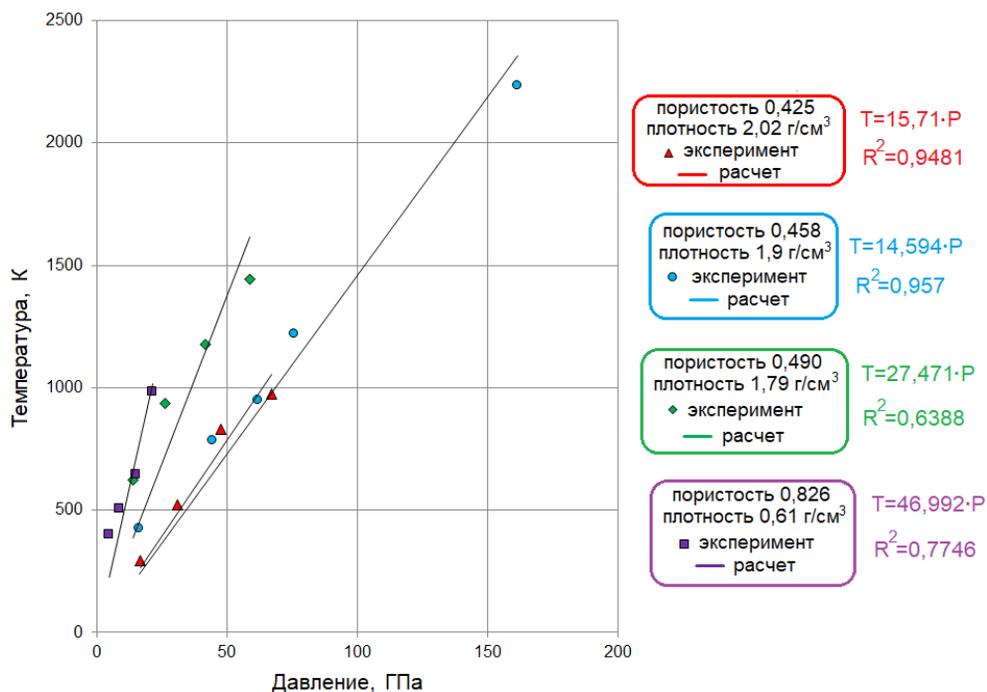


Рисунок 3. Зависимости нагрева от давления для алмазного порошка

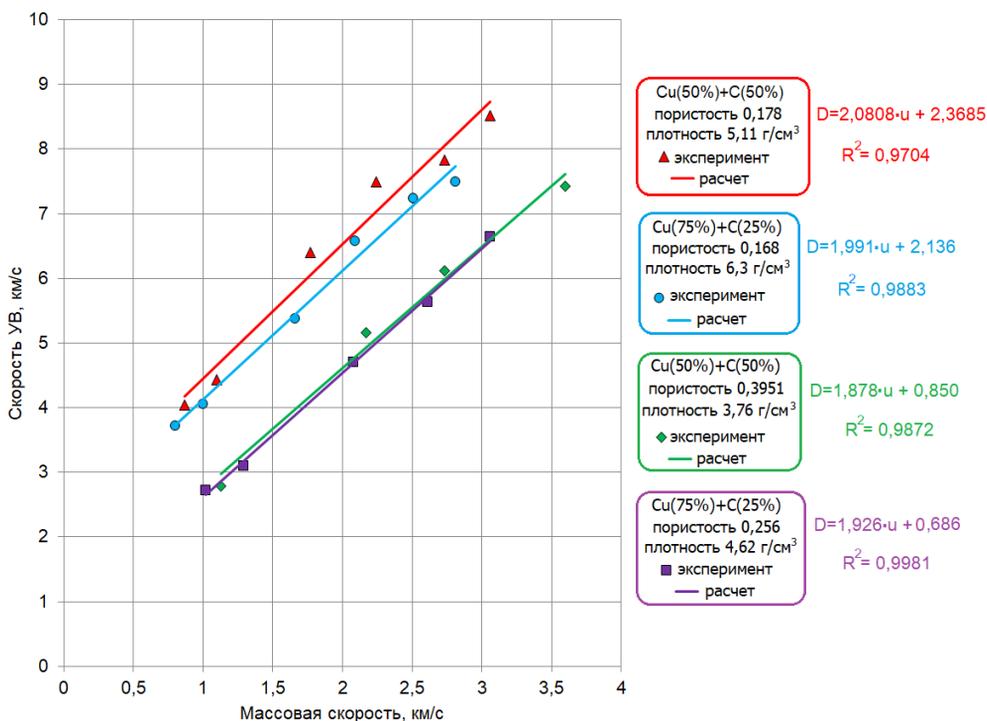


Рисунок 4. Ударные адиабаты для смеси порошков меди и алмаза

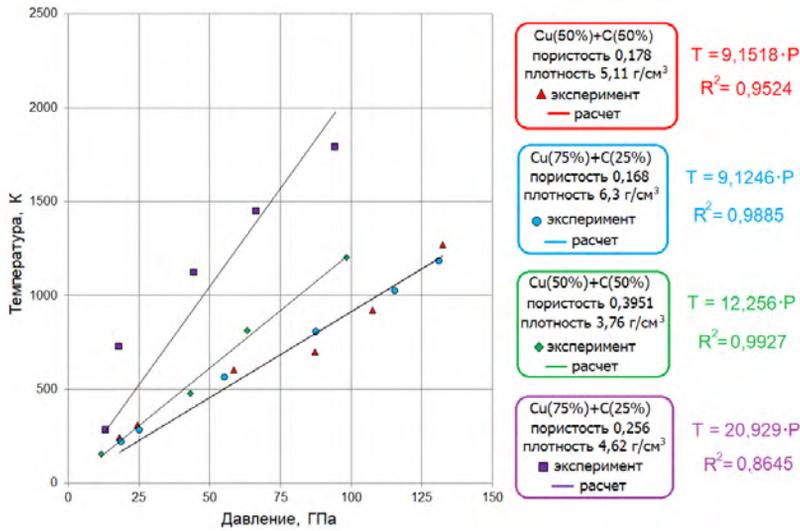


Рисунок 5. Зависимости нагрева от давления для смеси порошков меди и алмаза

В результате проведенных расчетов получены следующие результаты:

- Для алмазных порошков со средней плотностью 2,02 г/см³ ударная адиабата $D(\text{км/с}) = 0,5144 + 2,041 \cdot u(\text{км/с})$, нагревание уплотненного порошка $\Delta T(\text{K}) = 15,71 \cdot P(\text{ГПа})$;
- Для алмазных порошков со средней плотностью 1,9 г/см³ ударная адиабата $D(\text{км/с}) = 0,8368 + 1,811 \cdot u(\text{км/с})$, нагревание уплотненного порошка $\Delta T(\text{K}) = 14,6 \cdot P(\text{ГПа})$;
- Для алмазных порошков со средней плотностью 1,79 г/см³ ударная адиабата $D(\text{км/с}) = 0,3109 + 1,8675 \cdot u(\text{км/с})$, нагревание уплотненного порошка $\Delta T(\text{K}) = 27,5 \cdot P(\text{ГПа})$;
- Для алмазных порошков со средней плотностью 0,826 г/см³ ударная адиабата $D(\text{км/с}) = 0,0542 + 1,2328 \cdot u(\text{км/с})$, нагревание уплотненного порошка $\Delta T(\text{K}) = 47,0 \cdot P(\text{ГПа})$.
- Для смесей порошков меди и алмаза с объемным содержанием 75% и 25%, соответственно, и средней плотностью 6,3 г/см³ ударная адиабата $D(\text{км/с}) = 2,136 + 1,991 \cdot u(\text{км/с})$, нагревание уплотненного порошка $\Delta T(\text{K}) = 9,12 \cdot P(\text{ГПа})$;
- Для смесей порошков меди и алмаза с объемным содержанием 75% и 25%, соответственно, и средней плотностью 4,62 г/см³ ударная адиабата $D(\text{км/с}) = 0,686 + 1,926 \cdot u(\text{км/с})$, нагревание уплотненного порошка $\Delta T(\text{K}) = 20,9 \cdot P(\text{ГПа})$;
- Для смесей порошков меди и алмаза с объемным содержанием 50% и 50%, соответственно, и средней плотностью 5,11 г/см³ ударная адиабата $D(\text{км/с}) = 2,3685 + 2,0808 \cdot u(\text{км/с})$, нагревание уплотненного порошка $\Delta T(\text{K}) = 9,15 \cdot P(\text{ГПа})$;
- Для смесей порошков меди и алмаза с объемным содержанием 50% и 50%, соответственно, и средней плотностью 3,76 г/см³ ударная адиабата $D(\text{км/с}) = 0,850 + 1,878 \cdot u(\text{км/с})$, нагревание уплотненного порошка $\Delta T(\text{K}) = 12,3 \cdot P(\text{ГПа})$.

Список литературы

1. А.Ю. Константинов, В.А. Мартынов, Н.В. Мошкина «Применение численных методов для оценки термомеханических свойств дисперсных композитных материалов». «Экстремальные состояния вещества. Детонация. Ударные волны». Международная конференция XV Харитоновские тематические научные чтения, сборник докладов. Саров 2013г.
2. «Экспериментальные данные по ударно-волновому сжатию и адиабатическому расширению конденсированных веществ». Р.Ф. Трунин, Л.Ф. Гундаренко, М.В. Жерноклетов, Г.В. Симаков, ВНИИЭФ РФ ЯЦ, Саров 2006.
3. М.Н. Магомедов «Изменение теплофизических свойств алмаза при изотермическом сжатии». Журнал технической физики, 2017, том 87, вып.5.
4. «Физические величины: справочник»/ Под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова – М.; Энергоатомиздат, 1991г.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МОДИФИЦИРОВАННЫХ МОДЕЛЕЙ ДЖОНСОНА-КУКА ПРИ ЧИСЛЕННОМ МОДЕЛИРОВАНИИ ПРОБИВАНИЯ СТАЛЬНЫХ ПРЕГРАД

А.В.Городничес^{1,2}, А.Г.Иоилес^{1,2}, О.Н.Пронина¹, С.С.Соколов¹, А.Л.Стадник¹, Т.И.Чайка¹

¹ Российский Федеральный Ядерный Центр (ВНИИЭФ), Саров, Россия

² СарФТИ НИЯУ «МИФИ», Саров, Россия

При скорости удара, близкой к баллистическому пределу, тупые ударники пробивают пластичные преграды в режиме выбивания «пробки» [1]. К образованию «пробки» приводит локализация сдвига с последующим образованием магистральной трещины. Соответственно, нормальный удар цилиндрического (стержневого) ударника с плоской головной частью (плоским торцем) по преграде с выбиванием из неё «пробки» может рассматриваться как двумерная валидационная задача для моделей упругопластичности и сдвигового разрушения при достаточно высокой скорости деформации (10^4 - 10^5 с⁻¹).

Для численного моделирования процессов высокоскоростного деформирования и разрушения металлов Джонсон и Кук разработали модели пластичности [2] и сдвигового разрушения [3], в которых учитываются деформационное и скоростное упрочнение и термическое разупрочнение. Модели Джонсона-Кука широко используются при численном моделировании высокоскоростного пробивания и проникания и, гораздо реже, взрывного разрушения.

В оригинальной формулировке модели пластичности Джонсона-Кука [2] предполагается, что модуль сдвига постоянен $G=G_0=const.$, а предел текучести зависит от пластической деформации, скорости пластической деформации и температуры, причём эти эффекты упрочнения и разупрочнения действуют независимо друг от друга:

$$Y = \left[A + b \cdot \varepsilon_p^k \right] \cdot \left[1 + C \cdot \ln \frac{\dot{\varepsilon}_p}{\dot{\varepsilon}_0} \right] \cdot \left[1 - \bar{T}^m \right] \text{ при } \bar{T} < 1 \text{ и } Y=0 \text{ при } \bar{T} \geq 1, \quad (1)$$

где ε_p – интенсивность пластической деформации, $\dot{\varepsilon}_p$ – интенсивность скорости пластической деформации, $\dot{\varepsilon}_0$ – нормировка скорости пластической деформации (обычно $\dot{\varepsilon}_0 = 1$ с⁻¹),

$\bar{T} = \frac{T - T_0}{T_m - T_0}$ – приведённая (гомологическая) температура, T_m – температура плавления,

T_0 – начальная температура (обычно $T_0=300^\circ\text{K}$). Обычно $A=Y_0$ – статический предел текучести при нормальных условиях, a, b, k, C и m – параметры аппроксимаций экспериментальных зависимостей $Y(\varepsilon_p)$, $Y(\dot{\varepsilon}_p)$ и $Y(T)$.

Температура материала растёт не только при объёмных неадиабатических сжатии и разгрузке, но и из-за диссипации энергии при пластическом сдвиговом деформировании:

$$\Delta T = \frac{1}{\rho \cdot C_V} \cdot \int Y(\varepsilon_p) d\varepsilon_p, \quad (2)$$

где ρ и C_V – плотность и коэффициент удельной теплоёмкости материала.

Джонсон и Кук предложили при моделировании деформирования и разрушения металлов в дополнение к модели пластичности (1) использовать следующую модель разрушения [3]:

- при $\sigma^* > 1.5$ ($\sigma^* = P/Y$, где P – давление, Y – предел текучести) применяется откольный критерий разрушения – локальный критерий с мгновенным разрушением при достижении растягивающим (отрицательным) давлением значения P_{crit} ;
- при $\sigma^* \leq 1.5$ применяется модель сдвигового разрушения с мерой повреждённости D в виде

$$D = \sum \frac{\Delta \varepsilon_p}{\varepsilon_f}, \quad (3)$$

где $\Delta \varepsilon_p$ – приращение интенсивности пластической деформации, а

$$\varepsilon_f = [D_1 + D_2 \cdot \exp(D_3 \cdot \sigma^*)] \cdot \left[1 + D_4 \cdot \ln \frac{\dot{\varepsilon}_p}{\dot{\varepsilon}_0} \right] \cdot [1 + D_5 \cdot \bar{T}]. \quad (4)$$

Разрушение материала наступает при $D=1$.

Учесть влияние повреждённости материала в моделях пластичности и разрушения Джонсона-Кука можно следующим образом [4]:

1. В выражении для предела текучести (1) использовать пластическую деформацию повреждённого материала ε_d :

$$\varepsilon_d = (1 - D) \cdot \varepsilon_p, \quad (5)$$

(для неповреждённого материала $\varepsilon_d = \varepsilon_p$) и ввести поправку на $(1-D)$:

$$Y = (1 - D) \cdot [A + b \cdot \varepsilon_d^k] \cdot \left[1 + C \cdot \ln \frac{\dot{\varepsilon}_p}{\dot{\varepsilon}_0} \right] \cdot [1 - \bar{T}^m]. \quad (6)$$

2. Ввести критическое значение повреждённости $D_c \leq 1$, при котором возникает макротрещина.

3. Ввести значение пороговой пластической деформации ε_c , при превышении которой начинается накопление сдвиговой повреждённости:

$$\frac{dD}{dt} = \begin{cases} 0, & \varepsilon_p < \varepsilon_c \\ D_c \cdot \frac{\dot{\varepsilon}_p}{\varepsilon_f - \varepsilon_c}, & \varepsilon_p \geq \varepsilon_c \end{cases} \quad (7)$$

Параметры D_c и ε_c являются подгоночными, поскольку, в отличие от параметров оригинальных моделей Джонсона-Кука, они не вычисляются как коэффициенты аппроксимаций при обработке независимых экспериментальных данных. При $D_c=1$ и $\varepsilon_c=0$ подгонки нет.

В модели пластичности Джонсона-Кука модуль сдвига постоянен $G=G_0=const.$, а предел текучести материала определяется выражением (1) (или (6)) и не зависит от всестороннего сжатия. Известно, однако, что при сжатии материала как модуль сдвига, так и предел текучести должны увеличиваться, а при повышении температуры – уменьшаться. Эти эффекты отражены, например, в моделях пластичности Стейнберга [5] и Глушака [6], при модификации модели Джонсона-Кука их можно учесть без введения дополнительных параметров следующим образом:

1. Ввести такую же зависимость модуля сдвига и предела текучести от «холодного» сжатия материала (в качестве характеристики удобно выбрать $\delta = \rho/\rho_0$), как и для «холодного» модуля объёмного сжатия $K = \rho \cdot c \cdot x^2$ в уравнении состояния (УРС).

2. Ввести такую же зависимость модуля сдвига от температуры, как и для предела текучести. При использовании простого УРС в форме Ми-Грюнайзена [7]

$$P = P_x(\rho) + \Gamma \cdot \rho \cdot E_T, \quad E_T = E - E_x(\rho) \quad (8)$$

с аппроксимацией Мурнагана [8] для «холодных» частей давления P_x и внутренней энергии E_x :

$$P_x(\rho) = \frac{K_0}{n} \cdot (\delta^n - 1) \quad \text{и} \quad E_x(\rho) = \frac{K_0}{\rho_0 \cdot n} \cdot \left[\frac{\delta^{n-1} - 1}{n-1} - 1 + \frac{1}{\delta} \right] \quad (9)$$

где P и ρ – текущие давление и плотность, «холодный» модуль объёмного сжатия зависит от $\delta = \rho/\rho_0$ как

$$\frac{K}{K_0} = \delta^n. \quad (10)$$

В УРС (8-9) коэффициенты удельной теплоёмкости C_V и Грюнайзена Γ постоянны, приращение температуры T вычисляется как:

$$T - T_0 = \frac{E_T}{C_V}. \quad (11)$$

Считается, что первоначально материал находился при нормальных условиях, которым соответствуют $P=0$, $E_x=E_T=0$ и $\rho=\rho_0$ ($\delta=1$), $T_0=300^\circ\text{K}$ и $K_0=\rho_0 \cdot c \cdot \sigma^2$.

Таким образом, чтобы в модели пластичности Джонсона-Кука (1) учесть зависимость модуля сдвига и предела текучести от «холодного» сжатия материала и от повреждённости, надо использовать выражения

$$Y = (1-D) \cdot \left[A + b \cdot \varepsilon_p^k \right] \cdot \left[1 + C \cdot \ln \frac{\dot{\varepsilon}_p}{\dot{\varepsilon}_0} \right] \cdot \delta^n \cdot [1 - \bar{T}^m] \quad \text{и} \quad G = (1-D) \cdot G_0 \cdot \delta^n \cdot [1 - \bar{T}^m], \quad (12)$$

причём в выражении (12) учтена также и зависимость модуля сдвига от температуры. На модуль сдвига накладывается ограничение снизу, а на предел текучести - снизу и сверху:

$$G \geq 0 \quad \text{и} \quad Y \geq 0 \quad \text{и} \quad Y/G \leq \text{const.} = C_Y. \quad (13)$$

Константа C_Y соответствует предельному переходу к теоретическому пределу текучести, по величине $C_Y \sim 1/15$, но конкретное значение C_Y – своё для каждого материала [9].

Модифицированные таким образом модели пластичности и разрушения Джонсона-Кука были применены при численном моделировании нормального пробивания стальной плиты малодеформируемым стальным ударником с плоской головной частью при скорости удара, близкой к баллистическому пределу. Расчёты соответствуют опытам В8 и В15 [10]. В обоих опытах: стержневой ударник (диаметр 20 мм, длина 80 мм, масса 197 г) из закалённой инструментальной стали Arne (hardened Arne tool steel); преграда - плита (толщина 12 мм, заземление в обойме на диаметре 500 мм) из высококачественной конструкционной стали Weldox 460E. В опыте В8 пробития преграды нет – скорость удара $V_0=181.5$ м/с меньше баллистического предела. В опыте В15 (скорость удара $V_0=189.6$ м/с больше баллистического предела) реализовалось пробитие преграды по механизму «выбивание пробки», раскрытие пробоины наступило в момент времени $t_p \approx 106$ мкс после удара. На фотографии продольного сечения преграды после опыта В8 (смотри рисунок 1) хорошо различима линия (в сечении – линия, на самом деле – почти цилиндрическая поверхность) локализованного сдвига, вдоль которой от угловой точки начинает образовываться трещина сдвига. При большей скорости удара в опыте В15 трещина прорастает до тыльной поверхности преграды, и происходит её разрушение с образованием практически цилиндрической «пробки» (смотри рисунок 2).

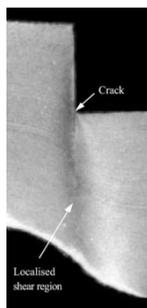


Рисунок 1. Фотография продольного сечения преграды после опыта B8 [10]

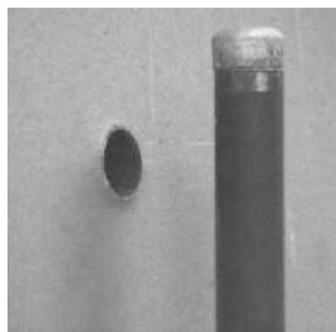


Рисунок 2. Фотографии продольного сечения преграды (слева) и ударника с выбитой «пробкой» (справа) после опыта B15 [10]

Расчёты опытов проводились в двумерной осесимметричной постановке с помощью лагранжевой методики ТИМ [11] на подвижной нерегулярной многоугольной лагранжевой сетке и с помощью лагранжево-эйлеровой методики ЭГАК [12] на неподвижной эйлеровой квадратной сетке. Размер счётной ячейки $h=0.01$ см (100 ячеек на радиус ударника, 120 ячеек на толщину преграды) выбран таким, чтобы теплопроводность за время счёта не привела к существенному преграды) выбран таким, чтобы теплопроводность за время счёта не привела к изменению температуры в счётной ячейке (в том числе и в области, прилегающей к полосе адиабатического сдвига), и, интегрально, к изменению динамики пробивания преграды.

Использованные в расчётах значения параметров УРС и моделей пластичности и разрушения приведены в таблицах 1-3. Для обоих материалов $T_0=300^\circ\text{K}$. Для стали Weldom 460E $\varepsilon=0$. Для описания разрушения стали Arne использовалась откольная модель.

Таблица 1. Значения параметров УРС, модуля сдвига и температуры плавления

Материал	ρ_0 , г/см ³	c_0 , км/с	n	Γ	C_v , кДж/(г·К)	G_0 , ГПа	T_m , °К
Сталь Arne	7.85	5.0475	1.01	1.907	$0.477 \cdot 10^{-3}$	76.69	1763
Сталь Weldom 460E	7.85	4.998	1.01	1.824	$0.452 \cdot 10^{-3}$	75.194	1800

Таблица 2. Значения параметров модели пластичности и откольного разрушения

Материал	A , ГПа	b , ГПа	k	C	m	$\dot{\varepsilon}_0$, с ⁻¹	P_{crit} , ГПа
Сталь Arne [2]	1.9	0.477	0.18	0.012	1.0	1.0	-1.92
Сталь Weldom 460E [4]	0.49	0.807	0.73	0.012	0.94	$5 \cdot 10^{-4}$	-1.59

Таблица 3. Значения параметров модели сдвигового разрушения

Материал	D_1	D_2	D_3	D_4	D_5
Сталь Weldom 460E [4]	0.0705	1.732	-0.54	-0.0123	0

В расчётах варьировалось значение D_c от 0.3 [4] до 1. Наилучшее соответствие экспериментальным данным получено в паре расчётов ТИМ с $D_c=0.7$ и в паре расчётов ЭГАК с $D_c=0.55$: реализовались непробитие преграды при меньшей скорости удара $V_0=181.5$ м/с и её пробитие при большей скорости удара $V_0=189.6$ м/с, то есть был смоделирован баллистический предел, при этом прогиб тыльной стороны преграды при $V_0=189.6$ м/с качественно и количественно такой же, как в опыте B15 [10]. Отличие в значении подгоночного параметра D_c , при котором получается соответствие результатов расчётов ТИМ и ЭГАК опытным данным, связано с различием в численной реализации сопряжённых моделей: в методике ЭГАК использовано явное интегрирование дифференциального уравнения (7) с газодинамическим шагом по времени

(аналогично тому, как это делается в оригинальной модели Джонсона-Кука – смотри выражение (3)), в то время как в методике ТИМ – неявное.

На рисунке 4 приведены поля интенсивности пластической деформации ε_p , полученные в расчётах на момент времени $t=105$ мкс, соответствующий раскрытию пробойны в опыте В15 [10]. Во всех расчётах в преграде у периферийного края переднего торца ударника сформировалась зона локализованной пластической деформации, в которой интенсивность пластической деформации достигла уровня $\varepsilon_p \sim 0.75$, а температура $T \sim 500^\circ\text{K}$. В полосах локализованного сдвига интенсивность пластической деформации достигает $\varepsilon_p \sim 1.5$, а температура $T \sim 600^\circ\text{K}$. На рисунке 5 приведены расчётные конфигурации ударника и преграды (контуры) в момент времени 180 мкс в сравнении с фотографиями, полученными в опыте В15 [10] в близкий момент времени 182 мкс.

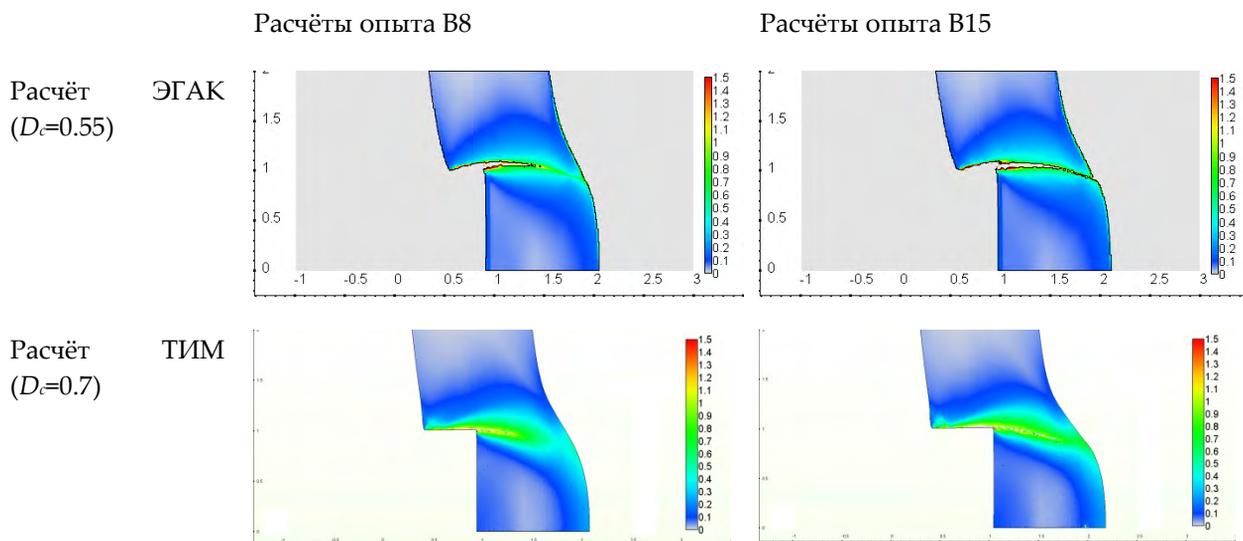


Рисунок 4. Поля интенсивности пластической деформации в расчётах на момент времени $t=105$ мкс

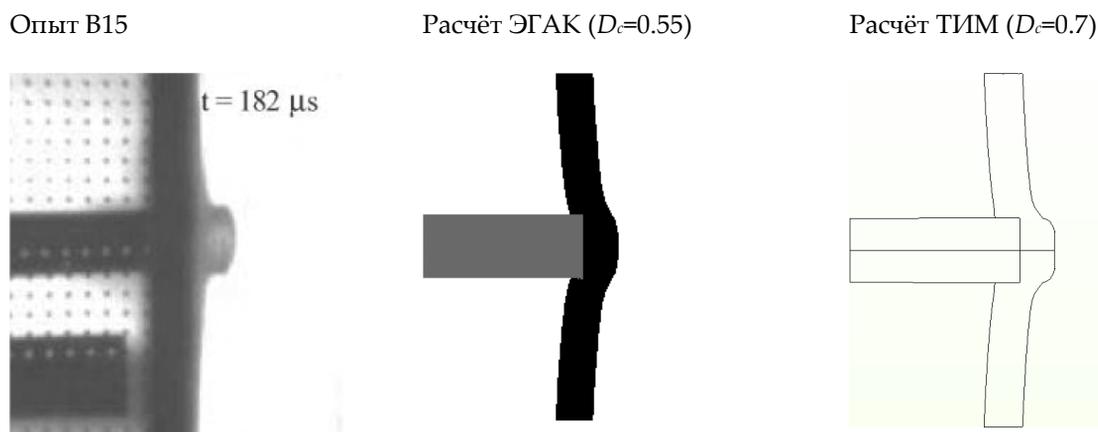


Рисунок 5. Фотография ударника и преграды в опыте В15 [10] в момент времени $t=182$ мкс и их конфигурация в расчётах на момент времени $t=180$ мкс

Список литературы

1. Дж.Л.Зукас. Проникание и пробивание твердых тел / Динамика удара. Под ред. Дж.Л.Зукаса. М.: Мир, 1985. С.110-172.

2. G.R.Johnson, W.H.Cook. A constitutive model and data for metals subjected to large strains, high strain rates and high temperatures / Proc. VII Int. Symp. Ballistics, The Hague, The Netherlands, 1983. P.541-547.
3. G.R.Johnson, W.H.Cook. Fracture characteristics of three metals subjected to various strains, strain rates, temperatures and pressures // Engng. Fracture Mech. 1985. Vol.21. No.1. P.31-48.
4. T.Вørvik, M.Langseth, O.S.Hopperstad, K.A.Malo. Ballistic penetration of steel plates // Int. J. Impact Engng. 1999. Vol.22. Nos.9-10. P.855-886.
5. D.J.Steinberg, S.G.Cochran, M.W.Guinan. A constitutive model for metals applicable at high-strain rate // J. Appl. Phys. 1980. Vol.51. No.3. P.1498-1504.
6. Б.Л.Глушак, С.А.Новиков, Ю.В.Батьков. Определяющее уравнение Al и Mg для описания высокоскоростного деформирования в УВ // ФГВ. 1992. № 1. С.84-89.
7. Я.Б.Зельдович, Ю.П.Райзер. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966.
8. F.D.Murnaghan. Finite Deformation of Elastic Solid. NY, 1951.
9. Р.Понд, К.Гласс. Металлофизические исследования и распределение энергии / Высокоскоростные ударные явления. Под ред. Р.Кинслоу. М.: Мир, 1973. С.428-467.
10. T.Вørvik, M.Langseth, O.S.Hopperstad, K.A.Malo. Perforation of 12 mm thick steel plates by 20 mm diameter projectiles with flat, hemispherical and conical noses: Part I: Experimental study // Int. J. Impact Engng. 2002. Vol.27. No.1. P.19-35.
11. С.С.Соколов, А.А.Воропинов, И.Г.Новиков, А.И.Панов, И.В.Соболев, А.А.Пушкарёв. Методика ТИМ-2D для расчёта задач механики сплошной среды на нерегулярных многоугольных сетках с произвольным количеством связей в узлах // ВАНТ. Сер. Математическое Моделирование Физических Процессов. 2006. Вып.4. С.29-44.
Ю.В.Янилкин, С.П.Беляев, Ю.А.Бондаренко, Е.С.Гаврилова, Е.А.Гончаров, А.Д.Горбенко, А.В.Городничев, Е.В.Губков, А.Р.Гужова, Л.И.Дегтяренко, Г.В.Жарова, В.Ю.Колобянин, В.Н.Софронов, А.Л.Стадник, Н.А.Ховрин, О.Н.Чернышова, И.Н.Чистякова, В.Н.Шемаков. Эйлеровы численные методики ЭГАК и ТРЭК для моделирования многомерных течений многокомпонентной среды / Труды РФЯЦ-ВНИИЭФ. Вып.12. Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2008. С.54-65.

ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ И РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЭНЕРГИИ ВЗРЫВА БРИЗАНТНОГО ВВ В ЛЕГКОГАЗОВОЙ УСТАНОВКЕ ДИАФРАГМЕННОГО ТИПА (ЛГПР) ДЛЯ ВЫСОКОСКОРОСТНОГО МЕТАНИЯ ТВЁРДЫХ ТЕЛ

*М.А. Баринов, И.Г. Новиков, Т.Н. Половникова, А.В. Самодолов, С.С. Соколов,
Е.А. Степанов, В.Н. Хворостин, А.К. Шаненко*

РФЯЦ ВНИИЭФ, Саров, Россия

В настоящее время во всём мире развивается направление по созданию испытательных установок для высокоскоростного метания тел со скоростью, превышающей 1000 м/с [1-3 и др.]. Применение таких установок с привлечением современных методов изучения импульсных и быстропротекающих процессов позволит успешно решать задачи, имеющие прикладное и фундаментальное значение в области динамики сплошных сред. К основным направлениям исследований в этой области можно отнести, в частности, изучение сжимаемости сплошных сред при высоких давлениях (исследование уравнений состояния различных сред), а также изучение

механизма соударения тел (или процессов, происходящих при ударе твёрдого тела о преграду) при высоких скоростях соударения.

В работе представлены результаты двумерного численного моделирования физических процессов в легкогазовой установке диафрагменного типа, а именно, внутренней баллистики ЛГПР и оценки прочности корпуса при метании МЭ массой 30 и 200 г с вариацией параметров лёгкого газа и плотности заряжения ВВ. Численное моделирование выполнено с помощью методики ТИМ [4,5], предназначенной для решения задач газодинамики, теплопроводности, нестационарной упругопластичности с учётом разрушения материалов, детонации взрывчатых веществ на неструктурированных многоугольных/многогранных лагранжевых сетках.

1. Физическая и математическая постановки

По методике ТИМ была проведена серия методических двумерных расчётов по исследованию внутренней баллистики взрывного стенда легкогазовой установки (ЛГПР) на основе бризантного ВВ с использованием легкого газа.

Расчёты проводились в лагранжевой постановке с выделением каждого вещества в отдельную счётную математическую область, с отслеживанием движения различных веществ, разделённых контактными границами, без перемешивания. При этом считается, что разные математические области (тела) могут взаимодействовать друг с другом вдоль контактной поверхности.

В расчётах варьировались масса метаемого объекта, плотность бризантного ВВ и давление легкого газа. Проведены расчёты с учётом воздуха в разгонном отсеке и без него. Рассмотрены расчёты с учётом корпуса ЛГПР и без него (корпус ЛГПР имитировался «жёсткой» стенкой).

Общий вид начальной геометрии ЛГПР (размеры указаны в см) представлен на рисунке 1.



Рисунок 1. Общий вид начальной геометрии ЛГПР (размеры указаны в см)

Метаемый элемент (МЭ) расположен в баллистическом стволе и представляет собой титановую пластину диаметром 30 мм. Начальная масса метаемого элемента составляла 30 и 200 г.

Бризантное ВВ моделировалось как идеальный газ с параметрами: начальная энергия $E_0=4000$ Дж/г и показатель адиабаты $\gamma=2.5$. Начальная масса взрывчатого вещества менялась за счёт изменения плотности ВВ, плотность заряжения с учётом объёма взрывной камеры составляла: 0.785, 0.5 и 0.3 г/см³. В рассматриваемом численном моделировании инициирование ВВ осуществлялось мгновенно. Гелий моделировался как идеальный газ с параметрами: показатель адиабаты $\gamma=1.66$, теплоёмкость $C_v=0.009$ кДж/(г К), плотность 0.00166 г/см³, начальное давление газа в стволе в расчетах менялось за счёт начального нагрева газа и составляло: 20, 40 и 60 атм.

Уравнения состояния для железа и титана брались в форме Ми-Грюнайзена[6]:

$$P = P_x(\rho) + \Gamma(E - E_x)\rho; \quad P_x = \frac{\rho^0 (c^0)^2}{n} \left[\left(\frac{\rho}{\rho^0} \right)^n - 1 \right]; \quad E_x = \int_{\rho^0}^{\rho} P_x(\rho) \frac{d\rho}{\rho^2},$$

с параметрами для железа: $c_0 = 4.615$ км/с, $\Gamma=2$, $n=3$, $\rho=7.85$ г/см³, и титана: $c_0=4.799$, $\Gamma=1.680$, $n=3$, $\rho=4.5$ г/см³. Для учета прочностных свойств использовалась упругопластическая модель

Глушака Б.А. [7] ($Y_0=1$ ГПа, $\nu_0=0.28$). Для оценки возможных разрушений использовалась откольная модель разрушения для железа и кинетическая модель разрушения, зарождения и развития поврежденности (под действием растягивающих напряжений и на сдвиговых деформациях) и компактации разрушенного материала для титана [8].

Число ячеек в расчётах составляло ~140 тыс.

2. Результаты расчётов

2.1. Масса МЭ 30 г

Ниже представлены результаты расчётов ЛППР с массой метаемого элемента 30 г с вариацией массы бризантного ВВ и с учётом корпуса легкогазовой установки и без учета. В таблице 1 приведены результаты с учётом воздуха в разгонном отсеке. В столбцах указаны следующие параметры: особенности расчёта, характеристики заряжения ВВ, скорость вылета МЭ из баллистического ствола, время вылета МЭ от момента подрыва ВВ.

Таблица 1. Результаты расчётов при начальном давлении в легком газе 20 атм., с массой МЭ 30 г и с учётом воздуха в разгонном отсеке

Описание	Характеристики бризантного ВВ: масса (г), плотность (г/см ³)	Скорость метаемого элемента, км/с	Время вылета, мкс
Расчёт с учётом воздуха в стволе, без корпуса	616 г, $\rho=0.785$	6.98	788
Расчёт с учётом воздуха в стволе, без корпуса	392.9 г, $\rho=0.5$	5.62	894
Расчёт с учётом воздуха в стволе, без корпуса	235.8 г, $\rho=0.3$	4.30	1047
Расчёт с учётом воздуха в стволе и корпуса ЛППР	616 г, $\rho=0.785$	5.91	895

Результаты расчётов показывают, что при уменьшении плотности заряжения ВВ, скорость метаемого элемента уменьшается. На рисунке 2 представлены графики скорости движения и графики координаты X метаемого элемента в зависимости от времени для расчётов с различной массой ВВ при начальном давлении в легком газе 20 атм. На представленном графике скорость отрицательная, т.к. метаемый элемент летит влево.

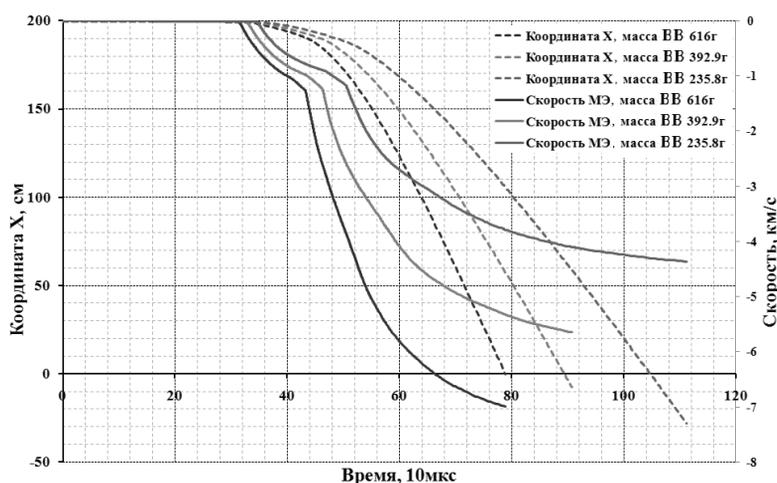


Рисунок 2. Графики скорости движения и координаты X метаемого элемента

массой 30г в зависимости от времени для расчётов с различной массой ВВ

Расчёт с учётом корпуса легкогазовой установки показал, что взрывная камера под действием продуктов взрыва расширяется на ~2мм, деформируя корпус. Деформируемый корпус в процессе воздействия находился в упругой области (пластических деформаций не было), что позволяет его использовать многократно. Расчёты с учётом корпуса установки показывают, что по корпусу баллистического ствола вперёд распространяется ударная волна, которая поджимает МЭ, тем самым затрудняя его движение (рисунок 3), при этом часть энергии взрыва тратится на деформацию и расширение взрывной камеры. Все это приводит к тому, что скорость вылета метаемого элемента из ствола ниже (составляет ~6 км/с), чем в расчёте, где внутренняя граница легкогазовой установки моделировалась как «жёсткая стенка непроницаемая для газа» (скорость вылета МЭ из ствола ~7 км/с).

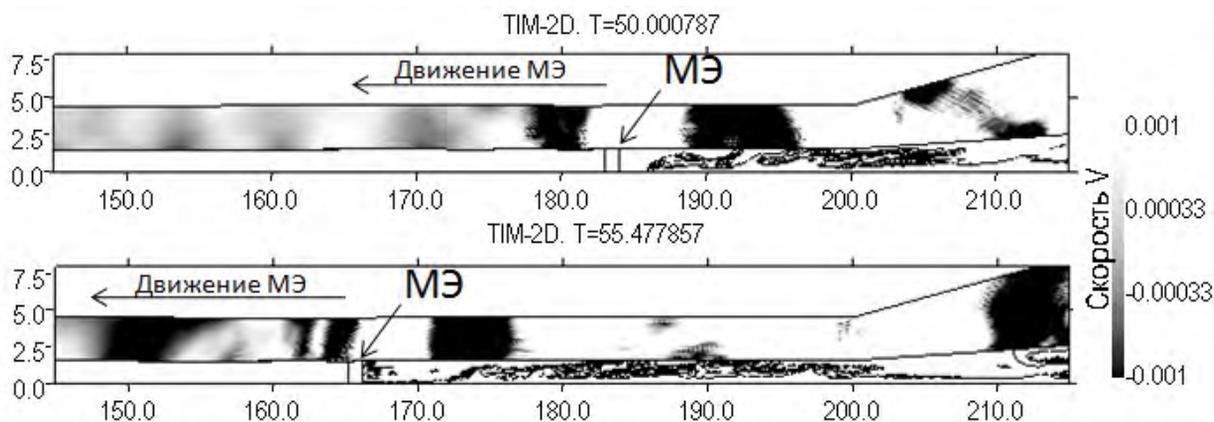


Рисунок 3. Распространение УВ в корпусе баллистического ствола ЛГПР на моменты времени: 500 и 554.7мкс. Растровые картины представлены с раскраской по компоненте скорости V_x , км/с

В рассматриваемой установке ЛГПР предусмотрена возможность откачки воздуха. В таблице 2 представлены результаты расчётов с массой МЭ 30 г с вариацией параметров легкого газа без учёта воздуха в стволе ЛГПР и без корпуса ЛГПР.

Таблица 2. Результаты расчётов с массой МЭ 30 г и с массой ВВ 616 г без учёта воздуха в разгонном отсеке с вариацией параметров лёгкого газа

Начальное давление в легком газе, атм	Скорость метаемого элемента, км/с	Время вылета, мкс
P=20	7.17	787.5
P=40	7.30	786
P=60	7.31	784

Анализируя полученные результаты, можно сделать вывод о слабом влиянии начального давления легкого газа на итоговую скорость движения метаемого элемента. В расчетах с учетом воздуха в стволе скорость вылета метаемого элемента на 2.7% ниже, чем в расчетах без учета воздуха в стволе.

2.2. Масса МЭ 200 г

Далее приведем результаты расчётов с массой метаемого элемента равной 200 г (таблицы 3-4).

Таблица 3. Результаты расчётов с массой МЭ 200 г без учёта воздуха в разгонном отсеке и без учёта корпуса с вариацией параметров лёгкого газа

Начальное давление в легком газе, атм	Характеристики бризантного ВВ: масса (г), плотность (г/см ³)	Скорость метаемого элемента, км/с	Время вылета, мкс
P=20	616 г, $\rho=0.785$	2.61	1417
P=40	616 г, $\rho=0.785$	2.63	1411
P=60	616 г, $\rho=0.785$	2.68	1394

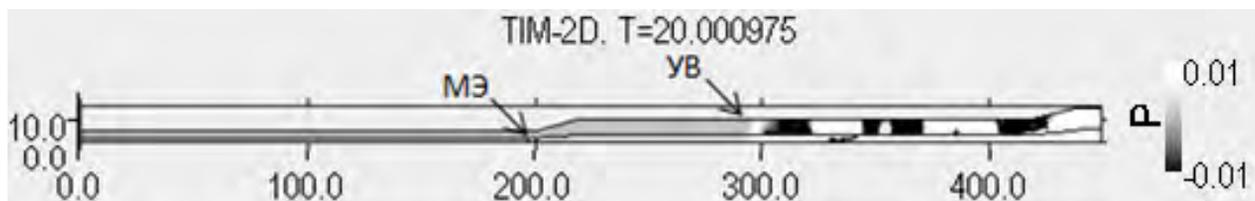
Таблица 4. Результаты расчётов с массой МЭ 200 г для давления лёгкого газа 20 атм. с вариацией различных параметров

Описание	Характеристики бризантного ВВ: масса (г), плотность (г/см ³)	Скорость метаемого элемента, км/с	Время вылета, мкс
Без корпуса, без воздуха	616 г, $\rho=0.785$	2.61	1417
С корпусом, без воздуха	616 г, $\rho=0.785$	2.37	1530
С корпусом, с воздухом	616 г, $\rho=0.785$	2.30	1534
Без корпуса, без воздуха	392.9 г, $\rho=0.5$	1.92	1750
С корпусом, без воздуха	392.9 г, $\rho=0.5$	1.74	1881
Без корпуса, без воздуха	235.8 г, $\rho=0.3$	1.4	2334

Из полученных результатов видно, что скорость вылета МЭ из баллистического ствола в расчёте с учётом корпуса ЛГПР ниже на 0.3 км/с, чем в расчёте без корпуса (с имитатором корпуса ЛГПР «жесткой» стенкой).

Приведём более подробное описание расчёта с массой МЭ 200 г при плотности ВВ 0.785 г/см³ и давлении лёгкого газа 20 атм. На рисунках 4-5 приведена динамика движения УВ по стволу ЛГПР и внутри ствола. Для отображения положения фронтов УВ и отражённых УВ величина давления на рисунках была ограничена значением 0.01 ГПа.

Начиная с момента времени ~350 мкс положение фронта УВ по корпусу опережает положение метаемого элемента при его движении. Интенсивность давления на фронте ударной волны, распространяющемся по корпусу ЛГПР, на момент времени 350 мкс равна ~0.01 ГПа. Так же, как и для расчетов с массой МЭ 30 г деформируемый корпус в процессе воздействия находился в упругой области, что позволяет использовать его многократно. На рисунках 4-5 отмечено положение УВ и МЭ.


Рисунок 4. Движение УВ по корпусу на момент времени 200 мкс.

Растровые картины представлены с раскраской по давлению, ГПа

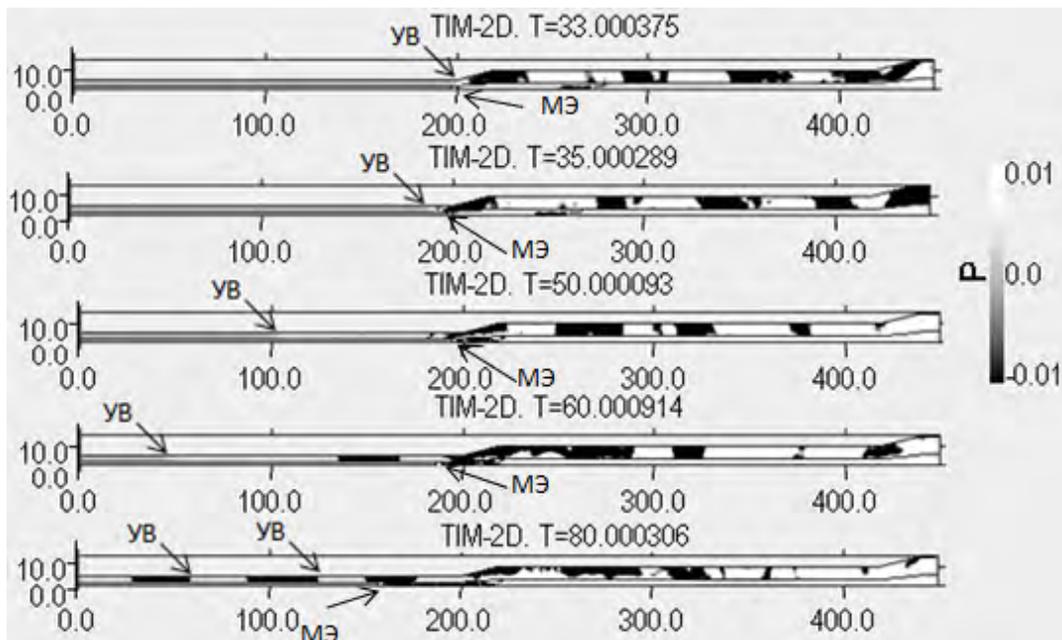


Рисунок 5. Движение УВ по корпусу на моменты времени: 330, 350, 500, 600 и 800 мкс. Растровые картины представлены с раскраской по давлению, ГПа

3. Выводы

В работе приведены результаты численного моделирования, выполненного по методике ТИМ, проведенного для исследования внутренней баллистики и прочности корпуса легкогазовой установки с использованием энергии бризантного ВВ. При исследовании варьировалась масса бризантного ВВ, масса метаемого элемента (30 и 200 г), параметры лёгкого газа, учёт и не учёт воздуха в разгонном отсеке и учёт наличия корпуса лёгкогазовой установки или его имитатора в виде жесткой стенки.

С плотностью номинального заряжания ВВ в 0.785 г/см^3 для масс метаемого элемента 30 и 200 г получена скорость вылета МЭ из баллистического ствола 7.3 и 2.6 км/с соответственно. Анализ результатов расчётов показывает, что различное начальное давление в лёгком газе (20, 40 и 60 атм.) оказывает слабое влияние на итоговую скорость вылета МЭ, в расчётах с учётом корпуса ЛГПР видно, что часть энергии взрыва тратится на расширение и деформацию взрывной камеры. Поэтому скорость вылета метаемого элемента из баллистического ствола при учёте корпуса лёгкогазовой установки на 2.7% ниже, чем при моделировании его граничным условием «жесткая» стенка, непроницаемая для газа.

Анализ результатов для массы МЭ 200 г показал, что для плотности заряжания бризантного ВВ 0.785 и 0.5 г/см^3 итоговая скорость вылета МЭ из ствола составляет 2.3 и 1.7 км/с соответственно при учёте корпуса ЛГПР. В расчёте с плотностью заряжания ВВ 0.3 г/см^3 без учёта корпуса ствола получена скорость МЭ 1.4 км/с.

При выбранных параметрах заряжания ВВ деформируемый корпус в процессе воздействия находился в упругой области, что позволяет использовать его многократно. Метаемый элемент в рассмотренных условиях воздействий не разрушается.

Проведённое численное исследование показало принципиальную возможность моделирования физических процессов, происходящих в экспериментальных установках типа ЛГПР.

Список литературы

1. Бохан А.С., Куликов С.В., Лапичев Н.В. и др. Опыт отработки высокоскоростного метания стальных сферических элементов из ЛГУ. В сб. «Воздействие мощных потоков энергии на вещества». // М.: ИВТАН. 1992. с.156-163.
2. Kryukov P.V. Review of investigations under way on the large-scale TsNIIMASH ballistic facility // Int. J. Impact Engng. 1999. Vol.23. p.501-508.
3. Piekutowski A.J., Poormon K.L. Development of a three-stage, light-gas gun at the University of Dayton Research Institute // Int. J. Impact Engng. 2006. Vol.33. p.615-624.
4. С.С. Соколов, А.И. Панов, А.А. Воропинов и др. Методика ТИМ расчета трехмерных задач механики сплошных сред на неструктурированных многогранных лагранжевых сетках // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Математическое моделирование физических процессов. 2005. Вып. 2. с. 37-52.
5. С.С. Соколов, А.А. Воропинов, И.Г. Новиков и др. Методика ТИМ-2D для расчета задач механики сплошной среды на нерегулярных многоугольных сетках с произвольным количеством связей в узлах // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Математическое моделирование физических процессов. 2006. Вып. 4. с. 29-43.
6. Я.Б. Зельдович Я.Б., Ю.П. Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений // М. Наука. 1966г., 688с.
7. Г.В. Гаркушин, Г.Е. Иванчихина, О.Н. Игнатова и др. Механические свойства меди М1 до и после ударного сжатия в широком диапазоне длительности нагрузки. // Физика металлов и металловедение. 2011. т.111, №2, с.1-10.
8. С.С. Соколов. Феноменологическая модель кинетики развития поврежденности в твёрдых материалах при импульсных воздействиях // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Математическое моделирование физических процессов. 2012. Вып. 4. с. 13-26.

КОМБИНИРОВАННАЯ ПРОТИВОПУЛЬНАЯ И ПРОТИВОКУМУЛЯТИВНАЯ ЛЕГКАЯ БРОНЕЗАЩИТА

И.Ф. Кобылкин, А.А. Горбатенко

МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва, Россия

Для защиты легкой бронетехники от кинетических и малокалиберных кумулятивных средств поражения (КСП) необходимо одновременное использование как противопульной бронезащиты [1], так и противокумулятивной динамической защиты (ДЗ) [2] с существенно уменьшенным уровнем ударного воздействия на защищаемый объект. Для обеспечения повышенной противопульной стойкости в настоящее время обычно используют керамико-металлические или керамико-композитные двухслойные преграды с лицевым керамическим слоем [3, 4]. Использованию традиционной противокумулятивной ДЗ препятствует чрезвычайно интенсивное воздействие метаемых стальных пластин на объект защиты. В настоящей статье представлена структура объединенной комбинированной бронезащиты, обеспечивающей защиту, как от кинетических, так и от малокалиберных КСП, при приемлемом уровне воздействия на объект защиты (рис. 1).

В работах [5, 6] было обосновано использование для противокумулятивной защиты легкой бронетехники ДЗ с керамическими обкладками. Экспериментально и теоретически было установлено, что метаемые взрывом керамические обкладки ДЗ вследствие диспергирования

оказывают существенно меньшее ударное воздействие на защищаемый объект по сравнению с металлическими обкладками, при этом сохраняется (а при равной массе элементов ДЗ даже повышается) уровень защищающей способности от действия кумулятивных струй (КС). Физическое объяснение уменьшения нагрузки на защищаемый объект состоит в том, что импульс действующей нагрузки вследствие диспергирования керамических пластин при взрывном метании растягивается, что и приводит к уменьшению его амплитуды.

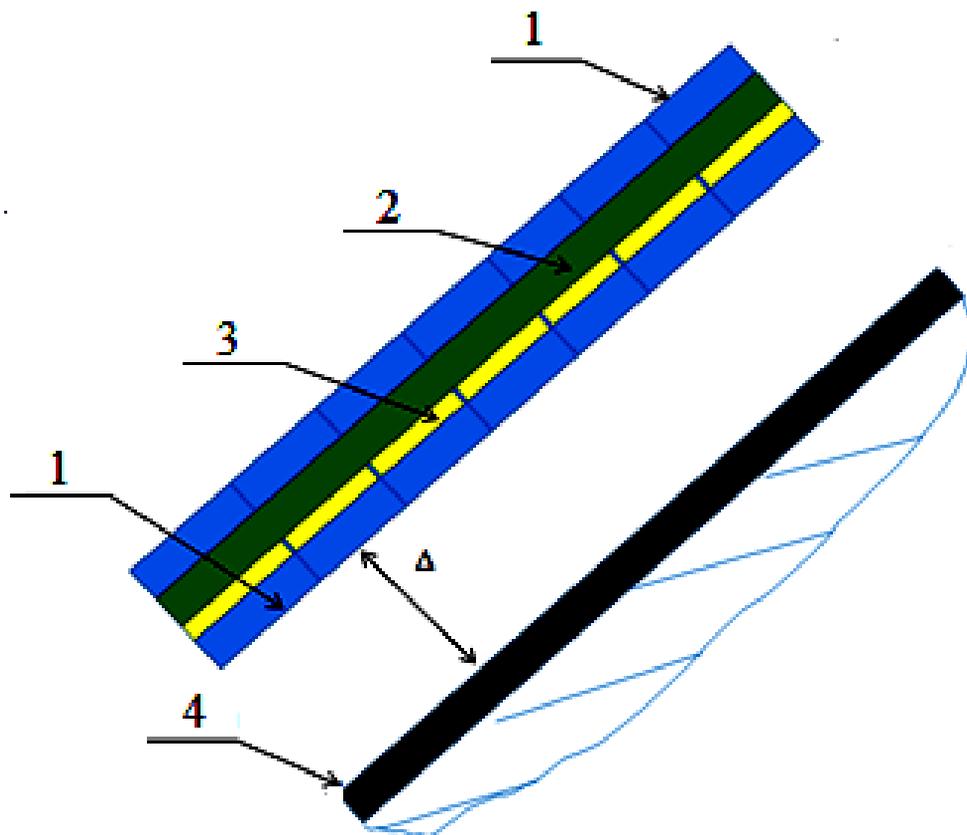


Рисунок 1. Структура комбинированной противоупульной и противоккумулятивной защиты: 1 – дискретный слой керамики; 2 – подложка; 3 – слой ВВ с детонационными диодами; 4 – демпфер

За противоупульной защитой в предлагаемой комбинированной броне располагаются один или два ряда элементов ДЗ, состоящих из плоского заряда ВВ с детонационными диодами [7] и дискретной керамической пластины (рис. 1). Предполагается, что детонационные диоды будут управлять направлением распространения детонационной волны, пропуская ее только вверх по ЭДЗ, что позволит уменьшить массу детонирующего ВВ, а значит и ударное воздействие тыльной обкладки ЭДЗ на объект защиты. В качестве тыльной обкладки ЭДЗ выступает дискретный слой керамики. При взрывном метании керамические пластины разрушаются и образуется плотный поток фрагментов, который эффективно разрушает КС и в тоже время оказывает слабое воздействие на более удаленный защищаемый объект при соударении с ним. Для экспериментального подтверждения эффективности воздействия дисперсного керамического потока на кумулятивную струю было выполнено рентгенографирование процесса воздействия метаемой взрывом керамической пластины на неподвижную медную проволоку, имитирующую КС. Схема соответствующего эксперимента и полученные рентгенограммы приведены на рис. 2а и 2 б.

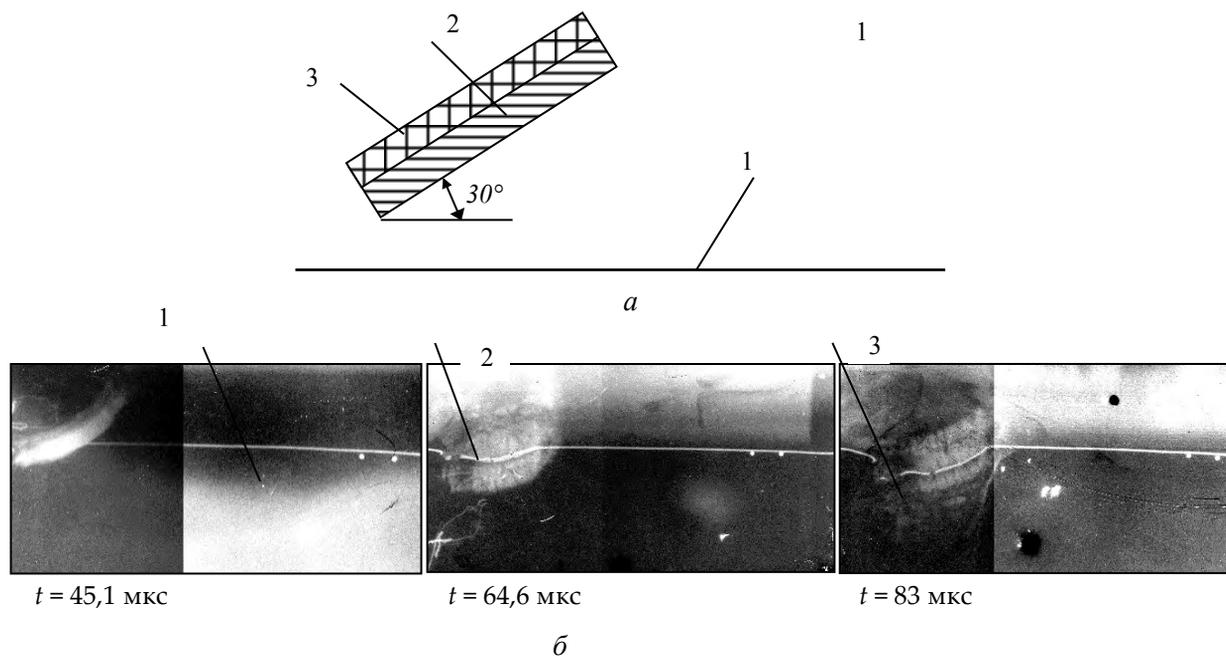


Рисунок 2. Схема эксперимента (а) и рентгенограммы процесса воздействия керамического потока на медную проволоку (б); а: 1 – медная проволока; 2 – метаемая керамическая пластина; 3 – метаемый заряд ВВ; б: 1 – медная проволока; 2 – керамический поток; 3 – поперечная волна в проволоке

Пластина из карбида кремния с размерами $50 \times 50 \times 10$ мм разгонялась продуктами детонации скользящей детонации заряда пластичного ВВ ПБВ–5А массой 23 г и металась на медную проволоку диаметром 1,8 мм, которая была натянута между двух опор под углом 30° к поверхности керамической пластины. Из анализа полученных рентгенограмм (рис. 2, б) можно сделать вывод о том, что поток керамических частиц интенсивно деформирует и разрушает проволоку, местами перерезая её. Максимальная скорость потока керамических частиц составила 558 м/с. Прогиб проволоки для времени $t = 65 \text{ мкс}$ составил 2,44 мм, а для $t = 83 \text{ мкс}$ – 5,11 мм. Боковая скорость проволоки составила 148 м/с. С учетом собственной скорости элемента КС равной 8000 м/с его боковая скорость в этих условиях уменьшится до 50 м/с.

Противопульная стойкость керамико-металлической брони оценивалась с использованием аналитической модели пробивания керамико-металлических преград [3], а оптимизация их структуры осуществлялась расчетным путем [4, 8] исходя из достижения максимальной скорости пробития при фиксированных значениях поверхностной плотности. Некоторые результаты расчетов представлены в таблице 1. Минимальной погонной массой обладают защитные структуры на основе карбида бора, но вследствие его высокой стоимости в комбинированной защите предлагается использовать двухслойные преграды на основе карбида кремния. Для защиты объекта от бронебойных пуль калибром 12,7 мм толщина керамического слоя должна составлять 7 мм. В качестве подложки была выбрана пластина из титанового сплава ВТ23 толщиной 3,6 мм. Именно такая структура обладает минимальной погонной массой.

Таблица 1. Расчетные характеристики керамико-металлической защиты от действия пули Б-32 калибра 12,7 мм

Ceramics	Материал подложки	Толщина керамики / подложки, мм	Предельная скорость пробития, м/с	Погонная масса, кг/м ²
SiC	Сталь 44	7,7 / 2,1	838	40,6
	АМг6	8,4 / 6,5	837	43,5
	В95	8,2 / 6	837	42,5
	ВТ23	7 / 3,6	837	37,8
Al ₂ O ₃	Сталь 44	6,8 / 2,5	838	46
	АМг6	7,5 / 7,7	837	49,4
	В95	7,3 / 7,1	837	48,2
	ВТ23	6,2 / 4,2	837	42,8
В ₄ С	Сталь 44	8,6 / 1,9	836	36,2
	АМг6	9,5 / 5,5	839	38
	В95	9,3 / 5,1	838	37,1
	ВТ23	8 / 3	839	33,2

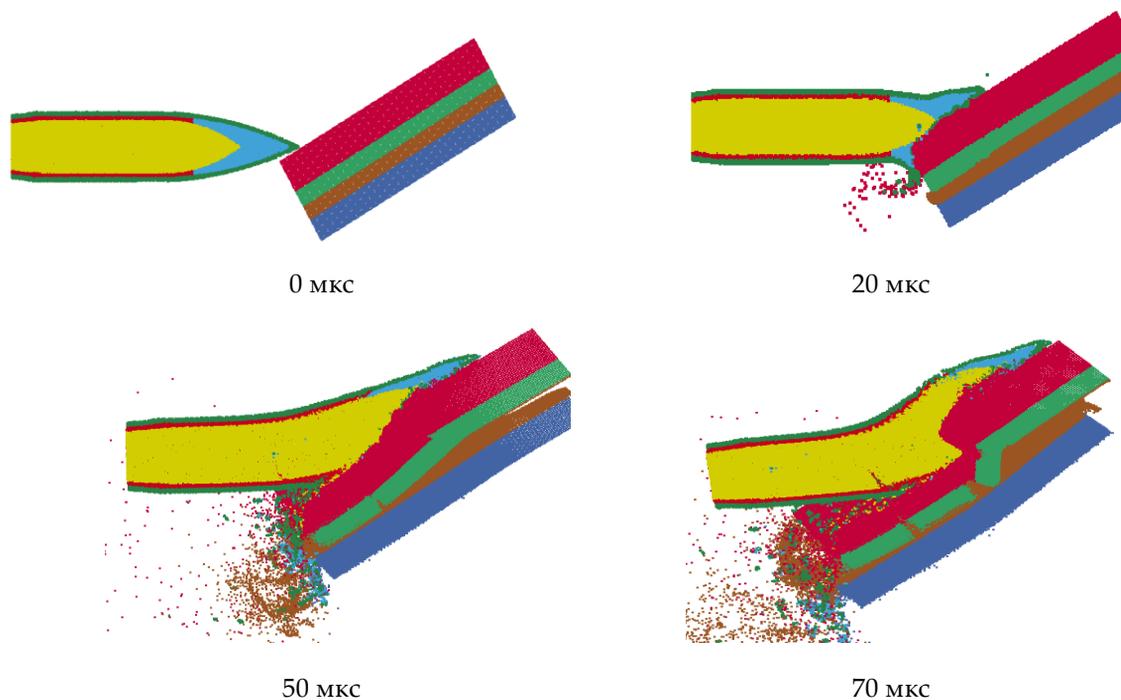


Рисунок 3. Стадии проникания пули в комбинированную бронезащиту

Для подтверждения выбранных характеристик бронезащиты было выполнено численное моделирование процесса взаимодействия бронебойной пули Б32 калибра 12,7 мм с комбинированной броней под углом 60°. Моделирование проводилось в программном пакете Ls-Dyna методом SPH. На рис. 3 представлены результаты расчета.

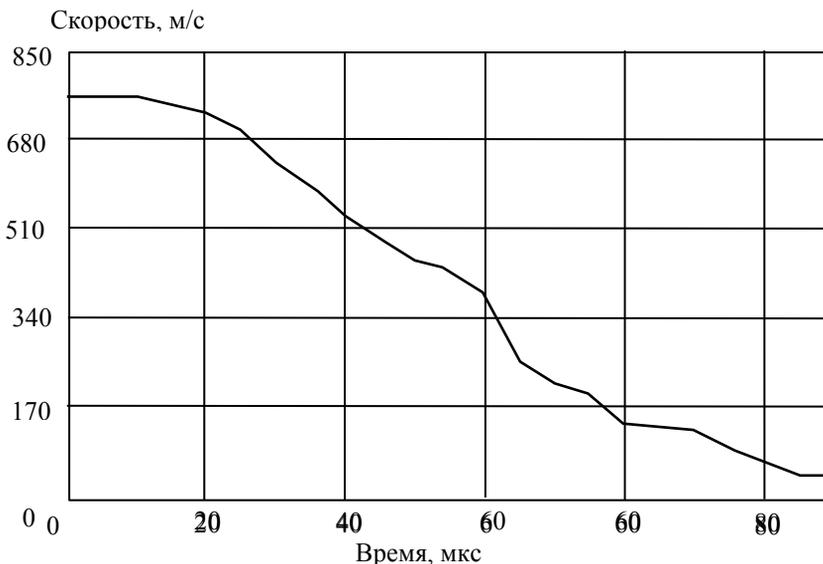


Рисунок 4. Зависимость скорости сердечника от времени

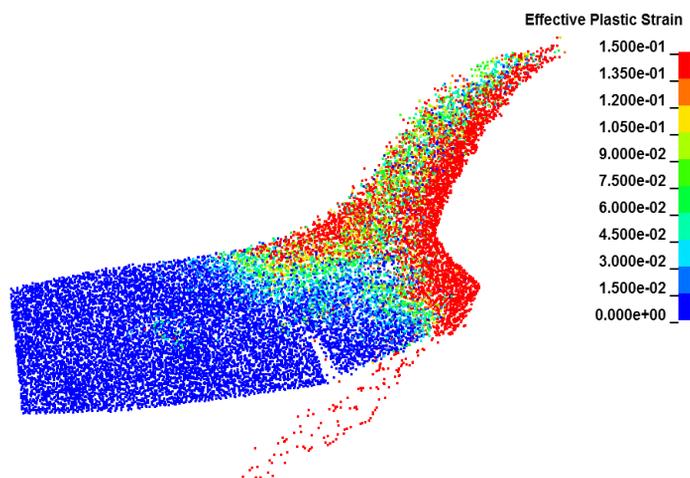


Рисунок 5. Распределение эффективных пластических деформаций по сердечнику в момент времени равный 70 мкс (максимальные пластические деформации для материала сердечника задавались равными 0,08)

В процессе проникания сердечник интенсивно тормозится (рис. 4) и разрушается (рис. 5), а на последних стадиях проникания при $t > 60$ мкс остатки сердечника разворачиваются на угол от 5° до 14° , что способствует дополнительному торможению сердечника, а значит и увеличению противопоульной стойкости преграды.

Список литературы

1. Кобылкин И.Ф., Селиванов В. В. Материалы и структуры легкой бронезащиты. – М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2014. – 191 с.
2. Частные вопросы конечной баллистики / [Кобылкин И.Ф.] и др. // Под ред. В.А. Григоряна. – М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2006.

3. Кобылкин И.Ф., Горбатенко А.А. Аналитическая модель пробивания керамики-металлических защитных преград и их оптимизация // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Серия Машиностроение. 2017 № 3. С. 54-65.
4. Кобылкин И.Ф., Пробивание двухслойных преград с внешним керамическим слоем и оптимизация их структуры // Физика горения и взрыва.– 2017, т. 53, № 4.– с. 126-133.
5. Кобылкин И.Ф., Горбатенко А.А. Сравнительное изучение защищающей способности элементов динамической защиты с пониженным воздействием на объект защиты // Инженерный журнал: наука и инновации, 2015 г, вып. 4. URL: <http://engjournal.ru/catalog/mech/mlgp/1391.html>.
6. Кобылкин И.Ф., Горбатенко А.А. Численное моделирование взаимодействия кумулятивных струй с динамической защитой // Сборник докладов международной конференции XVII Харитоновские тематические научные чтения. Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2015. С. 593-598.
7. Кобылкин И.Ф. Передача детонации в тонких слоях ВВ через сплошные и перфорированные перегородки. Экстремальные состояния вещества. Детонация. Ударные волны // Сборник докладов международной конференции XVII Харитоновские тематические научные чтения. Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2015. С. 5-9.
8. Кобылкин И.Ф., Горбатенко А.А. Защищающая способность керамического слоя легкой комбинированной брони при ударном воздействии пуль под углом // Сборник тезисов докладов международной конференции XIX Харитоновские тематические научные чтения. Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2017. С. 239-240.

COMBINED BULLETPROOF AND ANTICUMULATIVE LIGHTWEIGHT ARMOR

I.F. Kobylkin, A.A. Gorbatenko

BMSTU, Moscow, Russia

In order to protect armored vehicles from kinetic and small-caliber shaped-charge ammunition (SCA) it is necessary to use bullet-resistant armor [1] as well as shaped-charge-resistant explosive reactive armor (ERA) [2] with significantly reduced level of shock impact loading on protected object. It is common to use ceramic-metallic or ceramic-composite double-layer target with ceramic outer layer to achieve enhanced bullet-resistance [3, 4]. The usage of the traditional ERA is constrained by significant impact of the driven steel plates on the protected object. In present paper, a structure of conjoined combined armor is described. The armor protects vehicles from kinetic energy projectiles as well as from small-caliber SCA and preserves the affordable level of shock impact on protected object (fig. 1).

The usage of shaped-charge-resistant ERA with ceramic outer layers was substantiated in papers [5, 6]. It is experimentally established that due to dispergation explosive driven ceramic liner, used in ERA, reduce impact loading on protected object in comparison with metallic liners but the level of protection from cumulative jet is preserved and even increased in case of identical mass of the metallic and ceramic plates. The prolonged impulse of the explosive driven ceramic plates leads to a reduction in its amplitude, and this is a physical explanation to a lower impact loading on the protected object.

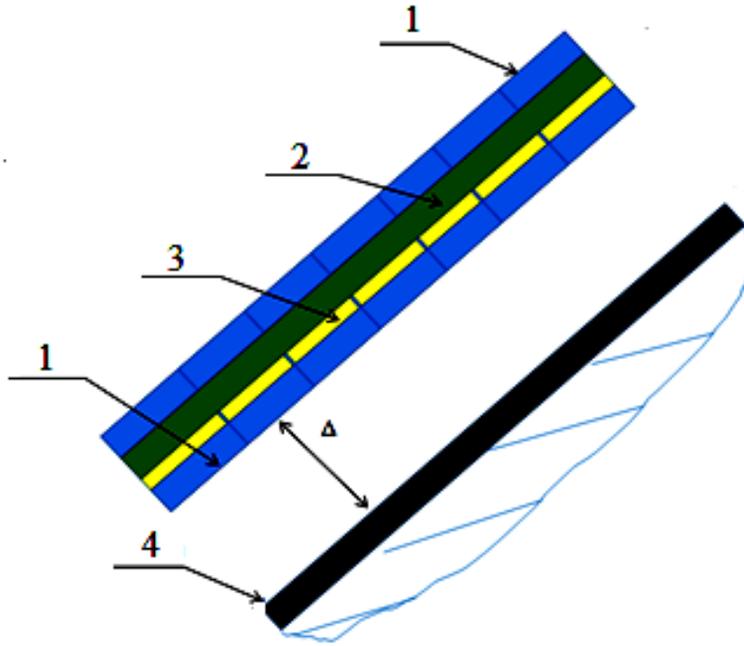


Figure 1. Structure of combined bullet-resistant and shaped-charge-resistant armor:

1 – discrete ceramic layer; 2 – sub layer; 3 – HE layer with detonation diodes; 4 – damper

One or two rows of the ERA elements are located behind the bullet-resistant structure in the combined armor. They consist of a flat HE charge with detonation diodes [4] and discrete ceramic plates (fig. 1). The detonation diodes are expected to drive the detonation in the only direction, upward in the ERA element, which allows to decrease the mass of the HE charge and thus to reduce the shock impact of the ERA outer layer on the protected object. A discrete ceramic layer is used as an outer liner. When explosive projection occurs, ceramic plates fragmentize and the dense stream of the fragments effectively disrupts the jet and provides a low impact on the more distant protected object with collision.

An X-ray radiography of the process of explosive ceramic plate projection on a static copper wire was used in order to verify the effectiveness of the jet disruption by the dense stream of the fragments. The scheme of the experiment and the results are shown on fig. 2a and 2b.

SiC ceramic plate (50x50x10 mm) was driven by the detonation products of the sliding detonation in plastic-bonded explosive PVV-5A (23 g) and was projected on copper wire with the diameter of 1.8 mm, stretched between two supports at an angle of 30° with the plate. It is possible to make a conclusion from the results (fig. 2b) that the stream of the fragments distorts and collapses the wire, cutting it locally. Maximal speed of the fragments was 558 m/s. Yield of the wire at $t = 65 \mu\text{s}$ was 2.44 mm, at $t = 83 \mu\text{s}$ – 5.11 mm. Lateral velocity of the wire was 148 m/s, but considering the velocity of the jet element which is 8000 m/s, lateral velocity will go down to 50 m/s.

Bullet resistance of the combined armor was estimated using the analytical model of ceramic-metallic target perforation [3], structure of the armor was optimized using the criteria of maximal penetration speed with constant areal density. Some results are shown in table 1. B₄C armor structures have the least mass per meter, but considering the expensiveness it is proposed to use double-layered SiC structures. In order to protect the object from 12.7 AP bullet B-32 the armor must be 7 mm thick. VT23 titanium alloy 3.6 mm thick was used as the sub-layer. Such structure has the least mass per meter.

A numerical simulation of 12.7 AP B32 interacting with the target at 60° was conducted using a three-dimensional dynamic finite element program of LS-DYNA with the SPH algorithm in order to validate the characteristics of the armor. The results are shown in figure 3.

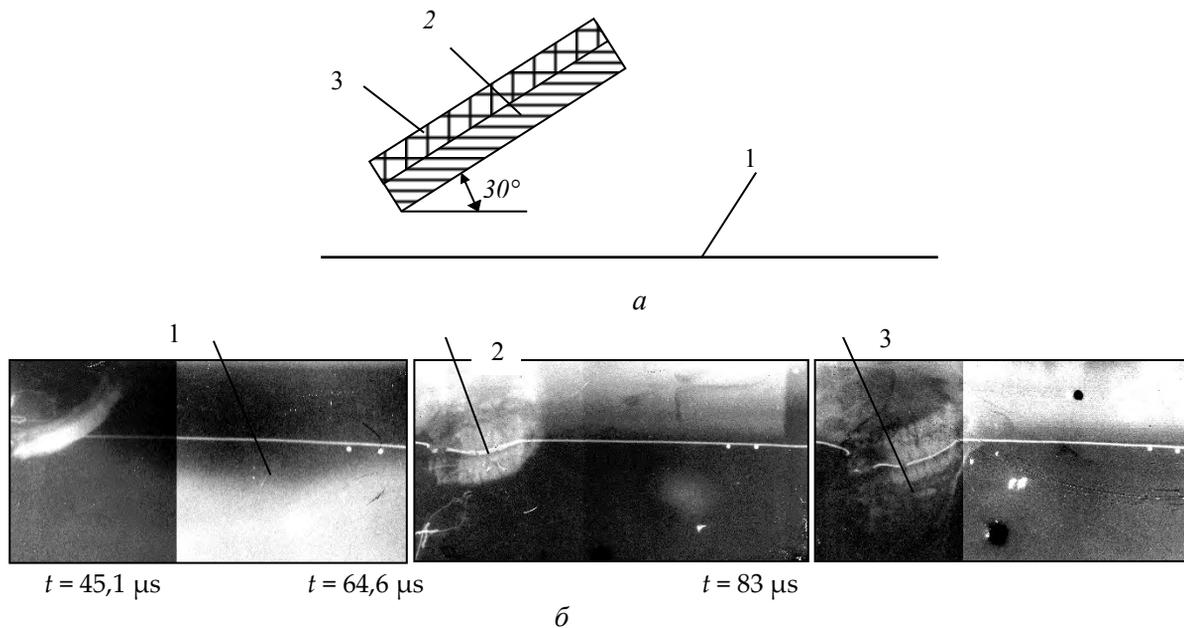


Figure 2. Experiment scheme (a) and X-ray radiography of the disruption process (b); a: 1 – copper wire; 2 – explosive driven ceramic plate; 3 – HE charge; б: 1 – copper wire; 2 – ceramic fragment stream; 3 – transverse wave in a wire

Table 1. Calculated characteristics of ceramic-metallic structures on impact of the 12.7 APB B32

Ceramics	Sub-layer Material	Ceramics/sub-layer thickness, mm	Maximal penetration speed, m/s	Mass per meter, kg/m ²
SiC	Steel 44	7,7 / 2,1	838	40,6
	AMg6	8,4 / 6,5	837	43,5
	V95	8,2 / 6	837	42,5
	VT23	7 / 3,6	837	37,8
Al ₂ O ₃	Steel 44	6,8 / 2,5	838	46
	AMg6	7,5 / 7,7	837	49,4
	V95	7,3 / 7,1	837	48,2
	VT23	6,2 / 4,2	837	42,8
B ₄ C	Steel 44	8,6 / 1,9	836	36,2
	AMg6	9,5 / 5,5	839	38
	V95	9,3 / 5,1	838	37,1
	VT23	8 / 3	839	33,2

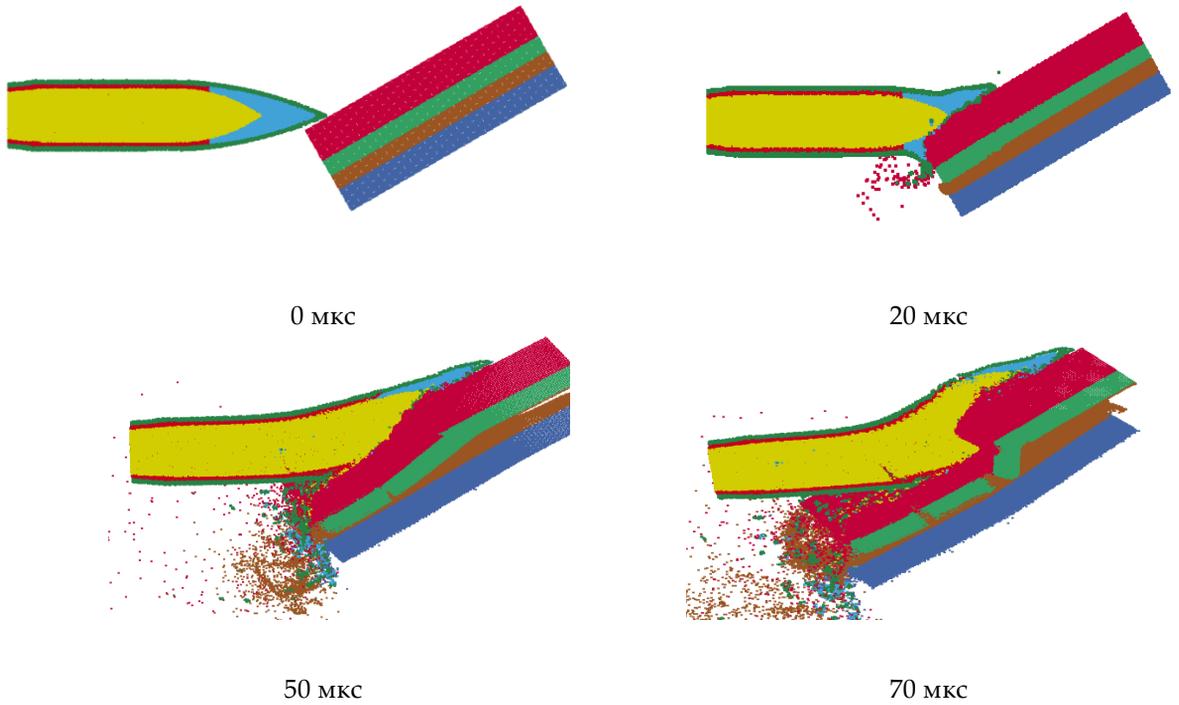


Figure 3. Stages of the bullet impacting the combined armor

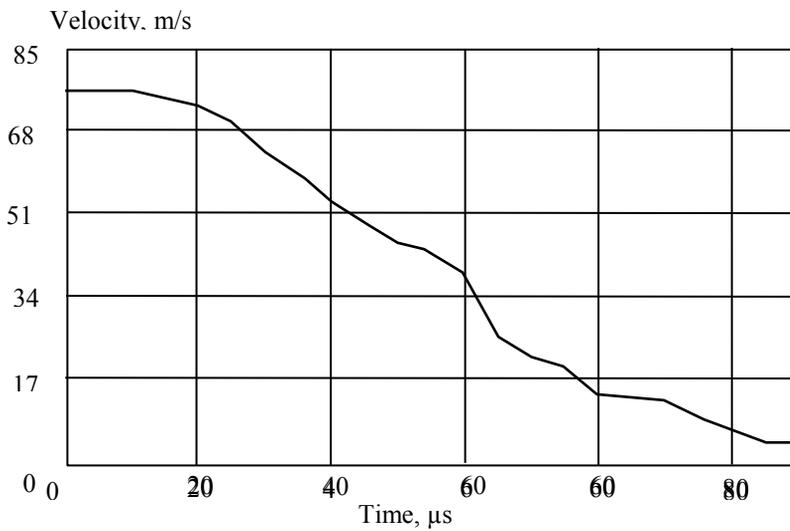


Figure 4. Time-velocity dependence of the slug

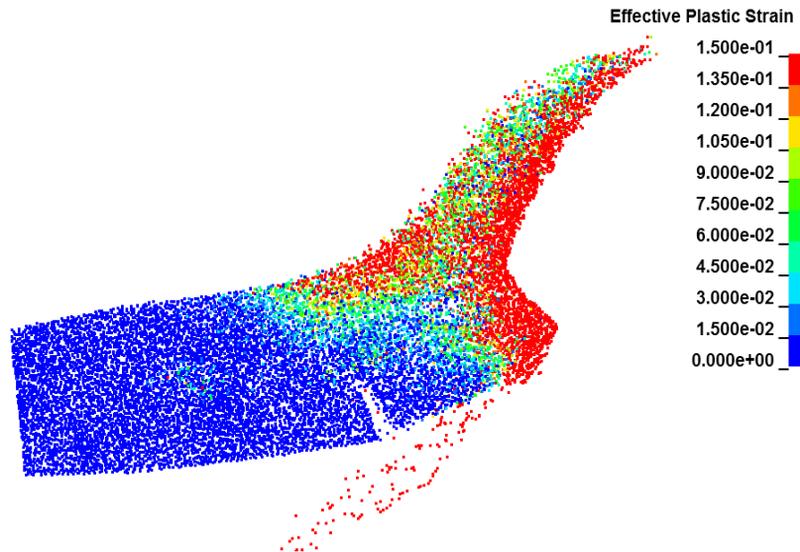


Figure 5. Effective plastic strain contour on the slug at $70 \mu\text{s}$
(maximal plastic strain for the slug material was 0.08)

The slug decelerates intensively (fig. 4) and damaged (fig. 5) in the penetration process. On the last stages of the penetration at $t > 60 \mu\text{s}$ the remnants of the core rotate on an angle from 5° to 14° . This effect adds up to the deceleration of the core of the bullet, therefore increases the bullet resistance of the armor.

References

1. Kobylkin I.F., Selivanov V.V. *Materialy i struktury legkojj bronezashchity* [Materials and structures for lightweight armor protection]. Moscow, Bauman MSTU Publ., 2014. 191 p.
2. *Chastnye voprosy konechnoi ballistiki* / [Kobylkin I.F. etc.] // Ed. V.A. Grigorjan. – M.: BMSTU named. Bauman, 2006.
3. Kobylkin I.F., Gorbatenko A.A. Fenomenologicheskaya model probivaniya keramicheskikh pregrad [Phenomenological model of penetrating ceramic targets] // *Vestnik BMSTU. Seriya "Maschinnostreniya"*. 2016. # 6. P.62–73. (in Russ.).
4. Kobylkin I.F. Penetration of double-layer targets with outer ceramic layer and optimization of their structures. *Combustion, Explosion, and Shock Waves*, 2017, Vol. 53, No.4, pp.483–459.
5. Кобылкин И.Ф., Горбатенко А.А. Сравнительное изучение защищающей способности элементов динамической защиты с пониженным воздействием на объект защиты // *Инженерный журнал: наука и инновации*, 2015 г, вып. 4. URL: <http://engjournal.ru/catalog/mech/mlgp/1391.html>.
6. Кобылкин И.Ф., Горбатенко А.А. Численное моделирование взаимодействия кумулятивных струй с динамической защитой // *Сборник докладов международной конференции XVII Харитоновские тематические научные чтения*. Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2015. С. 593-598.
7. Kobylkin I.F. Detonation Propagation in Thin Layers of Explosives with Inert Partition // *Combustion, Explosion and Shock Waves*. 2016. Vol. 52. N 1.
Kobylkin I.F., Gorbatenko A.A. Penetration of double-layer targets with outer ceramic layer under the Action of an Imactor at Angle // *Combustion, Explosion and Shock Waves*. 2018. Vol. 54. No. 6.

АНАЛИЗ ВЛИЯНИЯ ПАРАМЕТРОВ ЗАРЯДОВ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ФОРМИРУЕМЫХ ВЫСОКОСКОРОСТНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

П.В. Круглов, В.И. Колпаков

МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва, Россия

Для проникания в прочные преграды используются кумулятивные заряды, образующие высокоскоростные удлиненные элементы (ВУЭ), изменяющие свою геометрию в процессе полета [1,2]. Элемент образуется путем деформирования металлической сегментной облицовки, выполненной, как правило, из пластичной стали, меди или других металлов, в результате взрыва заряда [3,4]. Для устойчивости во время полета ему стараются придать такую форму, чтобы в хвостовой части сформировалась юбка, служащая стабилизатором [2-4]. В данной работе исследуются механизмы влияния конструктивных параметров облицовки на форму и устойчивость высокоскоростных удлиненных элементов путем математического моделирования взрывных процессов с использованием численных методов механики сплошной среды.

Рассмотрим конструкцию снарядоформирующего заряда. Снарядоформирующий заряд состоит из корпуса, заряда взрывчатого вещества, металлической облицовки, детонатора (рис.1). После взрыва металлическая облицовка меняет свою форму и, в зависимости от физико-механических, геометрических параметров заряда может принимать компактную или удлиненную (рис.2) форму.

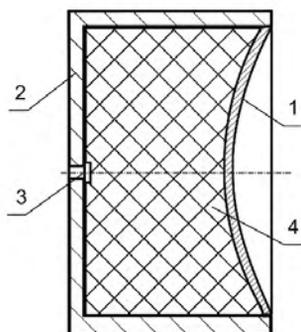


Рисунок 1. Схема снарядоформирующего заряда:

- 1 – облицовка,
- 2 – корпус,
- 3 – детонатор, 4 – ВВ

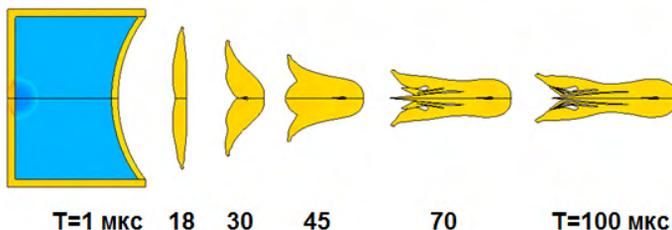


Рисунок 2. Функционирование снарядоформирующего заряда и получение высокоскоростного удлиненного элемента

Преимуществами удлиненной формы ВУЭ являются большая пробивная способность элемента по сравнению с компактным той же массы, меньшее сопротивление среды на этапе полета, что приводит к большей дальности полета элемента. Особенностью ВУЭ является большее по сравнению с компактным элементом, отношение длины элемента к диаметру, называемым удлинением элемента. К удлиненным относят высокоскоростные элементы с удлинением больше 2. Другой важной характеристикой высокоскоростного элемента является его наполненность. Чем больше наполненность элемента, тем больше его пробивное действие [1,2].

Изучением механизмов создания удлиненных элементов занимаются ученые разных стран [1,2], в том числе и России [1 – 6]. Как показывают результаты исследований, на форму высокоскоростного элемента оказывают влияние такие характеристики заряда как геометрические параметры корпуса и заряда взрывчатого вещества, физико-механические свойства материалов, из которых изготовлен корпус и облицовка, энергетические параметры взрывчатого вещества. Наибольшее влияние на форму и наполненность высокоскоростного удлиненного элемента

оказывают физико-механические свойства материала облицовки и ее геометрические параметры. Вместе с тем, в нашей стране отсутствуют методики, описывающие взаимосвязь между собой параметров облицовки и элемента. Изучению механизмов формирования высокоскоростного удлиненного элемента и выявлению зависимостей между формой элемента и облицовки посвящена данная работа. Поскольку проведение натурных экспериментов дороже вычислительных, авторами применялись методы математического моделирования функционирования снарядоформирующих зарядов на основе численных методов механики сплошных сред [1,3].

В настоящем исследовании были проведены вычислительные эксперименты, в которых использовалась модель кумулятивного заряда с сегментной стальной облицовкой [3,4]. В облицовке внутренняя и наружная поверхности описывались сферическими поверхностями. В различных вариантах расчетов изменялась разнотолщинность, т.е. толщина профиля облицовки вдоль радиального направления и динамический предел текучести материала облицовки γ_0 . Рассматривались три схемы облицовки: толщина профиля облицовки от центра к периферии принималась постоянной, уменьшалась (дегрессивная форма, рис. 4,а) или увеличивалась (прогрессивная форма, рис. 3,б).



Рисунок 3. Варианты облицовок снарядоформирующих зарядов: а) дегрессивная; б) прогрессивная; радиусы: R_1 –внутренней сферической поверхности; R_2 –наружной сферической поверхности; толщина облицовки: δ_1 – в центре; δ_2 –в периферийной области

Пределы варьирования физико-механических свойств материала облицовок приведены ниже. Расчеты были проведены для двух модельных СФЗ геометрически подобных типоразмеров, именуемых в дальнейшем СФЗ №1 и СФЗ №2.

СФЗ №1: диаметр заряда взрывчатого вещества (или внутренний диаметр корпуса) $d_3=62$ мм, высота $H = 50$ мм, толщина корпуса $d_k=3$ мм. Диаметр облицовки $d=d_3=62$ мм, прогиб облицовки – 10,45 мм. Использовали облицовки постоянной и переменной толщины. В первом случае толщина облицовки в центральной и периферийной частях составляла $\delta_1 = 2,5$ мм и $\delta_2= 3,1$ мм соответственно, во втором – $\delta_1 = 2,5$ мм и $\delta_2=2,2...2,8$ для дегрессивной формы кумулятивной облицовки и $\delta_1 = 2,5$ мм и $\delta_2= 3,3...4,0$ мм – для облицовок прогрессивной формы.

СФЗ №2: диаметр заряда взрывчатого вещества $d_3=125$ мм; высота $H = 100$ мм; толщина корпуса $d_k=6$ мм. Диаметр облицовки $d=31$ мм, прогиб облицовки – 20,88 мм. Так же, как и для СФЗ №1, использовали облицовки постоянной и переменной толщины. Здесь в первом случае толщина облицовки в центральной и периферийной частях составляла $\delta_1 = 5,0$ мм и $\delta_2= 6,2$ мм соответственно, во втором– $\delta_1 = 5,0$ мм и $\delta_2=4,5...6,1$ для дегрессивной формы кумулятивной облицовки и $\delta_1=5,0$ мм и $\delta_2=6,3...8,0$ мм – для облицовок прогрессивной формы.

В обоих зарядах СФЗ №1 и СФЗ №2 использовались материалы со следующими физико-механическими характеристиками [3, 4]:

облицовка –стали марок 08кп, 11кп, 11ЮА (плотность $\rho_0 = 7,85$ г/см³, модуль объемного сжатия $K_0 = 175$ ГПа, динамический предел текучести $\gamma_0= 0,65...0,75$ ГПа, модуль сдвига $G= 80$ ГПа,

откольная прочность $\sigma^* = 1,65$ ГПа, относительное сужение материала $\psi = 0,45 \dots 0,75$); корпус – сталь 45Х; ВВ – ТГ40 (плотность $\rho_{ВВ} = 1,68$ г/см³, скорость детонации $D_{ВВ} = 7,85$ км/с, теплота взрывчатого превращения $Q_{ВВ} = 4,61$ МДж/кг).

Для обоих зарядов применялось одноточечное инициирование.

Результаты расчетов обрабатывались так, что для каждого из высокоскоростных удлиненных элементов были получены удлинение элемента l^* , относительный диаметр юбки d_b^* и его наполненность w^* . Под относительным диаметром юбки d_b^* понимается отношение диаметра юбки к среднему диаметру головной части, а под наполненностью w^* – отношение массы полученного элемента к такому же, но полностью заполненному материалом в пределах наружного контура элемента.

На рис.4 приведен пример изменения формы высокоскоростного удлиненного элемента в зависимости от толщины облицовки на периферии. Видно, что при увеличении толщины периферии растет удлинение, но снижаются наполненность и относительный диаметр юбки.

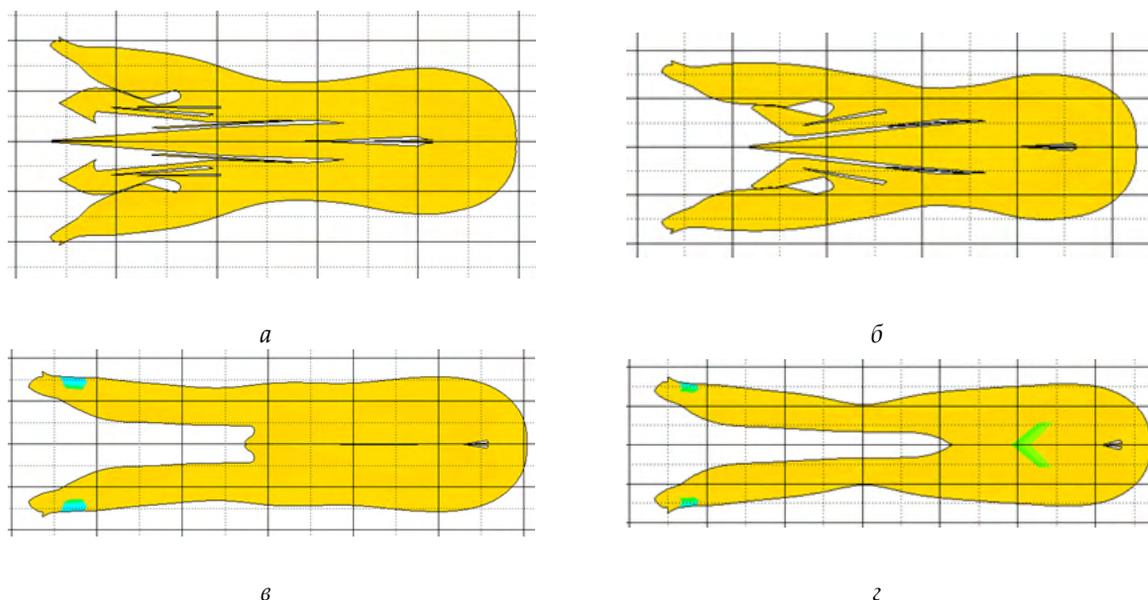


Рисунок 4. Форма высокоскоростного удлиненного элемента, получаемая из облицовки с толщиной: депрессивной $\delta_2=2,5$ мм (а), $\delta_2=2,7$ мм (б), постоянной $\delta_2=3,1$ мм (в), прогрессивной $\delta_2=3,3$ мм (з)

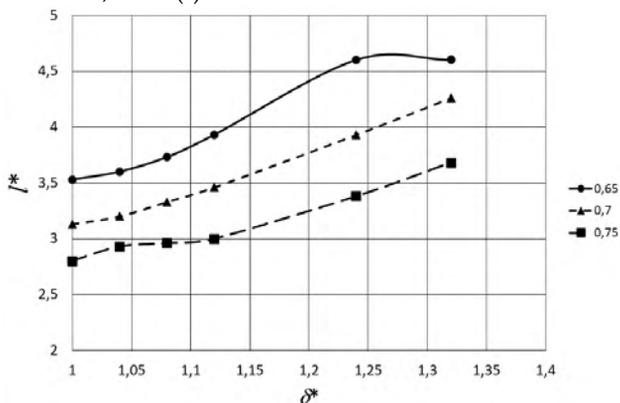


Рисунок 5. Зависимость удлинения l^* высокоскоростного элемента от относительной толщины периферийной области облицовки δ^* при различных значениях динамического предела текучести Y_0

На рисунке 5 представлены зависимости между удлинением элемента l^* и относительной толщиной на периферии δ^* , рассчитываемой как отношение толщины на периферии к толщине в

центре облицовки. Расчеты проводились на модели заряда СФЗ №1 при различных значениях динамического предела текучести γ_0 . Полученные данные показывают, что при снижении динамического предела текучести γ_0 удлинение элемента увеличивается. Удлинение элемента растет также и при увеличении относительной толщины периферийной области облицовки. Из рисунка видно, что для достижения удлинения более 4 единиц для данного заряда необходимо применение равнотолщинных или прогрессивных облицовок с динамическим пределом текучести не более 0,7 ГПа. При использовании облицовок дегрессивной формы с $\delta^* < 1,12$ получить элемент с удлинением более 4 единиц в данных условиях невозможно.

Увеличение относительной толщины облицовки на периферии δ^* приводит к снижению относительного диаметра юбки элемента d_b^* (рис.6). Кроме того, отмечено, что чем меньше динамический предел текучести материала облицовки, тем больше диаметр юбки элемента. Наполненность элемента также, как и диаметр юбки снижается при увеличении относительной толщины (рис.7) до достижения относительной толщины $\delta^* = 1.24$, соответствующей равнотолщинной облицовке. У элементов из облицовок прогрессивной формы относительный диаметр юбки больше, чем у элементов из равнотолщинных облицовок, что объясняется тем, что юбка элемента формируется из периферийных областей облицовки, где объем материала у облицовок прогрессивных форм больше, чем у облицовок равнотолщинных и дегрессивных форм.

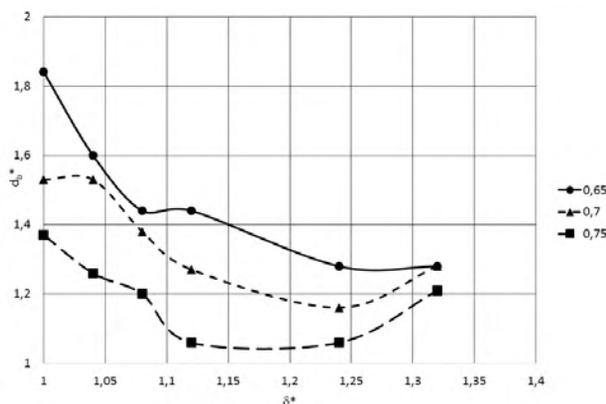


Рисунок 6. Зависимость относительного диаметра юбки d_b^* от относительной толщины периферийной области облицовки δ^* при различных значениях динамического предела текучести γ_0

Таким образом возникает неопределенность при выборе формы облицовки, поскольку для увеличения пробивной способности необходим рост удлинения и наполненности одновременно, а в данном случае изменение толщины облицовки на периферии приводит к изменению этих параметров в противоположные стороны.

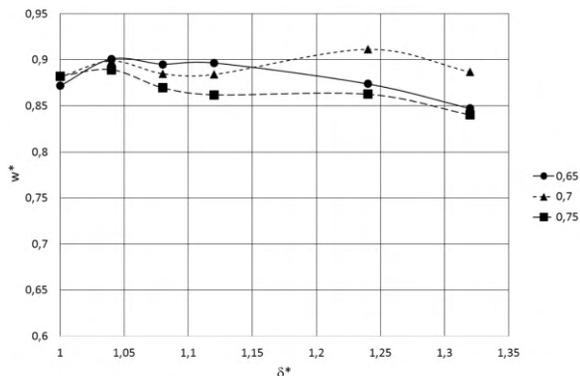


Рисунок 7. Зависимость наполненности элемента w^* от относительной толщины периферийной области облицовки δ^* при различных значениях динамического предела текучести γ_0

В то же время для повышения точности попадания в цель необходимо определенное увеличение диаметра юбки. Для выбора наилучшего варианта необходимы дополнительные исследования по сравнению точности попадания в цель и пробивной способности элементов с разным удлинением, наполненностью и диаметром юбки.

По предварительным оценкам, влияние наполненности элемента на пробивную способность сильнее, чем удлинения, поэтому более целесообразным является использование элементов с большей наполненностью и одновременно развитой юбкой, формирование которой позволит повысить точность попадания элементом в цель. Поэтому заряды с облицовками дегрессивной формы имеют преимущество перед зарядами с облицовками прогрессивной и равнотолщинной форм.

На основе результатов выполненных исследований получены графические зависимости изменения параметров формы высокоскоростного удлиненного элемента от разнотолщинности и физико-механических параметров материала облицовки снарядоформирующего заряда. Показано, что для облицовок дегрессивных форм, возможно формирование удлиненных высокоскоростных элементов с развитой хвостовой частью, что положительно сказывается на аэродинамической устойчивости элемента в процессе полета. Для зарядов с прогрессивными облицовками характерно получение более длинных, но слабонаполненных элементов, что негативно сказывается на их пробивной способности.

Список литературы

1. Колпаков В.И. Математическое моделирование функционирования взрывных устройств. Наука и образование, 2012, № 2. URL: <http://technomag.edu.ru/doc/334177.html> (дата обращения 10.12.2016).
2. Боеприпасы. т.1, Селиванов В.В., ред. Москва, Изд-во МГТУ им.Н.Э.Баумана, 2016, 506 с.
3. Круглов П.В., Колпаков В.И. Закономерности взрывного формирования удлиненных высокоскоростных элементов из стальных сегментных облицовок. Инженерный журнал: наука и инновации, 2017, вып.12. С. 1-19 URL: <http://dx.doi.org/10.18698/2308-6033-2017-12-1714>
4. Круглов П.В., Колпаков В.И. Анализ влияния разнотолщинности профиля металлических сегментных облицовок на форму высокоскоростных удлиненных элементов. Инженерный журнал: наука и инновации, 2018, вып.7. С. 1-10 URL: <http://dx.doi.org/10.18698/2308-6033-2018-7-1782>.
5. Круглов П.В., Болотина И.А. Технология изготовления дисковых заготовок переменной толщины для компактных летательных аппаратов. Инженерный журнал: наука и инновации, 2017, вып.9. С. 1-11. URL:<http://dx.doi.org/10.18968/2308-6033-2017-9-1674>.
6. Круглов П.В., Болотина И.А. Применение ориентированных гиперграфов ограничений при проектировании технологии изготовления высокоточных конструкций // Инженерный журнал: наука и инновации. Электронное научно-техническое издание. 2016. №5. <http://dx.doi.org/10.18698/2308-6033-2016-05-1494>.

БАЛЛИСТИЧЕСКИЙ ПРЕДЕЛ ЛЕТАТЕЛЬНОГО АППАРАТА ПРИ ВЫСОКОСКОРОСТНОМ УДАРЕ О ТОНКУЮ МЕТАЛЛИЧЕСКУЮ ПРЕГРАДУ

А.М. Куся¹, В.А. Марков², Ю.В. Попов², В.И. Пусев², С.И. Сычев¹

¹ АО «Корпорация «ТРВ», Королёв, Московская обл., Россия

² Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана, Москва, Россия

В работе используется квазидинамический подход к расчету ударно-проникающего действия. Тогда для недеформируемых (малодеформируемых) ударников оживально-цилиндрической

формы работу по разрушению тонкой преграды ($h/d < 0,5$, где h – толщина преграды, d – диаметр ударника) можно представить в виде [1, 2]:

$$W = \pi R^2 h \left[\frac{1}{2} \sigma_{td} + \frac{1}{16} \rho_t \pi^2 \left(\frac{V_0 R}{L} \right)^2 \right] \quad (1)$$

где W – работа по разрушению преграды; R – радиус ударника; h – толщина преграды; σ_{td} – динамический предел текучести материала преграды при растяжении; ρ_t – плотность материала преграды; V_0 – скорость удара; L – длина оживальной части ударника.

Приравнивая работу из выражения (1) к кинетической энергии ударника, получим выражения для определения предельной толщины пробиваемой преграды, баллистического предела и остаточной скорости:

$$h_{lim} = \frac{8m_a V_0^2 L^2}{\pi R^2 (8\sigma_{td} L^2 + \rho_t \pi^2 V_0^2 R^2)} \quad (2)$$

$$V = 2RL \sqrt{\frac{2\pi h \sigma_{td}}{(8m_a L^2 - \pi^3 h R^4 \rho_t)}} \quad (3)$$

$$V_r = \sqrt{V_0^2 - \frac{\pi R^2 h}{m_a} \left[\sigma_{td} + \frac{1}{8} \rho_t \pi^2 \left(\frac{V_0 R}{L} \right)^2 \right]} \quad (4)$$

где m_a – масса ударника; h_{lim} – предельная толщина пробиваемой преграды; V – баллистический предел; V_r – остаточная скорость ударника после пробития преграды.

Квазидинамический подход позволяет учитывать прочностное и инерционное сопротивление преграды. Такой подход, как любая расчетная модель, требует сравнения результатов расчета с экспериментальными данными (верификации). Для верификации был выбран случай наиболее удачного применения первой управляемой авиационной бомбы (УАБ) РС-1400 FX («Фриц-Х») (Германия [3]) против линкора (ЛК) «Рома» (тип «Витторио Венето», Италия), который вызвал его потопление. Согласно техническому отчету США [4], первая в мире УАБ «Фриц-Х» имела диаметр корпуса 558,8 мм и полную массу приблизительно 1650 кг.

Первая УАБ пробилла корабль насквозь и взорвалась в воде под корпусом корабля. Вторая УАБ взорвалась во внутреннем объеме и вызвала потопление ЛК. На основании [5-7] были разработаны необходимые для расчета мишенные обстановки при попадании УАБ. Для постройки ЛК типа «Витторио Венето» применялись тяжелая гомогенная броня марки AOD и высокопрочная конструкционная сталь марки ER [7].

Следует отметить, что относительные толщины пробиваемых преград или тонкие ($h/d < 0,5$), или очень тонкие ($h/d < 0,1$), а суммарные толщины пробиваемых преград находятся в области тонких преград ($h/d < 0,5$). Можно рассчитать время движения УАБ внутри корабля с учетом потери скорости при пробитии преград. Если пренебречь, ввиду относительной малости, временем пробития преград, то получим время замедления срабатывания взрывателя УАБ: $t_1 > 0,082$ с (так как не учитывалось движение в воде) и $t_2 = 0,084$ с. Следует отметить, что в целом результаты расчета соответствуют описаниям потопления ЛК «Рома» [5-7]. В отличие от первых УАБ, современные летательные аппараты (ЛА) являются деформируемыми. Процессы пробития при высокоскоростном ударе из-за своей сложности изучаются с применением экспериментальных результатов. Для проведения верификации предлагаемой модели использовались экспериментальные данные, но по отношению к предшественникам противокорабельных ракет – самолетам с подвешенными авиационными бомбами (АБ). В этом случае в качестве системы управления был пилот (камикадзе), а в качестве боевой части – АБ. Причем АБ взаимодействовала с преградой вместе с носителем и заносилась во внутренний объем цели типа боевого надводного корабля военно-морских сил (ВМС) США и других союзников.

В связи с этим был рассмотрен истребитель «Мицубиси» А6М «Зеро» («Зики»), который был основным морским истребителем ВМС Японии во Второй мировой войне. Истребители «Зики» оснащались радиальным двигателем воздушного охлаждения, которые до настоящего времени широко применяются в одномоторных поршневых самолетах [8]. Это предопределило их конструктивно-компоновочную схему [9] с практически плоским передним торцом носовой части

фюзеляжа. По этой же причине аналогичную конструктивно-компоновочную схему имели самолеты других типов, которые использовались для камикадзе.

Тогда для расчета ударно-проникающего действия ЛА можно представить в виде эквивалентного цилиндра с диаметром, равным диаметру миделевого сечения фюзеляжа (корпуса) ЛА (рис. 1 [10]).

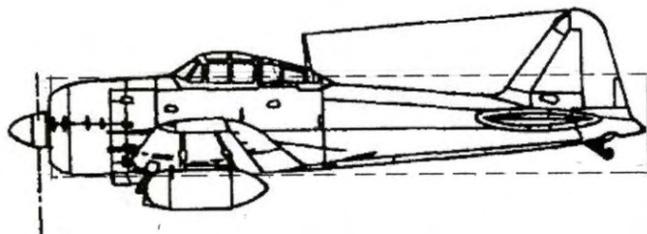


Рисунок 1. Схема цилиндра, эквивалентного истребителя «Мицубиси» А6М «Зеро» (Япония) [10]

При замене ЛА на эквивалентный цилиндрический стержень необходимо определить массу эквивалентного цилиндра. При этом учитывается только масса «сухого» ЛА (без горючего) за вычетом массы крыла и оперения, которые при взаимодействии с преградами могут срезаться и не участвовать в процессе пробития. Рассматриваются самые невыгодные для пробития условия. Также учитывается, что при высокоскоростном ударе ЛА является деформируемым.

Рассмотрим математическую модель соударения цилиндрического стержня, эквивалентного ЛА, с тонкой металлической преградой. В первом приближении на основе квазидинамического подхода [1], где учитывается наряду с прочностным инерционное сопротивление преграды, работа по пробитию тонкой металлической преграды может быть определена следующим образом [10]:

$$W = \frac{1}{2} \pi d h^2 \tau_{td} + \frac{1}{8} \pi d^2 h \rho_t V_0^2 \quad (5)$$

где W – работа, необходимая для разрушения преграды толщиной h недеформируемым цилиндром диаметром d в квазидинамическом приближении; τ_{td} – динамический предел текучести материала преграды при сдвиге; ρ_t – плотность материала преграды; V_0 – скорость удара.

Приравнивая к уравнению (5) кинетическую энергию цилиндра E , можно получить выражение для баллистического предела при пробитии тонкой металлической преграды. Кроме того, можно получить выражение для максимальной толщины пробиваемой тонкой металлической преграды. Однако, очевидно, что эти выражения справедливы для недеформируемого цилиндра, а ЛА являются деформируемыми при высокоскоростном ударе. При решении аналогичных задач путем численного моделирования с применением метода конечных разностей получено, что работа, затрачиваемая на деформирование и разрушение тонкой металлической преграды, с точностью до 10 % соответствует работе, затрачиваемой на деформирование ударника. Тогда деформирование конструкции ЛА можно учесть следующим образом [10]:

$$W = \frac{E}{2} \quad (6)$$

$$V = 2 \sqrt{\frac{\pi d h^2 \tau_{td}}{2m - \pi d^2 h \rho_t}} \quad (7)$$

$$h_{lim} = \sqrt{\frac{\pi^2 d^4 \rho_t^2 V_0^4 + 32 m V_0^2 \pi d \tau_{td} - \pi d^2 \rho_t V_0^2}{8 \pi d \tau_{td}}} \quad (8)$$

$$V_r = \sqrt{V_0^2 - \frac{\pi d h}{m} (2 h \tau_{td} + 0.5 d \rho_t V_0^2)} \quad (9)$$

где V – баллистический предел; m – приведенная масса ЛА; h_{lim} – максимальная (предельная) толщина пробиваемой тонкой металлической преграды; V_r – остаточная скорость при пробитии преграды.

В работе проведено сравнение результатов расчета по аналитическим зависимостям (8, 9) с экспериментальными данными (верификация) на основании имеющихся в сети Интернет данных о

непробитии [11-13] и пробитии [14, 15] самолетами для камикадзе корабельных преград. Расчетные значения баллистического предела не противоречат имеющимся данным о непробитии или пробитии корабельных преград применительно к одномоторным поршневым самолетам.

Рассмотренные ранее самолеты для камикадзе имеют по сравнению с ракетами гораздо меньшую скорость (до 120 м/с). Поэтому для полноты верификации рассмотрен случай сквозного пробития легкого крейсера «Красный Кавказ» при испытаниях ракеты (самолет-снаряд) КС-1 «Комета» [16, 17]. Результаты расчета остаточной скорости ракеты по формуле (9) подтверждают сквозное пробитие. Причем в результате пробития двух преград у ракеты остается значительный запас кинетической энергии – 67 % (остаточная скорость 275 м/с) от начального значения.

Таким образом, предлагаемый аналитический подход позволяет в первом приближении из энергетических соображений определить возможность пробития или непробития корабельных преград и оценить остаточную скорость деформируемого ударника.

Полученные аналитические зависимости, которые были верифицированы для одномоторных поршневых самолетов и ракеты КС-1 «Комета», применимы также для других ЛА, так как у этих процессов схожая механика.

Предлагаемая методика предварительного расчета реализована следующим образом. Исходные данные для методики: M_f – масса горючего и окислителя ЛА; M_0 – стартовая масса ЛА; V_0 – маршевая скорость ЛА; σ_t – предел текучести материала преграды; h – толщина преграды; ρ_t – плотность материала преграды (для стали $\rho_t = 7800$ кг/м³).

Эти данные могут быть получены из справочников типа [9] или рассчитаны по компоновочным схемам.

Порядок (алгоритм) расчета.

1. Определение диаметра и массы цилиндра, эквивалентного ЛА.

d – диаметр миделевого сечения корпуса ЛА определяем по схеме (контурному чертежу) с учетом масштаба или берем непосредственно из справочных данных.

$$d = \frac{L}{L_d} d_m \quad (10)$$

где L – длина ЛА; L_d – длина ЛА по контурному чертежу или компоновочной схеме; d_m – диаметр миделевого сечения корпуса ЛА по контурному чертежу или компоновочной схеме.

Масса цилиндра, эквивалентного ЛА, m определяется на основе справочных данных и расчета по компоновочным схемам

$$m = M_0 - M_f - kM_0 \quad (11)$$

где k – проектный коэффициент, учитывающий массу крыла и оперения, которые могут срезаться при пробитии.

2. Определение скорости удара.

За скорость удара принимаем маршевую скорость V_0 .

3. Определение предела текучести материала преграды при динамическом нагружении.

σ_{td} – динамический предел текучести материала экрана при растяжении может быть рассчитан по формуле [18]:

$$\sigma_{td} = 1.25\sigma_t \quad (12)$$

Это соотношение характерно для вязких броневых сталей.

τ_{td} – динамический предел текучести материала преграды при сдвиге, который рассчитывается по формуле

$$\tau_{td} = \sigma_{td}/\sqrt{3} \quad (13)$$

4. Расчет баллистического предела, максимальной толщины пробиваемой тонкой металлической преграды и остаточной скорости.

Для оценки ударно-проникающего действия ЛА используем выражения на основе квазидинамического подхода для тонких преград (экранов) [1, 2] с учетом деформируемости конструкции ЛА [10] при высокоскоростном ударе (7-9).

Баллистический предел рассчитываем по формуле (7). Если скорость удара V_0 больше баллистического предела V (т.е. $V_0 > V$), то пробитие, а иначе – непробитие.

Максимальная (предельная) толщина пробиваемой преграды (экрана) рассчитывается по формуле (8). Если толщина преграды h больше рассчитанной предельной h_{lim} , (т.е. $h > h_{lim}$), то непробитие, а иначе – пробитие.

Если происходит пробитие, то по формуле (9) может быть рассчитана остаточная скорость ЛА после пробития преграды. Рассчитанная остаточная скорость принимается в качестве скорости удара при воздействии ЛА на следующую преграду (экран) и расчет повторяется.

В работе сформулирована методика, которая позволяет оценить ударно-проникающее действие ЛА, которые в результате чрезвычайных ситуаций или штатного функционирования могут взаимодействовать с тонкими металлическими преградами ($h/d < 0,5$). Проведена верификация методики для разных ЛА (малодеформируемых и деформируемых), имеющих скорости, которые находятся в широком диапазоне (от 79,3 м/с до 315 м/с). Полученные результаты могут быть использованы для предварительных оценок при проектировании защитных сооружений атомных электростанций с использованием металлических экранов, а также при оценке динамики ЛА на участке конечной (терминальной) баллистики.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (проект № 19-08-00701-а)

Список литературы

1. Томсон В. Приближенная теория пробивания брони // Механика (сб. перев.). 1956. № 1. С.134-139.
2. Brown A. A quasi-dynamic theory of containment // Int. J. Mech. Sci. 1964. Vol. 6. No 4. P. 257-262.
3. German air-to-surface missiles 1939-45 // Military history. URL: [http://militarynavalhistory.net/articles/sakhal/german air-to-surfase missiles 1939-45.php](http://militarynavalhistory.net/articles/sakhal/german_air-to-surfase_missiles_1939-45.php) (дата обращения 23.01.2019).
4. German explosive ordnance (bombs, fuzes, rockets, land mines, grenades and igniters) // Restricted security information. TM 9-1985-2 / TO 39B-1 A-9. United States Government printing office, Washington. 1953. URL: <http://www.scribd.com/doc/67488065/TM-9-1985-2> (дата обращения 23.01.2019).
5. Титушкин С.И. Линейные корабли типа «Витторио Венето» // Издание альманаха «Корабли и сражения». СПб.: ГИПП «Искусство России». 1995.
6. Широкопад А.Б. История авиационного вооружения. Краткий очерк / Под общ. ред. А.Е. Тараса. Мн.: Харвест, 1999. 560 с. URL: <https://www.litmir.me/bd/?b=276316&p=1> (дата обращения 23.01.2019).
7. Линкоры Второй мировой. Ударная сила флота / С.А. Балакин, А.В. Дашьян, С.В. Потянин, М.Ю. Токарев, В.Н. Чаусов. М.: Коллекция: Язуз: ЭКСМО. 2006. 256 с.
8. Макаров Ю.В. Летательные аппараты МАИ. М.: Изд. МАИ. 1994. 256 с.
9. Большая авиационная энциклопедия «Уголок неба». URL: <http://www.airwar.ru/other/draw/> (дата обращения 23.01.2019).
10. Пусев В.И., Марков В.А. Оценка компоновки и ударно-проникающего действия одномоторных поршневых самолетов // Вопросы оборонной техники. Сер. 16. Технические средства противодействия терроризму. 2009. № 5-6. С. 68-73.
11. След камикадзе // Livejournal. Мастерок, 26.09.2015. URL: <http://masterok.livejournal.com/2543685.html> (дата обращения 23.01.2019).
12. Mitsubishi Ki-51 Sonia. URL: <http://www.windowsearch-exp.com/images/search?q=Mitsubishi+Ki-51+Sonia&FORM=RESTAB> (дата обращения 23.01.2019).
13. Дашьян А.В. Корабли Второй мировой войны. ВМС Великобритании. Ч. 1 // Морская коллекция. Приложение к журналу «Моделист-конструктор». 2003. № 4. URL: <http://wunderwaffe.ru/magazine/MK/2003.04/index.htm> (дата обращения 23.01.2019).
14. USS Hinsdale (APA-120) // NavSource Online: Amphibios photo Archive. URL: <http://www.navsource.org/archives/10/03/03120.htm> (дата обращения 23.01.2019).
15. Десантные транспорты. Специальные десантные транспорты. URL: <http://www.istrima.com/orujievtoroi-mironoi-voiny/nac> (дата обращения 23.01.2019).

16. Платонов А.В. Энциклопедия советских надводных кораблей, 1941-1945. СПб.: ООО «Изд-во «Полигон». 2002. 750 с.
17. Крылатая ракета КС-1 «Комета» // Информационно-новостная система «Ракетная техника». URL: <http://rbase.new-factoria/missile/wabb/КС-1.shtml> (дата обращения 23.01.2019).
18. Lethaby J.W., Skidmore I.C. The deformation and plugging of thin plates by projectile impact // Mech. Properties High Rate Strain. Proc. Conf. Oxford. 1974. № 21. P. 429-441.

BALLISTIC LIMIT OF A PROJECTILE IMPACTING A THIN METAL BARRIER AT A HIGH VELOCITY

A.M. Kuslya¹, V.A. Markov², Yu.V. Popov², V.I. Pusev², S.I. Sytchev¹

¹Tactical Missiles Corporation JSC, Moscow region, Korolev, Russia

²Bauman Moscow State Technical University, Moscow, Russia

The paper uses a quasi-dynamic approach to computing impact-driven penetration effects. Then for nondeformable (poorly deformable) penetrators of an ogive-cylindrical form we may write the target fracture energy thin barriers ($h/d < 0.5$ (h, d are the barrier thickness and projectile diameter, respectively)) as [1, 2]:

$$W = \pi R^2 h \left[\frac{1}{2} \sigma_{td} + \frac{1}{16} \rho_t \pi^2 \left(\frac{V_0 R}{L} \right)^2 \right] \quad (1)$$

where W is the target fracture energy; R is the penetrator radius; h is the target thickness; σ_{td} is the dynamic tensile strength of the target material; ρ_t is the target material density; V_0 is the impact velocity; L is the length of the ogive section.

By equating the energy from the expression (1) to the kinetic energy of the penetrator, we derive expressions for determining the limit thickness of the target to be perforated, the ballistic limit and the residual velocity:

$$h_{lim} = \frac{8m_a V_0^2 L^2}{\pi R^2 (8\sigma_{td} L^2 + \rho_t \pi^2 V_0^2 R^2)} \quad (2)$$

$$V = 2RL \sqrt{\frac{2\pi h \sigma_{td}}{(8m_a L^2 - \pi^3 h R^4 \rho_t)}} \quad (3)$$

$$V_r = \sqrt{V_0^2 - \frac{\pi R^2 h}{m_a} \left[\sigma_{td} + \frac{1}{8} \rho_t \pi^2 \left(\frac{V_0 R}{L} \right)^2 \right]} \quad (4)$$

where m_a is the penetrator mass; h_{lim} is the limit thickness of the target to be perforate; V is the ballistic limit; V_r the residual velocity of the penetrator after target perforation.

This quasi-dynamic approach makes it possible to account for strength and inertial resistance of the target. As any other computational model, this approach requires comparing the results of the calculations with experimental data (in other words, validation). To validate the model, we chose the most successful use of the first guided bomb, PC-1400 FX (Fritz X) (Germany [3]), against the battleship Roma (of the Vittorio Veneto class, Italy), causing the battleship to sink. According to a US technical report [4], Fritz X, the world's first guided bomb, had a diameter of 558.8 mm and its total mass was approximately 1650 kg.

The first guided bomb perforated the ship and exploded in the water underneath the hull. The second guided bomb exploded inside the ship and sank it. We used [5-7] to design the target layouts required to compute the effects of a guided bomb. Vittorio Veneto class battleships used heavy homogeneous armour of the AOD type and heavy-duty structural ER steel [7].

We must emphasise that the relative thicknesses of the barriers perforated are either low ($h/d < 0.5$) or very low ($h/d < 0.1$), and the total target thicknesses all lie in the range of thin barriers ($h/d < 0.5$). It is possible to compute the time it takes for the guided bomb to move inside the ship, taking into account velocity losses incurred during target penetration. The barrier perforation time is relatively low; disregarding it, we obtain the delay time of the fuse installed in the guided bomb: $t_1 > 0.082$ s (motion in

water not taken into account) and $t_2 = 0.084$ s. It should be noted that the results of the computation are in agreement with the descriptions of how the Roma battleship sank [5-7]. Unlike the first guided bombs, contemporary AVs are deformable. High-speed impact processes are complex enough to require experimental studies. To further validate the model proposed, we used experimental data on the precursors to anti-ship missiles, that is, airplanes with aerial bombs suspended. In this case, a kamikaze pilot is equivalent to the missile's guidance system, and the aerial bomb functions as the warhead. Moreover, not only the aerial bomb but its carrier both came into contact with the target and entered the interior volume of the target, the target being a surface combatant of the USA Navy and other Allied forces.

This led us to consider the Mitsubishi A6M Zero (Zeke), the main carrier-based fighter of the Japanese Navy during the World War II. The Zeke fighters were equipped with an air-cooled radial engine, which are to this day widely used in single-engine piston airplanes [8]. This determined their design [9] with the front face of the fuselage nose being almost completely flat. For the same reason, other airplane types used by kamikaze pilots were of similar designs.

Then in order to compute impact-driven AV penetration effects we may represent it as an equivalent cylinder of a diameter equal to the maximum cross-section diameter of the AV fuselage (fig. 1 [10]).

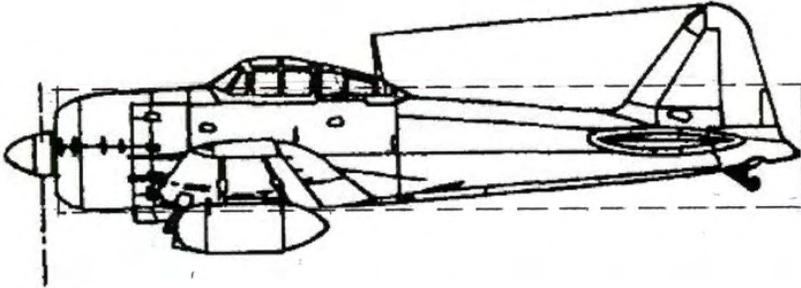


Figure 1. Layout of the cylinder equivalent to the Mitsubishi A6M Zero fighter (Japan) [10]

When substituting an equivalent cylindrical rod for an AV, we must determine the equivalent cylinder mass. Only the "dry" AV mass (no fuel) is taken into account, minus the mass of wings and empennage, since these may get cut off in the process of interacting with the target and thus will not contribute to target perforation. We consider the least favourable perforation circumstances. We also account for the fact that an AV is deformable in the case of high-velocity impact.

Let us consider a mathematical model for a cylindrical rod equivalent to an AV impacting a thin metal barrier. A first-order quasidynamic approach [1], which takes into account not only strength but also inertial resistance of the target, makes it possible to derive perforation energy for a thin metal barrier in the following way [10]:

$$W = \frac{1}{2}\pi dh^2\tau_{td} + \frac{1}{8}\pi d^2 h\rho_t V_0^2 \quad (5)$$

where W is the energy of fracturing a target with a thickness of h by a non-deformable cylinder with a diameter of d , according to the quasidynamic approach; τ_{td} is the dynamic shear strength of the target material; ρ_t is the target material density; V_0 is the impact velocity.

By equating the expression (5) to the kinetic energy of the cylinder E , we derive an expression for the ballistic limit of perforating a thin metal barrier. Moreover, we may obtain an expression for the maximum thickness of a thin metal barrier that can be penetrated. It is evident, however, that these expressions are only valid for a non-deformable cylinder, while in the case of high-velocity impact AVs are deformable. While using numerical simulation to solve similar problems, we discovered that the work expended on deformation and fracture of a thin metal barrier agrees within 10% with the work expended on deformation of the penetrator. Then we may account for the AV structure deforming the following way [10]:

$$W = \frac{E}{2} \quad (6)$$

$$V = 2 \sqrt{\frac{\pi d h^2 \tau_{td}}{2m - \pi d^2 h \rho_t}} \quad (7)$$

$$h_{lim} = \sqrt{\frac{\pi^2 d^4 \rho_t^2 V_0^4 + 32mV_0^2 \pi d \tau_{td} - \pi d^2 \rho_t V_0^2}{8\pi d \tau_{td}}} \quad (8)$$

$$V_r = \sqrt{V_0^2 - \frac{\pi d h}{m} (2h \tau_{td} + 0.5d \rho_t V_0^2)} \quad (9)$$

where V is the ballistic limit; m is the reduced mass of the AV; h_{lim} is the maximum thickness of a thin metal barrier that can be penetrated; V_r is the residual velocity after target perforation.

The paper validates our model by comparing analytical computation results using expressions (8, 9) to experimental data found online on kamikaze airplanes attacking ship targets unsuccessfully [11-13] or successfully [14, 15]. The ballistic limit values computed according to our model agree with the existing data on perforation and non-perforation of ship targets by single-engine piston airplanes.

The speeds of kamikaze airplanes considered above (up to 120 m/s) are much lower than those of rockets. Due to this, in order to perform a complete verification, we shall consider the case of Krasnyi Kavkaz, a light cruiser, being fully perforated in tests of the KS-1 Komet missile (winged projectile) [16, 17]. Residual velocity computation results according to the equation (9) confirm complete perforation. Moreover, after passing through two barriers, the missile retains a significant portion of its kinetic energy, namely 67 % (a residual velocity of 275 m/s) of the initial value.

The analytical approach proposed makes it possible to use a first-order energy-based evaluation of whether the ship target (a screen) will be perforated or not, estimating the residual velocity of a deformable penetrator as well.

The analytical expressions validated for single-engine piston airplanes and KS-1 Komet missile are also valid for other AVs, since the penetration and perforation processes in these cases are similar in terms of mechanics.

We propose to implement a preliminary computational method the following way. The method's input data: M_f is the onboard AV fuel and oxidiser mass; M_0 is the take-off AV mass; V_0 is the cruising speed of the AV; σ_t is the target material yield strength; h is the target thickness; ρ_t is the target material density ($\rho_t = 7800 \text{ kg/m}^3$ for steel).

These data may be taken from reference material [9] or computed using the visual representations of the AV designs.

Computation steps (algorithm).

1. Determining the diameter and mass of the AV-equivalent cylinder.

d , the maximum fuselage cross-section diameter, should be either measured off the technical drawings or diagrams available or taken from reference material.

$$d = \frac{L}{L_d} d_m \quad (10)$$

where L is the AV length; L_d is the AV length according to the technical drawing or layout diagram; d_m is the maximum fuselage cross-section diameter according to the technical drawing or layout diagram.

The mass of the AV-equivalent cylinder m is determined using reference data and calculations using data found in layout diagrams

$$m = M_0 - M_f - kM_0 \quad (11)$$

where k is a design-based coefficient that accounts for the mass of the wings and empennage, which may get cut off during penetration.

2. Determining impact velocity.

We assume the impact velocity to be equal to the cruising speed V_0 .

3. Determining yield strength for the target material under dynamic loading.

σ_{td} – dynamic tensile strength of the barrier material may be computed using the expression [18]

$$\sigma_{td} = 1.25\sigma_t \quad (12)$$

This ratio is characteristic of ductile armour steels.

τ_{td} – dynamic shear strength of the target material, computed using the equation

$$\tau_{td} = \sigma_{td} / \sqrt{3} \quad (13)$$

4. Computing the ballistic limit, the maximum thickness of a thin metal barrier that can be penetrated and the residual velocity.

In order to evaluate the impact-driven penetration effects we use expressions based on the quasidynamic approach for thin barrier (screens) [1, 2], taking into account the fact that the AV [10] structures are deformable in the case of high-velocity impact (7-9).

We use the equation (7) to compute the ballistic limit. If the impact velocity V_0 exceeds the ballistic limit V (that is, $V_0 > V$), then perforation occurs, otherwise we are dealing with non-perforation.

The maximum (limit) thickness of the target (screen) to be penetrated is computed using the equation (8). If the target thickness h exceeds the computed limit value h_{lim} , (that is, $h > h_{lim}$), then there is no perforation, otherwise perforation occurs.

If penetration occurs, then the equation (9) may be used to compute the residual AV velocity after target perforation. The computed residual velocity is assumed to be the impact velocity when the AV comes into contact with the next target (screen), and the computation repeats.

The paper presents a method that makes it possible to estimate the impact-driven penetration effect of AVs that may interact with thin metal barriers either as an emergency situation or as part of their regular functionality ($h/d < 0.5$). We validated the method for various AVs (poorly deformable and deformable) at a wide range of velocities (from 79.3 m/s to 315 m/s). The results obtained may be used for preliminary evaluation of nuclear station protection designs employing metal screens, as well as for estimating AV dynamics during terminal ballistics.

The study was partially supported by Russian Foundation for Basic Research (project no. 19-08-00701-a).

References

1. W. T. Thomson, An Approximate Theory of Armor Penetration (Santa Monica, RAND Corporation, 1953), available at https://www.rand.org/pubs/research_memoranda/RM1160.html.
2. A. Brown, Int. J. Mech. Sci. **6-4**, 257-262 (1964).
3. Military history. German air-to-surface missiles 1939-45, available at http://militarynavalhistory.net/articles/sakhal/german_air-to-surfase_missiles_1939-45.
4. German Explosive Ordnance (Bombs, Fuzes, Rockets, Land Mines, Grenades and Igniters) (Washington, United States Government Printing Office, 1953), available at <http://www.scribd.com/doc/67488065/TM-9-1985-2>.
5. S.I. Titushkin, Vittorio Veneto Class Battleships, in Ships and Battles (Saint Petersburg, GIPP Iskusstvo Rossii, 1995).
6. A.B. Shirokorad, History of Aviation Armament. Short Report, edited by A.E. Taras (Minsk, Harvest, 1999), available at <https://www.litmir.me/bd/?b=276316&p=1>.
7. S.A. Balakin, A.V. Dashyan, S.V. Potyanin, M.Yu. Tokarev and V.N. Chausov, Battleships of World War II: the Attack Force of the Fleet (Moscow, Kolleksiya: Yauza: EKSMO, 2006).
8. Yu.V. Makarov, Aircraft of the Moscow Aviation Institute (Moscow, Moscow Aviation Institute Publ., 1994).
9. Sky Corner, the Big Encyclopedia of Aviation, available at <http://www.airwar.ru/other/draw/>.
10. V.I. Pusev and V.A. Markov, Military Engineering. Scientific and Technical Journal. Counter-terrorism technical devices. Issue 16 **5-6**, 68-73 (2009).
11. Masterok, The kamikaze trail, available at <http://masterok.livejournal.com/2543685.html>.
12. Mitsubishi Ki-51 Sonia. URL: <http://www.windowsearch-exp.com/images/search?q=Mitsubishi+Ki-51+Sonia&FORM=REATAB> (accessed January 23rd, 2019).
13. Dashyan A.V. Korabli Vtoroy mirovoy voyny. VMS Velikobritanii [Ships of World War II. Royal Navy]. Part 1 // Morskaya kolleksiya. Prilozhenie k zhurnalu Modelist-konstruktor [Naval collection. Supplement to Model Builder and Designer magazine]. 2003. No. 4. URL:

<http://wunderwaffe.ru/magazine/MK/2003.04/index.htm> (accessed January 23rd, 2019).

14. USS Hinsdale (APA-120), at NavSource Online: Amphibios photo Archive, available at <http://www.navsource.org/archives/10/03/03120.htm>.
15. Attack Transports. Special Attack Transports, available at <http://www.istrima.com/orujie-vtoroi-mirovoi-voiny/nac>.
16. Platonov A.V. Entsiklopediya sovetskikh nadvodnykh korably, 1941-1945 [Encyclopaedia of Soviet surface combatants, 1941-1945]. Saint Petersburg: Poligon JSC Publ. 2002. 750 p.
17. Krylataya raketa KS-1 Kometa [KS-1 Komet winged missile] // Informatsionno-novostnaya sistema Raketnaya tekhnika [News and information system on Rocket Engineering]. URL: <http://rbase.newfactoria/missile/wabb/KC-1.shtml> (accessed January 23rd, 2019).
18. J.W. Lethaby and I.C. Skidmore, Mech. Properties High Rate Strain. Proc. Conf. Oxford 21, 429-441 (1974).

РАСЧЕТ НАГРУЗОК НА СООРУЖЕНИЕ ПРИ ВЫСОКОСКОРОСТНОМ УДАРЕ ЛЕТАТЕЛЬНОГО АППАРАТА НА ОСНОВЕ ПОДХОДА РИЕРЫ

В.А. Марков, Ю.В. Попов, В.И. Пусев, В.В. Селиванов

МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва, Россия

Рассматривается подход к определению нагрузок на сооружение при ударе летательного аппарата (ЛА), предложенный Дж. Риерой [1, 2]. Данный вопрос имеет важное практическое значение, так как конструкции зданий и сооружений атомных электростанций (АЭС) по нормам [3] необходимо рассчитывать с учетом возможного воздействия при падении самолета. Предложенный Дж. Риерой подход позволяет определить зависимость нагрузки от времени при взаимодействии «мягкого» (разрушающегося) ударника, такого как самолет на посадочной скорости, с жесткой преградой.

Согласно [2], соотношение между силой и импульсом для системы такое же, как для одной частицы:

$$F_x = \frac{dQ_x}{dt}, \quad (1)$$

где F_x – проекция результирующей силы на ось x ;

Q_x – проекция полного импульса на ось x .

Пусть m – это масса, лежащая в пределах фиксированного контрольного объема S в произвольный момент времени t_a . После интервала времени $dt = t_b - t_a$ граница системы, в целом, уже не совпадает с S . Кроме того, пусть Q_{xa} и Q_{xb} обозначают импульс по оси x всей среды, заключенной в S при t_a и t_b соответственно, в то время как dQ_{xin} и dQ_{xout} представляют собой приток и отток импульса вдоль оси x за время dt .

Результирующая сила, действующая в контрольном объеме S , может быть выражена следующим образом:

$$F_x = \frac{Q_{xa} - Q_{xb}}{dt} + \frac{dQ_{xout} - dQ_{xin}}{dt}. \quad (2)$$

Упрощенная модель «мягкого» ударника, введенная в [1, 2], предполагает наличие двух зон: пренебрежимо тонкой «деформационной» зоны, прилегающей к поверхности преграды в пределах

контрольного объема S_d и жесткой зоны в пределах контрольного объема S_r (рис. 1). Кроме того, пусть $S = S_d \cup S_r$. Если t_a теперь указывает момент контакта, а уравнение (2) применяется к S , то

$$Q_{xa} = mV, \quad (3)$$

$$Q_{xb} = (m - dm)(V - dV) + dQ_{x, dm}, \quad (4)$$

где V – скорость массы m в момент t_a ;

dm – часть массы, которая входит в зону деформации S_d за время dt ;

$dQ_{x, dm}$ – «остаточный» импульс вдоль оси x массы dm .

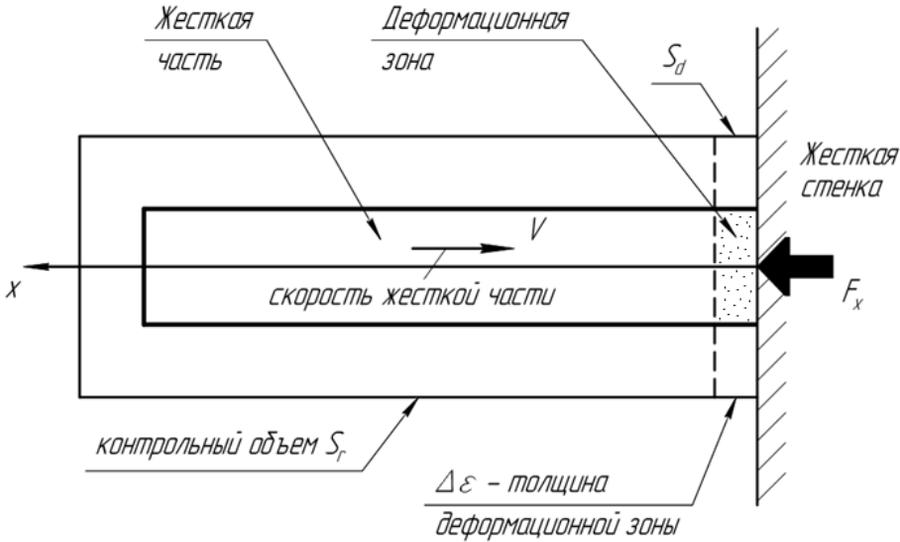


Рисунок 1. Модель «мягкого» ударника

Вводим обозначения $dQ_{x, dm} = V_r dm$. Так как приток и отток массы через поверхность S равен нулю, получим:

$$F_x = m \frac{dV}{dt} + (V - V_r) \frac{dm}{dt}. \quad (5)$$

Основное допущение Риеры [1, 2] состоит в том, что «остаточная» скорость V_r равна нулю. Тогда применение второго закона Ньютона к жесткой части ударника позволяет приравнять mdV/dt к нагрузке P_c , необходимой для разрушения или деформации (смятия) ударника. Также запишем выражение:

$$\frac{dm}{dt} = \mu \frac{dx_c}{dt} = \mu V, \quad (6)$$

где μ – погонная масса самолета, то есть масса единицы длины.

Тогда из формулы (5) получим выражение [1, 2]:

$$F_x(t) = P_c[x_c(t)] + \mu[x_c(t)] \cdot V^2(t), \quad (7)$$

где $x_c(t) = \int_0^t V(\xi) d\xi$ – расстояние от носика ударника.

В зарубежной проектной практике зависимость нагрузки от времени находят непосредственно по (7), численно получая зависимости $x_c(t)$ и $V(t) = \dot{x}_c(t)$. В отечественной практике получило распространение решение А.Н. Бирбраера в квадратурах [4, 5]. При этом в [4, 5] рассматривается фюзеляж самолета, который в произвольный момент времени можно разделить на две области (рис. 2): примыкающую к преграде смятую часть 1 и несмятую часть 2, движущуюся со скоростью $V(t) = \dot{x}_c(t)$.

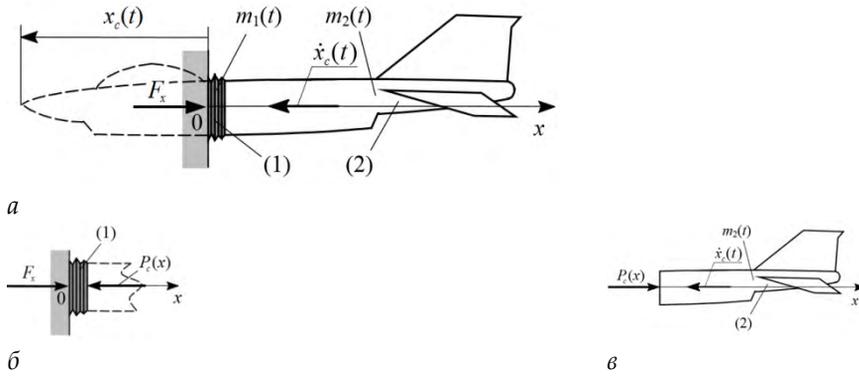


Рисунок 2. Модель фюзеляжа самолета [4, 5]:

a – «мягкий» ударник; *б* – смятая часть фюзеляжа («деформационная» зона);
в – несмятая часть фюзеляжа

Масса смятой части 1:

$$m_1(t) = \int_0^{x_c} \mu(x_c) dx_c = \int_0^t \mu[x_c(t)] \cdot \dot{x}_c(t) dt$$

Масса несмятой части 2:

$$m_2(t) = m_c - m_1(t), \tag{9}$$

где m_c – общая масса самолета.

Уравнение изменения количества движения [5]:

$$\frac{d\bar{Q}_i}{dt} = \bar{F}_i^e + \bar{u} \frac{dm_i}{dt} \tag{10}$$

где \bar{Q}_i – количество движения i -й области ($i = 1, 2$); \bar{F}_i^e – главный вектор проложенных внешних сил; dm_i – масса области; \bar{u} – абсолютная скорость присоединяющихся (отделяющихся) частиц.

Для несмятой части ударника из выражения (10) получаем дифференциальное уравнение движения [4, 5];

$$\ddot{x} = - \frac{P_c[x_c(t)]}{m_c - m_1[x_c(t)]}. \tag{11}$$

Начальные условия $x(0) = 0, \dot{x}(0) = v_0$.

Понизим порядок уравнения (11);

$$\dot{x} = \frac{dx}{dt} = \frac{dx}{dx} \frac{dx}{dt} = \dot{x} \frac{dx}{dx} = \frac{1}{2} \frac{d\dot{x}^2}{dx}. \tag{12}$$

Пусть $z = \dot{x}^2$, тогда получим уравнение $\frac{dz}{dx} = - \frac{2P_c(x)}{m_c - m_1(x)}$ с начальным условием $z(0) = v_0^2$.

Интеграл этого дифференциального уравнения;

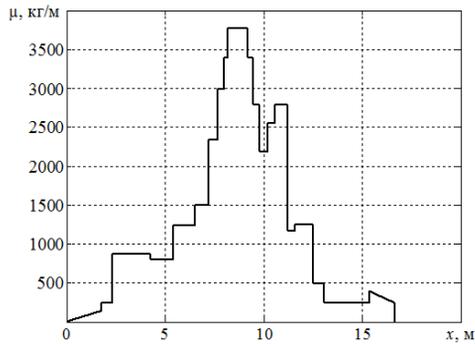
$$z = -2 \int_0^x \frac{P_c(\xi) d\xi}{m_c - m_1(\xi)} + v_0^2 \tag{13}$$

Пусть $\Phi(x_c) = \int_0^{x_c} \frac{P_c(\xi) d\xi}{m_c - m_1(\xi)}$, тогда $z = -2\Phi(x_c) + v_0^2, \frac{dx_c}{dt} = \sqrt{v_0^2 - 2\Phi(x_c)}$,

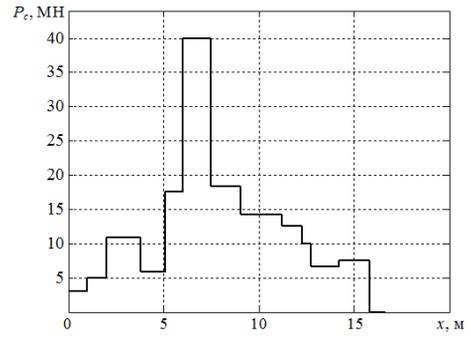
$$t(x_c) = \int_0^{x_c} \frac{d\xi}{\sqrt{v_0^2 - 2\Phi(x_c)}} \tag{14}$$

Обратив $t(x_c)$, получаем искомый закон изменения длины смятой части $x_c(t)$. После этого можем определить $P_c[x_c(t)]$, $\mu[x_c(t)]$ и $F_x(t)$.

Рассмотрим пример расчета нагрузки от удара «Фантом» RF-4E массой 20 тонн со скоростью 200 м/с. Такой удар согласно нормам России [3] должны выдерживать наиболее ответственные здания и сооружения АЭС. Исходные данные и результаты данного расчета представлены на рис. 3-5.



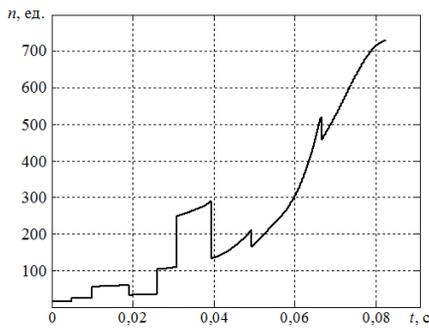
а



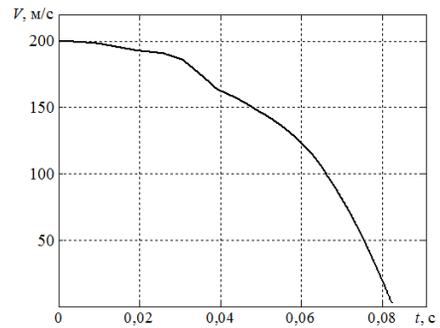
б

Рисунок 3. Исходные данные из [4, 5]:

а – погонная масса; б – сила разрушения или деформации фюзеляжа



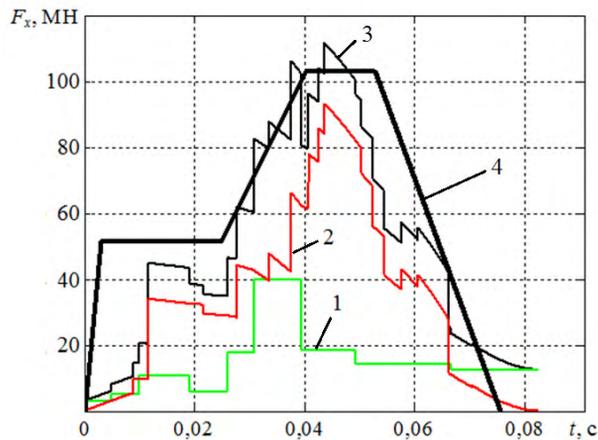
а



б

Рисунок 4. Результаты расчета:

а – перегрузка при торможении; б – динамика замедления при ударе


Рисунок 5. Нагрузка на жесткую стенку:

 1 – прочностная составляющая нагрузки; 2 – инерционная составляющая нагрузки;
 3 – рассчитанная нагрузка на жесткую стенку; 4 – нагрузка по нормам [3]

Таким образом, нагрузка, содержащаяся в нормах России, близка к рассчитанной по подходу Риеры. Основным допущением [1, 2] является то, что конструкция (преграда) является малоподатливой и может быть идеализированно представлена как жесткая преграда. Конечно, в

случае нежестких конструкций (преграда) нагрузку, рассчитанную с помощью формулы (7), следует рассматривать как верхнюю границу к «точной» кривой [2]. Влияние деформации преграды, согласно [2], исследовалось в других работах с использованием той же модели для случая, когда преграда движется вдоль оси x со скоростью $V_a(t)$:

$$F_x(t) = P_c[x_c - x_a] + \mu[x_c - x_a](V - V_a) - M_a \frac{dV_a}{dt}, \quad x_a(t) = \int_0^t V_a(\xi) d\xi \quad (15)$$

где M_a – масса деформированной (разрушенной) части на поверхности самолет-преграда.

Однако, нагрузка, рассчитанная по подходу Риеры для удара самолета по жесткой стенке, часто используется [6] для численных конечно-элементных расчетов зданий и сооружений без оценки влияния податливости конструкции и корректировок нагрузки. Пример результатов такого расчета представлен на рис. 6 [6]. В [6] рассматривается взаимодействие самолета «Боинг»-747-400 с защитной оболочкой АЭС. При этом контактное воздействие на оболочку заменялось импульсом по [5].

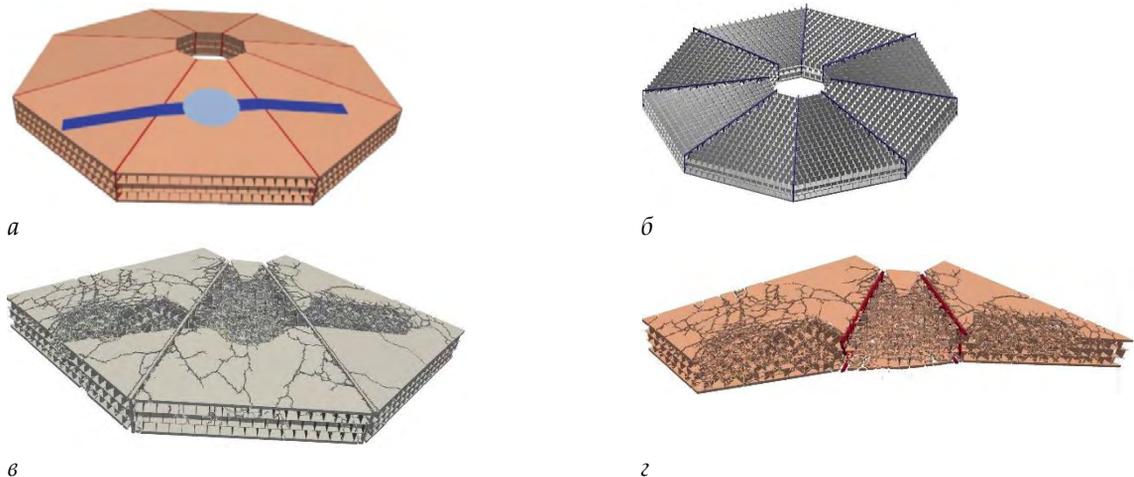


Рисунок 6. Схема взаимодействие самолета и оболочки АЭС [6]:

a – зоны приложения нагрузки; *б* – внутренняя сотовая конструкция оболочки; *в* – лицевая поверхность оболочки при $t = 300$ мс; *г* – разрушение оболочки по толщине $t = 300$ мс

Можно отметить, что перемещение зоны приложения нагрузки в направлении удара составляет минимум 2-3 м. Таким образом, приложенная нагрузка должна быть скорректирована с учетом податливости преграды. Процесс корректировки нагрузки носит итерационный характер и требует повторения расчета при уточненном внешнем воздействии.

При анализе подхода Дж. Риеры установлено, что основное допущение подхода Дж. Риеры – это жёсткость конструкции (преграды) при ударе. При воздействии на податливую конструкцию необходима корректировка зависимости приложенной нагрузки от времени, которая приводит к ее снижению. Данный процесс уточнения может носить итерационный характер. Однако, отдельное рассмотрение нагрузки и отклика конструкции возможно только при малых смещениях преграды. Это позволяет использовать метод последовательных приближений, так как тогда реакция мало чувствительна к движению преграды.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 19-08-00701-а).

Список литературы

1. Riera J. D. On the stress analysis of structures subjected to aircraft impact forces // Nucl. Engng. and Des. 1968. Vol. 8. № 4. P. 415–426.
2. Riera J. D. A critical reappraisal of nuclear power plant safety against accidental aircraft impact // Nucl. Engng. and Des. 1980. Vol. 57. № 1. P. 193–206.

3. Нормы строительного проектирования АС с реакторами различного типа. Правила и нормы в атомной энергетике. ПиН АЭ-5.6: Изд. Минатомэнерго СССР. 1986. 21 с.
4. Бирбраер А.Н., Шульман С.Г. Прочность и надежность конструкций АЭС при особых динамических воздействиях. М.: Энергоатомиздат, 1989. 304 с.
5. Бирбраер А.Н. Экстремальные воздействия на сооружения / А.Н. Бирбраер, А.Ю. Роледер. СПб.: Изд-во Политехн. ун-та, 2009. 594 с.
6. Радченко П.А., Балдин И.В., Плевков В.С. Моделирование разрушения сотовых конструкций при ударно-волновых нагрузках // XI Всероссийский съезд по фундаментальным проблемам теоретической и прикладной механики: сборник докладов (Казань, 20-24 августа 2015 г.) / Сост. Д.Ю. Ахметов, А.Н. Герасимов, Ш.М. Хайдаров, под ред. Д.А. Губайдуллина, А.М. Елизарова, Е.К. Липачёва. Казань: Изд-во: Казан. Ун-та, 2015. С. 1109-1111.

COMPUTING THE LOADS AFFECTING A STRUCTURE SUBJECTED TO A HIGH-VELOCITY PROJECTILE IMPACT USING THE RIERA APPROACH

V.A. Markov, Yu. V. Popov, V.I. Pusev, V.V. Selivanov

Bauman Moscow State Technical University, Moscow, Russia

This is why this paper considers an approach to computing the loads affecting a structure subjected to a high-velocity projectile impact (the projectile being an aerial vehicle, AV) introduced by J. Riera [1, 2]. This approach is widely used for computing loads affecting protective structures of nuclear power stations. This issue is of great practical importance, since nuclear power station buildings and structures, according to Russian civil engineering regulations [3] should be designed taking the effects of possible aircraft crash into account. The approach proposed by J. Riera makes it possible to determine the load as a function of time for a "soft" (subject to failure) penetrator, such as an airplane moving at its landing speed, interacting with a rigid target. We will replicate the derivation of the Riera equation according to [2].

The ratio of force to impulse for a system is the same as for a single particle:

$$F_x = \frac{dQ_x}{dt}, \quad (1)$$

where F_x is the projection of the resultant force onto the x axis;

Q_x is the projection of the total impulse onto the x axis.

Let m be the mass found within a fixed control volume S at an arbitrary moment t_a . When the period $dt = t_b - t_a$ is over, the boundaries of the system are generally already different from S . Moreover, let Q_{xa} and Q_{xb} denote the impulse along the x axis of all the medium contained within S at t_a and t_b respectively, while dQ_{xin} and dQ_{xout} represent the impulse in- and outflow along the x axis over dt .

The resulting force acting in the control volume S may be expressed as follows:

$$F_x = \frac{Q_{xa} - Q_{xb}}{dt} + \frac{dQ_{xout} - dQ_{xin}}{dt}. \quad (2)$$

A simplified "soft" penetrator model [5, 6] implies the existence of two zones: a negligibly thin "deformation" zone adhering to the target surface within the control volume S_d and a rigid zone within the control volume S_r (fig. 1 [6]). Additionally, let $S = S_d \cup S_r$. If t_a now denotes the moment of contact, and the equation (2) is applied to S , then

$$Q_{xa} = mV, \quad (3)$$

$$Q_{xb} = (m - dm)(V - dV) + dQ_{x, dm}, \quad (4)$$

where V is the velocity of the mass m at the moment t_a ;
 dm is the portion of the mass entering the deformation zone S_d over the time dt ;
 $dQ_{x, dm}$ is the "residual" impulse along the x axis of the mass dm .

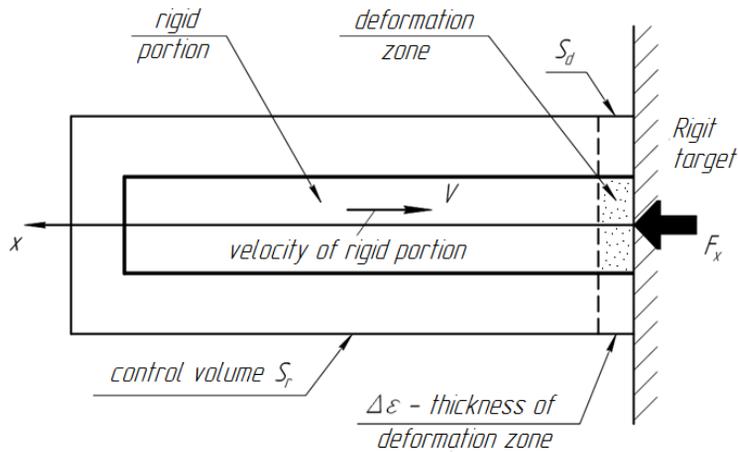


Figure 1. "Soft" penetrator model [6]

Let us introduce the designations $dQ_{x, dm} = V_r dm$. Since the in- and outflow of mass through S are equal to zero, we obtain:

$$F_x = m \frac{dV}{dt} + (V - V_r) \frac{dm}{dt}. \quad (5)$$

Riera's [1, 2] primary assumption is that the "residual" velocity V_r is zero. Then applying the second Newtonian law to the rigid portion of the penetrator allows us to equate mdV/dt to the loading P_s required for the penetrator to fail or deform (crush). Let us also write down the following expression:

$$\frac{dm}{dt} = \mu \frac{dx_c}{dt} = \mu V, \quad (6)$$

where μ is airplane mass per unit length.

Then we can use the equation (5) to derive the following expression [1, 2]:

$$F_x(t) = P_c[x_c(t)] + \mu[x_c(t)] \cdot V^2(t), \quad (7)$$

where $x_c(t) = \int_0^t V(\xi) d\xi$ is the distance to the penetrator tip.

In the international design practice the loading as a function of time is computed using (7) directly, obtaining the $x_c(t)$ and $V(t) = \dot{x}_c(t)$ functions numerically. In Russian practice the A.N. Birbraer solution by quadrature became popular [4, 5]. It involves [4, 5] considering the airplane fuselage, which may be divided in two zones at an arbitrary moment (fig. 2): the crushed portion adjoining the target 1 and the intact portion 2 moving at the speed $V(t) = \dot{x}_c(t)$

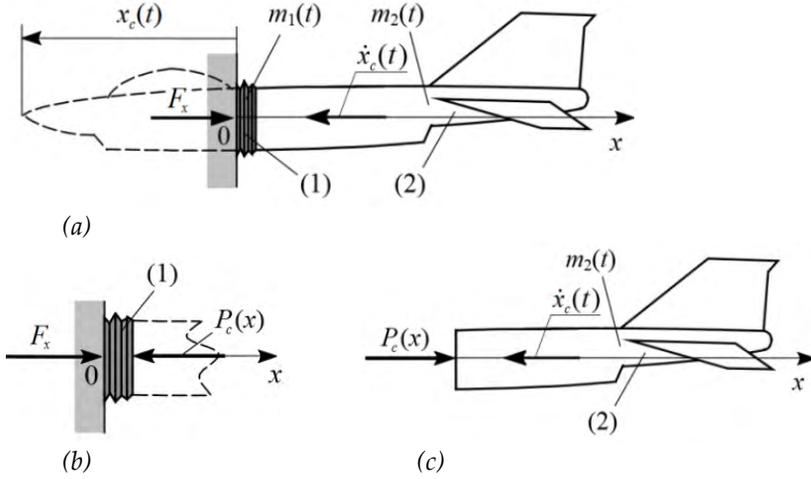


Figure 2. Airplane fuselage model [4, 5]:

a – "soft" penetrator; *b* – crushed fuselage portion ("deformation" zone);
c – intact fuselage portion

The mass of the crushed portion 1:

$$m_1(t) = \int_0^{x_c} \mu(x_c) dx_c = \int_0^t \mu[x_c(t)] \cdot \dot{x}_c(t) dt \quad (8)$$

The mass of the intact portion 2:

$$m_2(t) = m_c - m_1(t), \quad (9)$$

where m_c is the total airplane mass.

The equation of momentum [5]:

$$\frac{d\bar{Q}_i}{dt} = \bar{F}_i^e + \bar{u} \frac{dm_i}{dt}, \quad (10)$$

where \bar{Q}_i is the momentum of the i -th zone ($i = 1, 2$); \bar{F}_i^e is the net vector of the external forces applied; dm_i is the mass of the zone; \bar{u} is the absolute velocity of attaching (separating) particles.

The expression (10) makes it possible to derive the differential equation of motion for the intact portion of the penetrator [4, 5]:

$$\dot{x} = -\frac{P_c[x_c(t)]}{m_c - m_1[x_c(t)]}. \quad (11)$$

The initial conditions are: $x(0) = 0$, $\dot{x}(0) = v_0$.

Let us reduce the order of the equation (11);

$$\ddot{x} = \frac{d\dot{x}}{dt} = \frac{d\dot{x}}{dx} \frac{dx}{dt} = \dot{x} \frac{d\dot{x}}{dx} = \frac{1}{2} \frac{d\dot{x}^2}{dx}. \quad (12)$$

Let $z = \dot{x}^2$, then we obtain the equation $\frac{dz}{dx} = -\frac{2P_c(x)}{m_c - m_1(x)}$ with the initial condition $z(0) = v_0^2$.

The integral of this differential equation:

$$z = -2 \int_0^x \frac{P_c(\xi) d\xi}{m_c - m_1(\xi)} + v_0^2 \quad (13)$$

Let $\Phi(x_c) = \int_0^{x_c} \frac{P_c(\xi) d\xi}{m_c - m_1(\xi)}$ then $z = -2\Phi(x_c) + v_0^2$, $\frac{dx_c}{dt} = \sqrt{v_0^2 - 2\Phi(x_c)}$,

$$t(x_c) = \int_0^{x_c} \frac{d\xi}{\sqrt{v_0^2 - 2\Phi(x_c)}} \quad (14)$$

Inverting $t(x_c)$, we derive the desired function for varying crushed portion length $x_c(t)$. Then we can determine $P_c[x_c(t)]$, $\mu[x_c(t)]$ and $F_x(t)$.

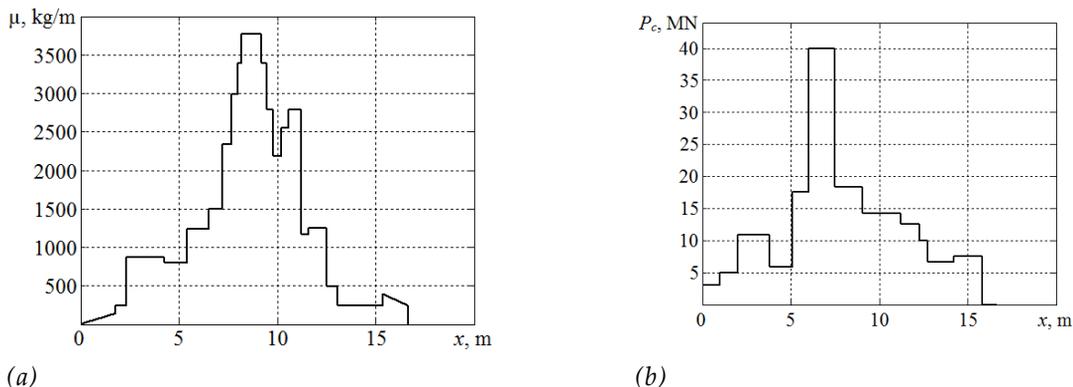


Figure 3. Input data from [4, 5]:

a – mass per unit length; b – failure or deformation force for the fuselage

Let us consider an example computation of loading caused by a Phantom RF-4E impact; the plane has a mass of 20 t and comes at a speed of 200 m/s. According to Russian regulations [3], the most critical buildings and structures of a nuclear power station should be able to withstand this impact. The input data and the results of this computation are shown in figures 3-5.

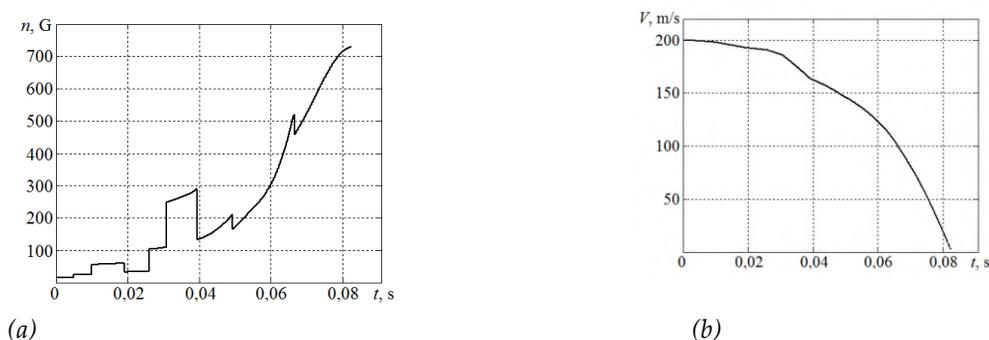


Figure 4. Computation results: a – deceleration G-force; b – slowdown dynamics at impact

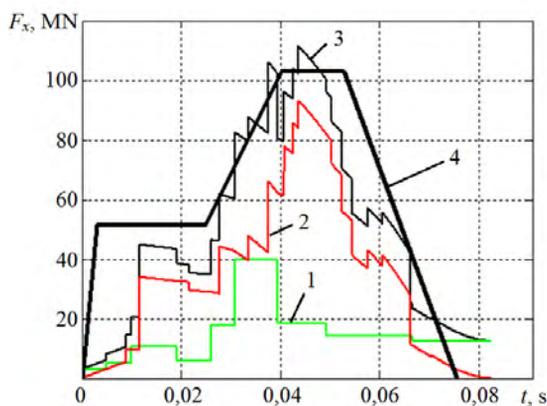


Figure 5. Rigid wall loading: 1 – strength component; 2 – inertial component; 3 – computed rigid wall loading; 4 – loading according to regulations [3]

Therefore, the loading specified in Russian regulations is close to that computed using the Riera approach. The primary assumption in [1, 2] is that the structure (target) is poorly flexible and can be idealised as a rigid target. Obviously in the case of non-rigid structures (targets) the loading computed using the equation (7) should be considered to represent the top boundary of the "accurate" plot [2]. According to [2], other works used the same model to investigate how the target deformation may affect the outcome in the case of the target moving along the x axis at a velocity of $V_a(t)$:

$$F_x(t) = P_c[x_c - x_a] + \mu[x_c - x_a](V - V_a) - M_a \frac{dV_a}{dt}, \quad x_a(t) = \int_0^t V_a(\xi) d\xi, \quad (15)$$

where M_a is the mass of the deformed portion (the one undergone failure) on the airplane-target interface.

However, loadings computed according to the Riera approach concerning airplane impact against a rigid wall are often used [6] for numerical finite-element computations of buildings and structures without taking the flexibility of structures into account or adjusting the loads. Figure 6 [6] shows the results of such a computation. The work [6] deals with a Boeing-747-400 airplane interacting with the protective shell of a nuclear power station. The authors replaced the contact interaction with the shell by the impulse according to [5].

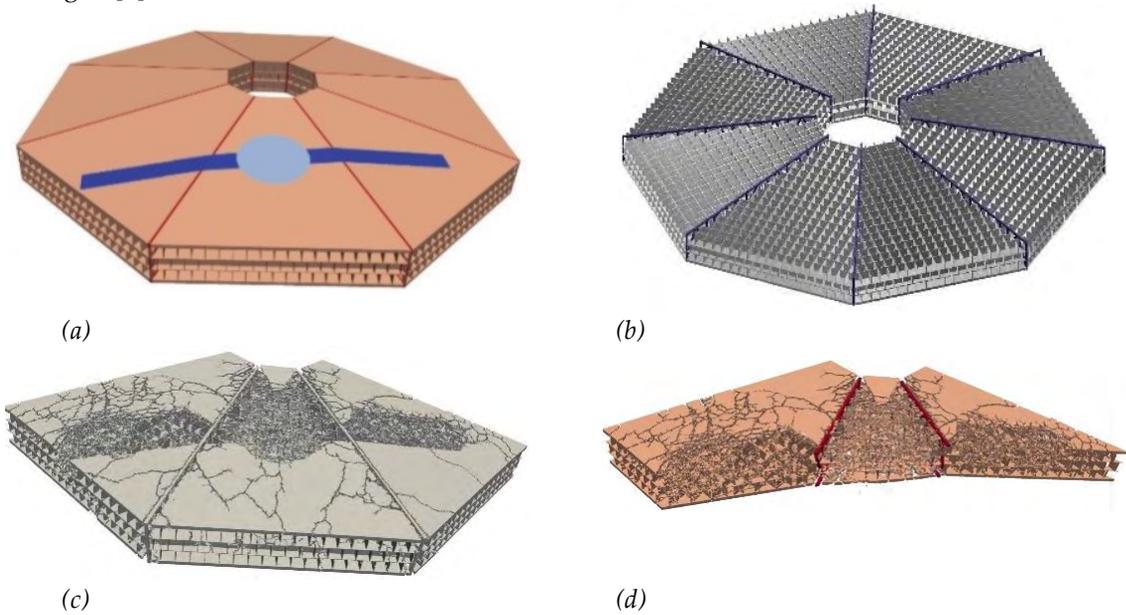


Figure 6. Schematic of an airplane interacting with the nuclear power station shell [6]:

a – zones where loads are applied; b – internal honeycomb structure of the shell;

c – outside surface of the shell at $t = 300$ ms; d – shell failure over its thickness at $t = 300$ ms

It should be noted that the minimum displacement of the loaded zone is 2-3 m along the impact direction. Therefore, the loading applied should be adjusted, taking the pliability of the target into account. This loading adjustment process is of an iterative nature and requires recomputing when the external loading is adjusted.

Our paper analysed the system of assumptions found in J. Riera's approach. We determined that the primary assumption of this model is the rigidity of the structure, that is, the target, during impact. Interaction with a flexible structure requires adjusting the load applied as a function of time, which leads to a decrease in loading. This refinement process may be iterative. However, considering the loading and the response of the structure separately is only possible for small displacements of the target. This makes using the method of successive approximations possible, since then the response is barely sensitive to the motion of the target.

The study was supported by Russian Foundation for Basic Research (project no. 19-08-00701-a).

References

1. J. D. Riera, Nucl. Engng. and Des. **8**, 415–426 (1968).
2. J. D. Riera, Nucl. Engng. and Des. **57**, 193–206 (1980).
3. Construction design regulations for nuclear power stations with various reactor types. Rules and regulations in nuclear power. PiN AE-5.6 (Ministry of Nuclear Power of the USSR Publ., 1986).
4. A.N. Birbraer and S.G. Shulman, Strength and reliability in nuclear power station structures under special dynamic loads. (Moscow, Energoatomizdat Publ., 1989).
5. A.N. Birbraer and S.G. Shulman, Extreme effects on structures (Saint Petersburg, Peter the Great St.Petersburg Polytechnic University, 2009).
6. P.A. Radchenko, I.V. Baldin and V.S. Plevkov, Proc. of the 11-th All-Russian congress on basic problems of theoretical and applied mechanics, Kazan, 2015, compiled by D.Yu. Akhmetov, A.N. Gerasimov and Sh.M. Khaydarov, edited by D.A. Gubaydullin, A.M. Elizarov and E.K. Lipachev (Kazan, Kazan University Publ., 2015), pp. 1109-1111.

СЕГМЕНТИРОВАНИЕ ЗАРЯДА ВВ КАК СПОСОБ ПОВЫШЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ВОЗДУШНОГО ВЗРЫВА

С.С. Меньшаков, В.Н. Охитин, Д.С. Меньшаков

МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва, Россия

Как известно [1], сегментированием называется процесс деления целого на составляющие части (сегменты). Применительно к воздушному взрыву заряда ВВ под сегментированием нужно понимать деление единого заряда на одинаковые сегменты, разнесение их в пространстве, инициирование каждого сегмента одновременно или со смещением во времени, чтобы за счет взаимодействия воздушных ударных волн (УВ) между отдельными сегментами, получить повышенные значения параметров взрыва в отдельных областях пространства и суммарно для всего заряда в целом.

В работе проведено численное моделирование взрыва в воздухе монолитного цилиндрического заряда ТНТ массой 100 кг и относительным удлинением ~ 10 (первый вариант). Заряд располагался над жесткой поверхностью, моделирующей поверхность земли, перпендикулярно ей, при этом нижний торец заряда находился на высоте 1 м.

При сегментировании заряд делился в поперечном направлении первоначально на два равных сегмента (второй вариант), а потом на три сегмента (третий вариант), которые раздвигались по оси симметрии заряда вверх на расстояния, равные диаметру заряда $\varnothing 200$ мм (рисунок 1).

Инициирование монолитного заряда осуществлялось одноточечно в центральной точке на поверхности нижнего торца, а сегментированных зарядов – двухточечное в центральных точках торцов нижнего сегмента и одноточечное на верхнем торце остальных сегментов одновременно в начальный момент времени $t = 0$. Такое инициирование проводилось для того, чтобы условия задачи соответствовали [2].

В расчетах оценивалось влияние характеристик сегментированных зарядов ВВ на параметры воздушного взрыва, фиксируемых в маркерах, расположенных на жесткой поверхности.

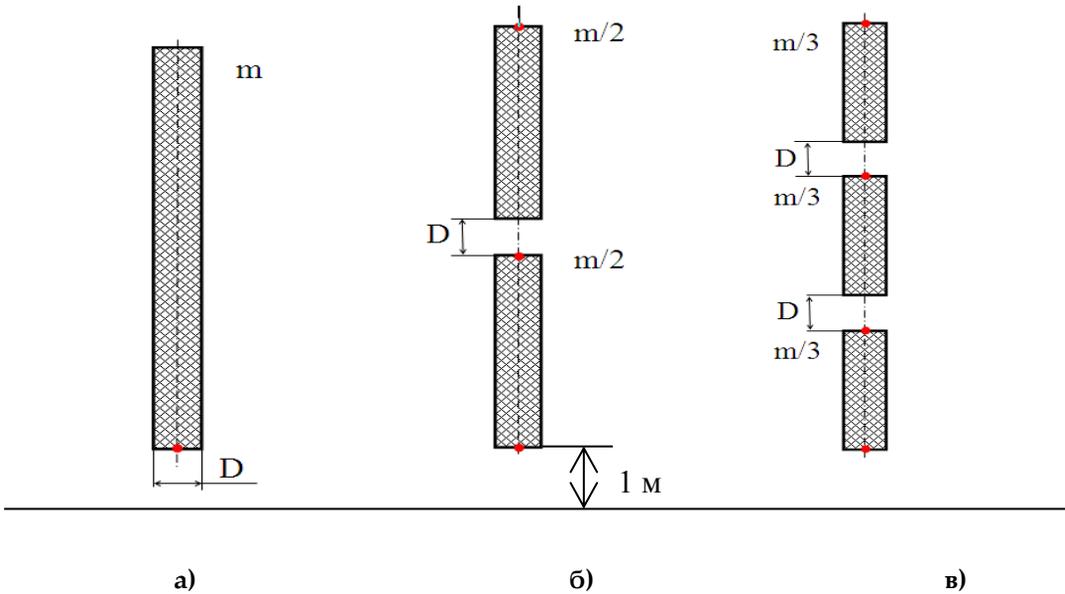


Рисунок 1. Варианты рассмотренных зарядов ВВ с точками их инициирования:
 а) – монолитный заряд массой $m = 100$ кг ТНТ; б) и в) – сегментированные заряды соответствующей массы (указана рядом с сегментами)

Результаты расчетов обрабатывались, и соответствующие графические зависимости строились в безразмерном виде. В качестве масштабов обезразмеривания выбирались – радиус заряда $R_0 = 0.1$ м; скорость звука в воздухе $c_0 = 340$ м/с; нормальное атмосферное давление $P_0 = 1.013 \cdot 10^5$ Па. Тогда для масштабов времени и удельного импульса будем иметь – $t_M = R_0 / c_0 = 2.941 \cdot 10^{-4}$ с и $I_M = P_M \cdot t_M = 29.794$ Па·с.

На рисунке 2 в логарифмических координатах приведены зависимости максимального избыточного давления $\Delta \bar{P}_m = \Delta P_m / P_0$ от расстояния $\bar{r} = r / R_0$ вдоль поверхности земли соответственно для монолитного 1 и сегментированных зарядов 2 и 3.

Анализ кривых показывает, что на расстояниях $\sim \bar{r} = 10..60$ наблюдается превышение значений максимального избыточного давления для сегментированных зарядов (кривые 2 и 3) над соответствующими значениями для монолитного заряда (кривая 1), причем максимальное превышение составило больше 2 раз для сегментированного заряда 2. По-видимому, и в силу того, что в варианте трех сегментов верхний сегмент оказался на наибольшей высоте, его влияние на параметры взрыва на поверхности земли оказалось меньшим, чем от верхнего сегмента в варианте 2, расположенного ближе к поверхности земли, что и привело к некоторому снижению значений $\Delta \bar{P}_m$ в третьем варианте расчета.

На рисунке 3 представлены аналогичные зависимости длительности фазы сжатия воздушных УВ $\bar{\tau} = \tau / t_M$ от расстояния \bar{r} вдоль поверхности земли. Видно, что в ближней области взрыва ($\bar{r} \leq 30$) длительности фазы сжатия воздушных УВ для сегментированных зарядов имеют меньшие значения по сравнению с монолитным зарядом, но на больших расстояниях наблюдается обратная картина, и уже здесь сегментированные заряды при взрыве формируют воздушные УВ с большей длительностью фазы сжатия.

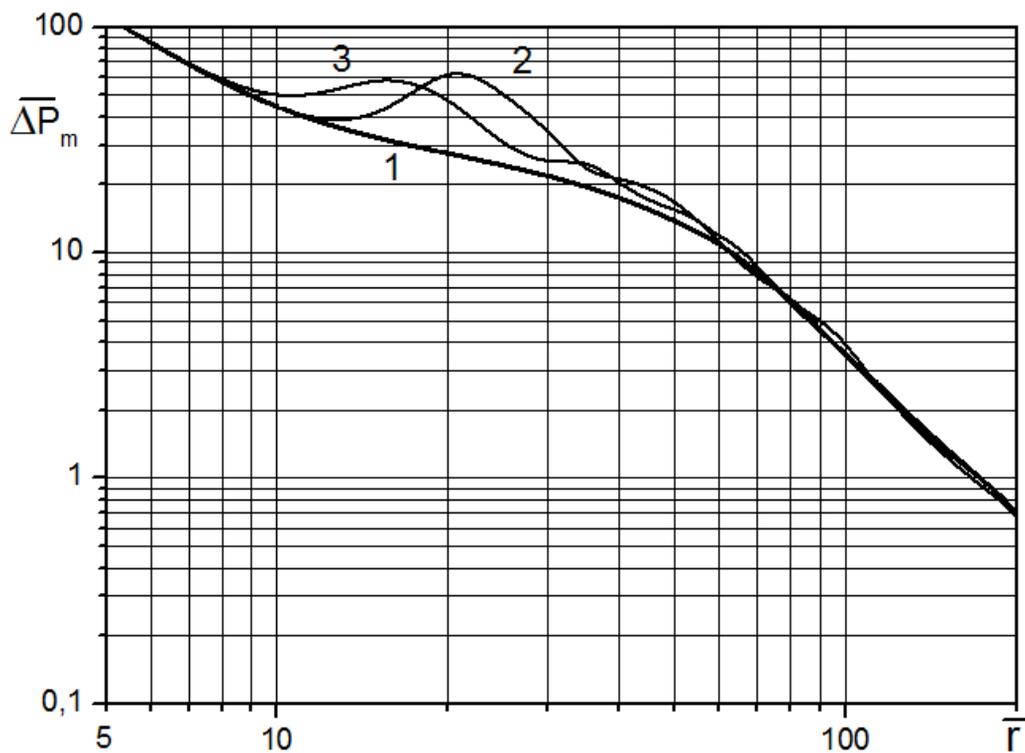


Рисунок 2. Изменение максимального избыточного давления на фронте воздушных УВ с увеличением расстояния от места взрыва вдоль поверхности земли:
1 – монолитный заряд; 2 и 3 – сегментированные заряды

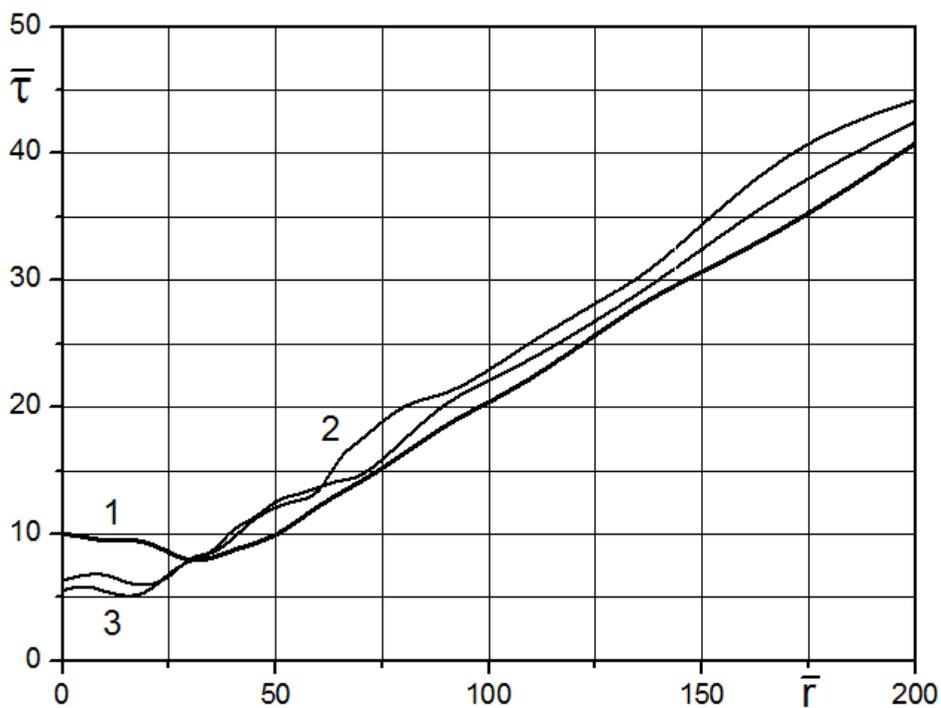


Рисунок 3. Изменение длительности фазы сжатия воздушных УВ с увеличением расстояния от места взрыва вдоль поверхности земли:
1 – монолитный заряд; 2 и 3 – сегментированные заряды

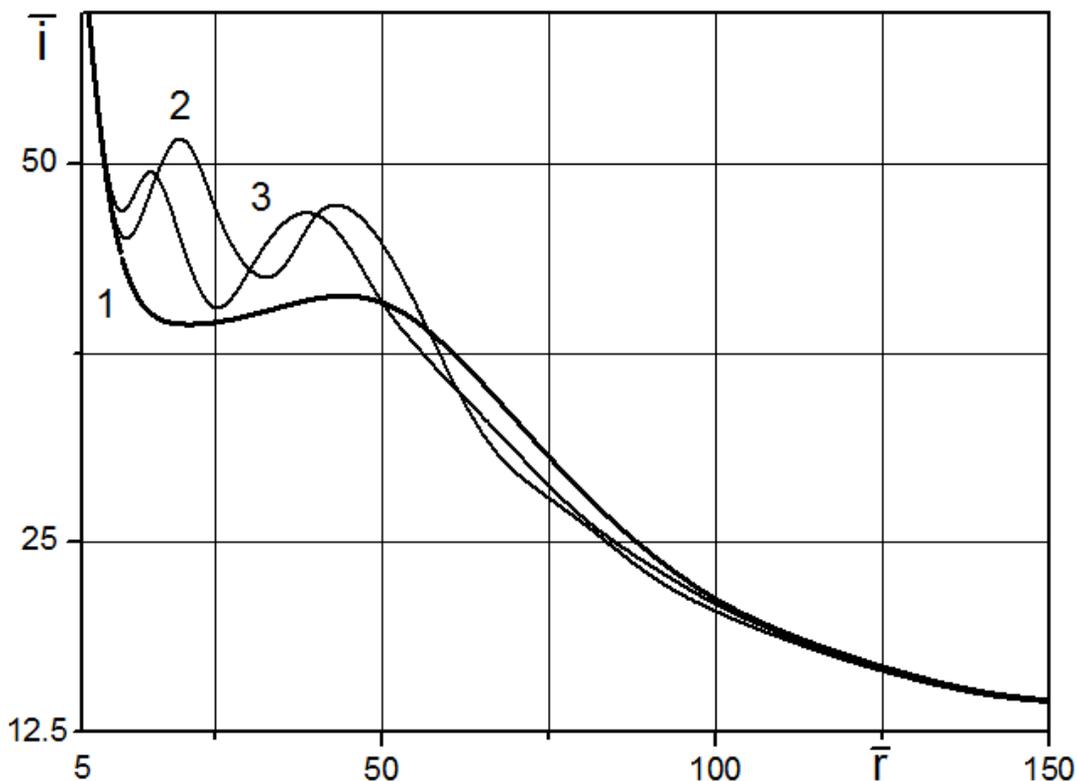


Рисунок 4. Изменение удельного импульса воздушных УВ с увеличением расстояния от места взрыва вдоль поверхности земли:
 1 – монолитный заряд; 2 и 3 – сегментированные заряды

Наконец, на рисунке 4 приведены результаты расчетов для удельного импульса воздушных УВ, распространяющихся вдоль поверхности земли от места взрыва. Здесь, подобно рисунку 2, также можно наблюдать заметное превышение удельного импульса в области $\bar{r} = 10..60$ для сегментированных зарядов над монолитным, причем это превышение составляет $\sim 30\%$ и $\sim 35\%$ для вариантов 3 и 2 соответственно.

Выводы

1. Сегментирование заряда ВВ, т.е. разбиение его на равные части и разнесение их в воздушном пространстве по оси исходного заряда на расстояния порядка диаметра заряда, действительно является способом повышения параметров воздушного взрыва, определяемых на поверхности земли, по сравнению со взрывом единого заряда ВВ суммарной массы.
2. Повышение параметров взрыва сегментированного заряда ВВ определяется физикой взаимодействия воздушных УВ в межзарядных промежутках, а именно, образованием здесь в начальные моменты времени разлета отдельных высокоскоростных струй продуктов взрыва, движущихся в радиальном направлении параллельно поверхности земли и генерирующих перед собой интенсивные УВ.
3. Повышение параметров взрыва сегментированного заряда ВВ проявляется не мгновенно, а через некоторое время, после того как воздушные УВ от вышерасположенных сегментов заряда достигнут поверхности земли и провзаимодействуют между собой и жесткой поверхностью, что для данной постановки задачи произошло примерно в средней области расстояний от центра взрыва $\sim (1..6)$ м. На больших расстояниях параметры взрыва всех зарядов сближаются, поскольку общая энергия взрыва во всех вариантах расчета остается постоянной.

Список литературы

1. Ефремова Т. Ф. Новый словарь русского языка. Толково-словообразовательный. – М.: Русский язык, 2000. - в 2 т.- 1209 с.
2. Пат. 2679830 Российская Федерация, МПК⁷ F42В 12/20, F42В 12/58. Осколочно-фугасный боеприпас / Меньшаков С.С., Охитин В.Н.; заявитель и патентообладатель МГТУ им. Н.Э. Баумана. – № 2017146798; заявл. 28.12.2017; опубл. 14.02.2019, Бюл. № 5.

SEGMENTATION OF EXPLOSION CHARGE AS A WAY TO INCREASE THE AIR EXPLOSION PARAMETERS

S.S. Menshakov, V.N. Okhitin, D.S. Menshakov

MGTU them. N.E. Bauman, Moscow, Russia

As is known [1], segmentation is the process of dividing the whole into its constituent parts (segments). With regard to the air blast of the explosive charge, under segmentation it is necessary to understand the division of a single charge into identical segments, their separation in space, the initiation of each segment simultaneously or with a shift in time so that, due to the interaction of air shock waves (SW) between individual segments, explosion in certain areas of space and in total for the entire charge as a whole.

In this work, a numerical simulation of an explosion in the air of a monolithic cylindrical charge of TNT weighing 100 kg and an elongation of ~ 10 (the first option) was carried out. The charge was located above a rigid surface that simulates the surface of the earth, perpendicular to it, while the lower end of the charge was at a height of 1 m.

During segmentation, the charge was divided in the transverse direction initially into two equal segments (the second option), and then into three segments (the third option), which moved up along the axis of symmetry of the charge upward by distances equal to the diameter of the charge $\varnothing 200$ mm (Figure 1).

A monolithic charge was initiated one-point at a central point on the surface of the lower end, and segmented charges - two-point at the central points of the ends of the lower segment and one-point at the upper end of the other segments simultaneously at the initial time $t = 0$. This initiation was carried out in order [2].

In the calculations, the effect of the characteristics of segmented explosive charges on the parameters of an air explosion recorded in markers located on a rigid surface was estimated.

The calculation results were processed, and the corresponding graphical dependencies were constructed in a dimensionless form. The scales of dimensioning were chosen as the charge radius = 0.1 m; sound speed in air = 340 m/s; normal atmospheric pressure = $1.013 \cdot 10^5$ Pa. Then for the time scale and specific impulse we will have $\tau = 2.941 \cdot 10^{-4}$ s and $I = 29.794$ Pa \cdot s.

Figure 2 in logarithmic coordinates shows the dependence of the maximum excess pressure on the distance along the surface of the earth, respectively, for monolithic 1 and segmented charges 2 and 3.

Analysis of the curves shows that at distances \sim there is an excess of the maximum overpressure for segmented charges (curves 2 and 3) over the corresponding values for the monolithic charge (curve 1), with the maximum excess being more than 2 times for the segmented charge 2. Apparently and due to the fact that in the version of the three segments the upper segment was at the highest height, its effect on the parameters of the explosion on the ground surface was less than from the upper segment in version 2, located near e to the surface of the earth, which led to some decrease in the values in the third version of the calculation.

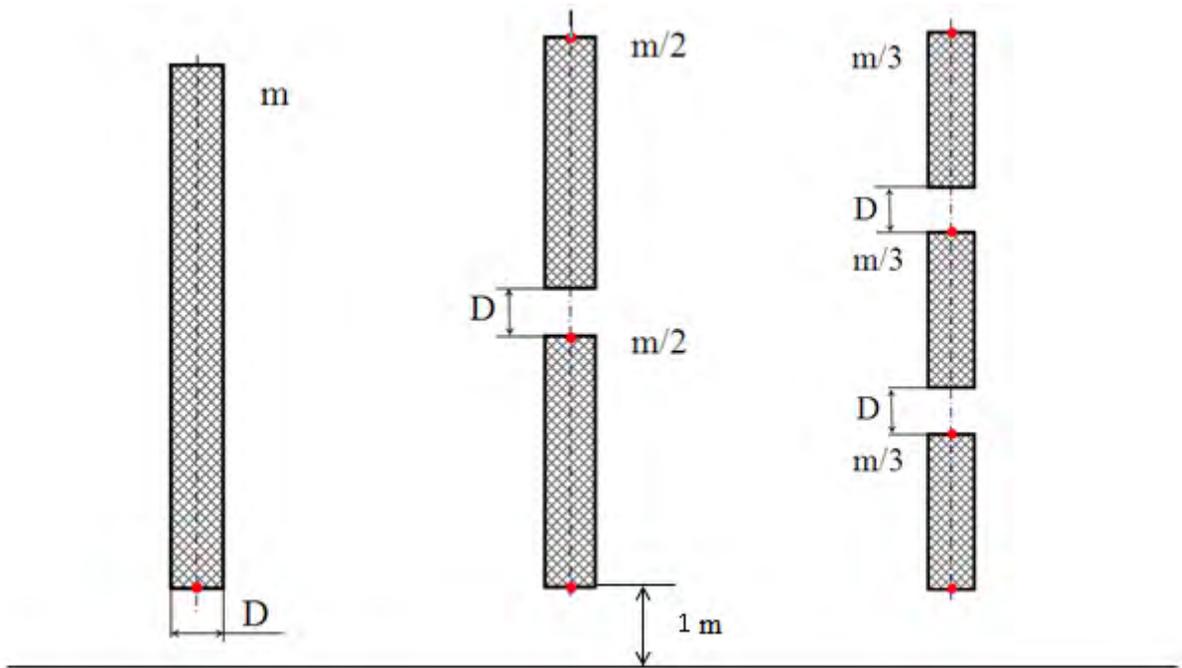


Figure 1. Variants of considered explosive charges with points of their initiation:

- a) - monolithic charge with mass $m = 100\text{ kg TNT}$; b) and c) - segmented charges
 b) of the corresponding mass (given next to the segments)

Figure 3 shows similar dependences of the duration of the phase of compression of air HCs on the distance along the surface of the earth. It can be seen that in the near explosion region () the duration of the compression phase of air HCs for segmented charges have smaller values compared to the monolithic charge, but at large distances the opposite is observed, and already here the segmented charges form an air blast with a longer compression phase.

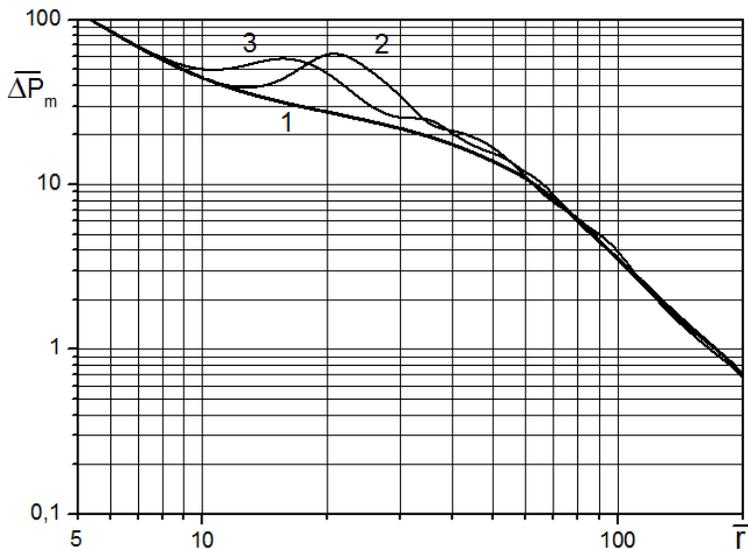


Figure 2. The change in the maximum excess pressure at the front of the air HC with increasing distance from the explosion along the earth's surface: 1 - monolithic charge; 2 and 3 - segmented charges

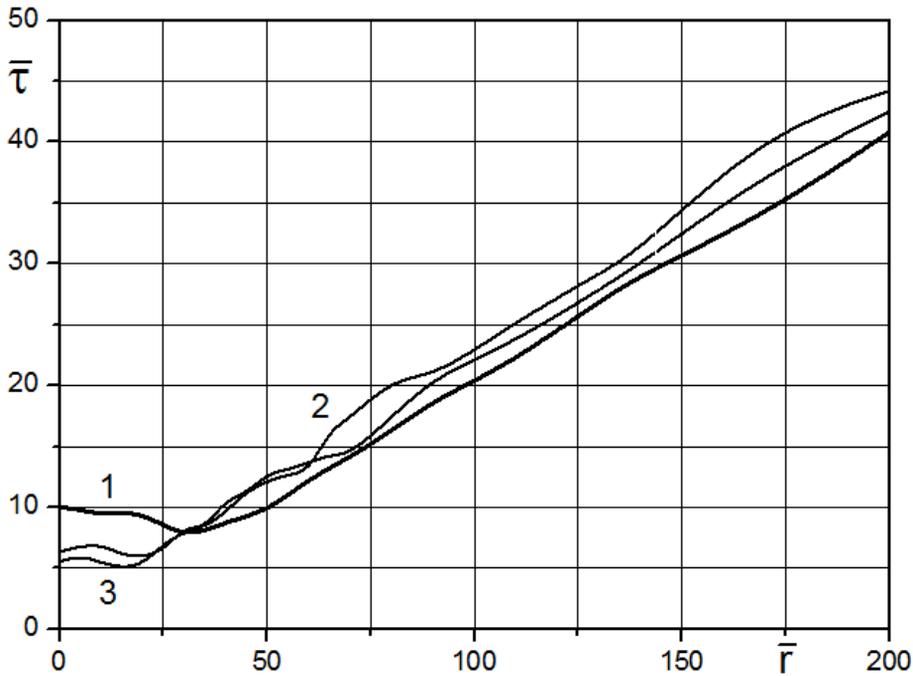


Figure 3. The change in the duration of the phase of compression of the air HC with increasing distance from the place of the explosion along the surface of the earth: 1 - monolithic charge; 2 and 3 - segmented charges

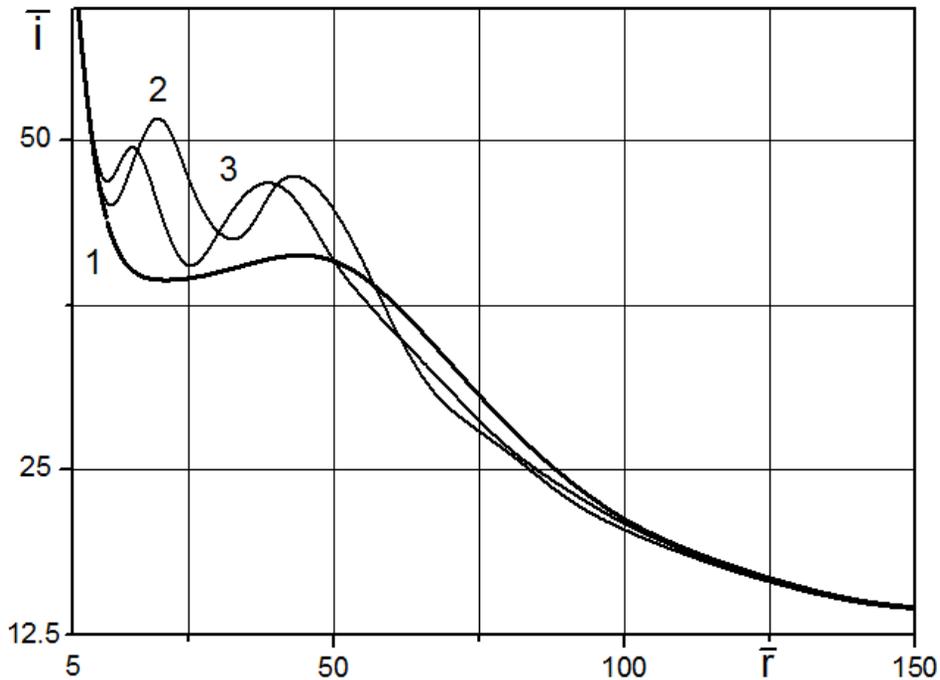


Figure 4. The change in the specific impulse of the air HC with increasing distance from the explosion site along the surface of the earth: 1 - a monolithic charge; 2 and 3 - segmented charges

Finally, figure 4 shows the results of calculations for the specific impulse of the air HC propagating along the surface of the earth from the explosion site. Here, similarly to Figure 2, one can also observe a noticeable excess of the specific impulse in the region for segmented charges over monolithic, and this excess is ~ 30% and ~ 35% for options 3 and 2, respectively.

Findings

1. Segmentation of explosive charge, i.e. dividing it into equal parts and separating them in the air space along the axis of the initial charge over distances of the order of the charge diameter is indeed a way to increase the parameters of an air explosion determined on the surface of the earth, compared to the explosion of a single explosive charge of total mass.
2. An increase in the explosion parameters of a segmented explosive charge is determined by the physics of the interaction of airborne hydrocarbons in the intercharged gaps, namely, the formation here at the initial times of dispersal of individual high-speed jets of explosion products moving in the radial direction parallel to the earth's surface and generating intensive hydrocarbons in front of them.
3. An increase in the explosion parameters of a segmented explosive charge does not manifest itself instantaneously, but after some time, after the air shock waves from the upstream charge segments reach the ground surface and interact with each other and the hard surface, which for this formulation of the problem occurred approximately in the middle region of distances from the center of an explosion $\sim (1 \dots 6)$ m. At large distances, the parameters of the explosion of all charges approach each other, since the total energy of the explosion remains constant in all calculation options.

References

1. T.F. Efremova A new dictionary of the Russian language. Sensible word-building. - M.: Russian language, 2000. - 2 t. - 1209 s.
2. Pat. 2679830 Russian Federation, МПК⁷ F42B 12/20, F42B 12/58. High-explosive ordnance / Menshakov SS, Okhitin V.N.; applicant and patent holder MSTU. N.E. Bauman. - № 2017146798; declare 12.28.2017; publ. 02.14.2019, Bull. No. 5

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ АДАПТИВНО-ВСТРАИВАЕМОЙ ДРОБНОЙ СЧЁТНОЙ СЕТКИ ПРИ ЧИСЛЕННОМ МОДЕЛИРОВАНИИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ВОЗДУШНОЙ УДАРНОЙ ВОЛНЫ С ИЗЛОМОМ ГРАНИЦЫ ТЕЧЕНИЯ

А.Г.Иоилев^{1,2}, В.Ю.Колобянин¹, И.А.Свиридова¹, А.Л.Стадник¹

¹ РФЯЦ-ВНИИЭФ, Саров, Россия

² СарФТИ НИЯУ «МИФИ», Саров, Россия

В 2018г. в параллельной версии трёхмерной методики ЭГАК [1] были реализованы алгоритмы адаптивно-встраиваемых дробных сеток, аналогичные использовавшимся ранее в последовательной двумерной версии методики ЭГАК [2]. Использование автоматического дробления счётной сетки в нужной области (адаптивно-встраиваемой счётной сетки) потенциально позволяет снизить время счёта при сохранении точности. Более подробная сетка создается путём многоуровневого дробления исходной четырёхугольной (в двумерном случае) или шестигранной (в трёхмерном случае) сетки, называемой основной. Дробление ячеек выполняются согласно следующим принципам:

1. Способ дробления ячеек одинаковый на всех уровнях, новые (дочерние) ячейки получаются отрезками, проведёнными через середины сторон (в двумерном случае) или рёбер (в трёхмерном случае) первоначальных (материнских) более крупных ячеек. Таким образом, при дроблении каждая материнская ячейка делится на четыре (в двумерном случае) или восемь (в трёхмерном случае) дочерние ячейки, другие методы дробления не допускаются.

2. Число уровней должно быть не больше 5 (то есть линейный размер минимальной ячейки может быть меньше основной в 32 раза).

3. Соседние ячейки могут отличаться не более чем на один уровень.

4. В памяти хранятся ячейки всех уровней дробления, в том числе и все материнские ячейки. Это позволяет каждую особенность считать на сетке своего уровня.

5. При проведении расчёта на дробной сетке задаются:

- тип особенности течения (контактная граница, ударная волна (УВ), компонент и т.д.), в окрестности которой дробится сетка;
- максимальный уровень дробления (свой для каждой особенности);
- ширина зоны дробления.

6. Создание новых дробных ячеек в окрестности особенности и уничтожение старых производится автоматически. При создании и уничтожении дробных ячеек из условия сохранения массы, импульса и внутренней энергии пересчитываются скорости, плотности, объёмные концентрации и удельные внутренние энергии компонентов.

Верификация была проведена на двух задачах о распространении плоской воздушной ударной волны (УВ):

- 1) задача о дифракции воздушной УВ при прохождении через угол 90° [3] (смотри рисунок 1);
- 2) задача о Маховском взаимодействии воздушной УВ с клином [4] (смотри рисунок 2).

Обе задачи были предложены в 1990-х годах для верификации двумерных газодинамических методик. Результаты расчётов первой задачи по 16 различным методикам опубликованы в [3], результаты расчётов второй задачи по 12 различным методикам – в [4]. Сравнение проводилось с результатами экспериментов на воздушных ударных трубах.

Расчёты проводились в плоской двумерной постановке на неподвижной эйлеровой сетке. В постановках обеих задач нет характерного размера. В расчётах за единицу длины (1 м) принималось расстояние, которое падающая УВ прошла после излома стенки (границы течения) на момент времени сравнения t^* ($t^*=t-t_0$, где t_0 – момент времени прохождения УВ излома границы течения). В задаче о прохождении УВ через угол 90° $t^*=2$ мс, в задаче о набегании УВ на клин $t^*=1.5$ мс.

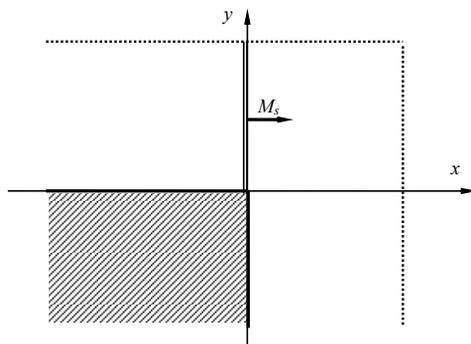


Рисунок 1. Постановка задачи о дифракции УВ при прохождении через угол 90° [3]

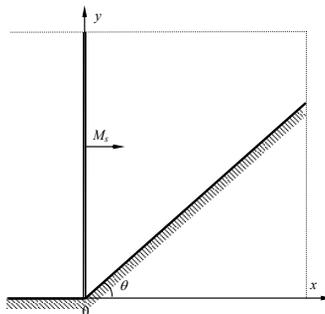


Рисунок 2. Постановка задачи о Маховском взаимодействии УВ с клином [4]

В расчётах прохождения УВ через угол 90° фиксированная или основная счётная сетка квадратная, в расчётах набегания УВ на клин – квадратная перед клином и трапециевидальная над

клином. Всего проведено по 5 расчётов: на фиксированной сетке с $N=100, 200$ и 400 ячеек на единицу длины и с дроблением 1 и 2 уровня с основной сетки с $N=100$. В расчётах с дроблением счётной сетки использовалось условие $P > 0.01$ МПа с одновременным выполнением условия $q > 0.05 \cdot P$, где P и q – давление и счётная вязкость; ширина зоны дробления – 5 ячеек.

Воздух в расчётах моделировался совершенным газом с показателем адиабаты Пуассона $\gamma=1.4$, перед падающей УВ давление $P_0=0.1$ МПа и плотность $\rho=1.26$ кг/м³, скорость падающей УВ $D=0.5$ и 0.666667 км/с в задачах о прохождении УВ через угол 90° и о набегании УВ на клин соответственно.

На рисунке 3 приведено поле давления и дробная счётная сетка 1 уровня на несколько моментов времени в расчёте задачи о дифракции УВ при прохождении через угол 90° , на рисунке 4 – поле плотности и дробная счётная сетка 1 уровня в расчёте задачи о Маховском взаимодействии УВ с клином $\theta=46^\circ$. Видно, как зона дробления счётной сетки движется вместе с ударными волнами и вихревой зоной глубокого разрежения за углом 90° .

На рисунке 5 приведена интерферограмма, полученная в эксперименте по прохождению УВ через угол 90° [3] (число Маха падающей УВ $M_s=1.5$), и поля и изолинии плотности из расчётов на соответствующий момент времени $t^*=2$ мс. Видно, что в расчётах получено хорошее согласие с результатами эксперимента не только по положению проходящей и дифрагированной ударных волн, волны разрежения и ядра образовавшегося вихря, но и по полю течения.

На рисунке 6 приведена интерферограмма, полученная в эксперименте по набеганию УВ на клин с углом $\theta=46^\circ$ [4] (число Маха падающей УВ $M_s=2.0$), и поля и изолинии плотности из расчётов на соответствующий момент времени $t^*=1.5$ мс. В расчётах получено хорошее согласие с экспериментальными результатами не только по положению проходящей и отражённой УВ, «ножки» Маха и тангенциального разрыва, но и по полю течения.

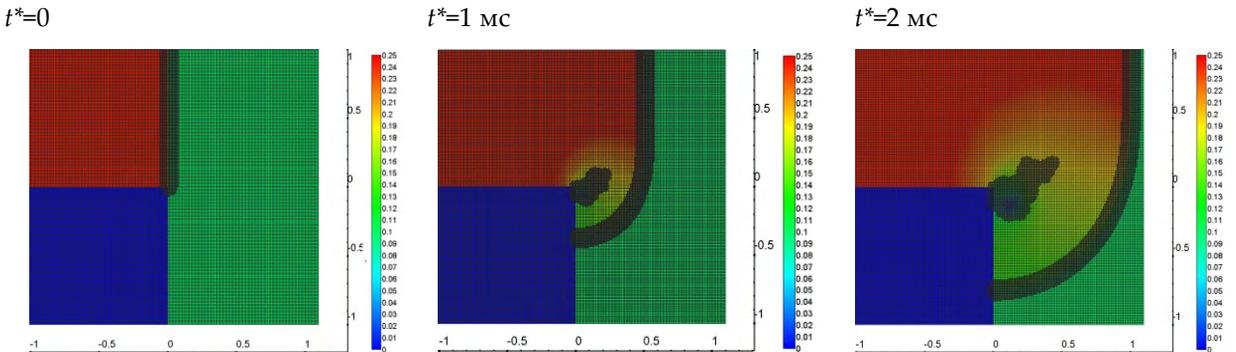


Рисунок 3. Поле давления и дробная счётная сетка 1 уровня в расчёте задачи о дифракции УВ при прохождении через угол 90°

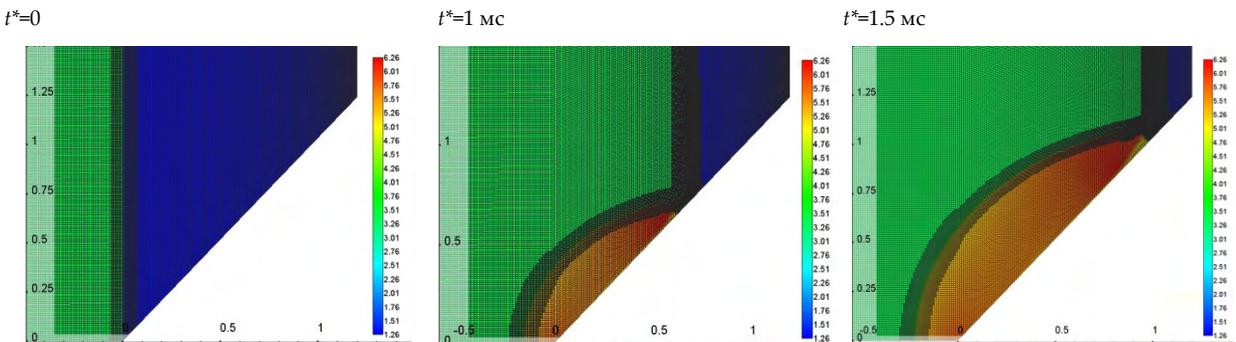


Рисунок 4. Поле плотности и дробная счётная сетка 1 уровня в расчёте задачи о Маховском взаимодействии УВ с клином $\theta=46^\circ$

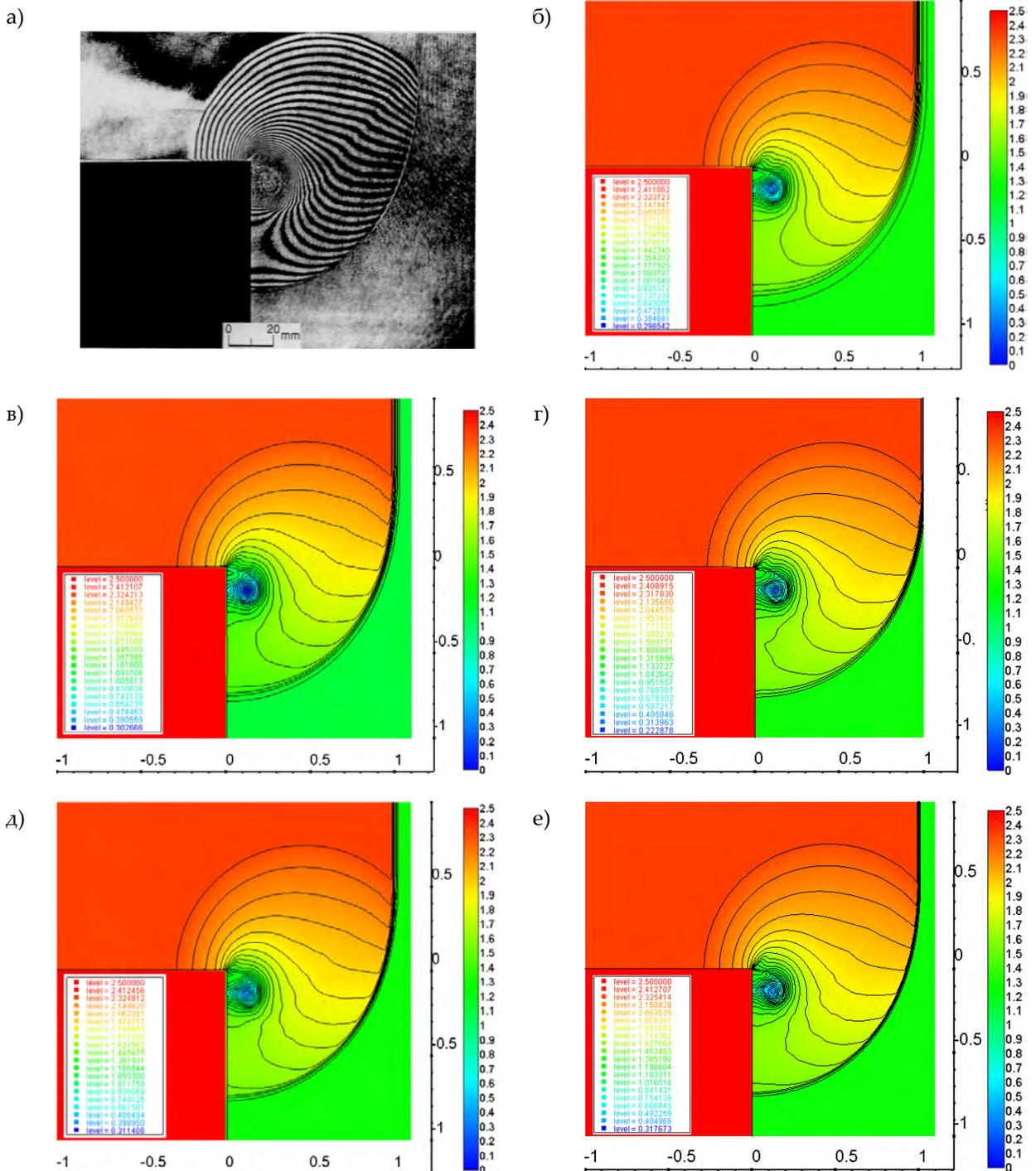


Рисунок 5. Экспериментальная интерферограмма (угол 90°) [3] (а) и поля и изолинии плотности на момент времени $t^*=2$ мс из расчётов на фиксированной счётной сетке с $N=100$ (б), $N=200$ (г) и $N=400$ (е) и на дробной сетке 1 уровня (в) и 2 уровня (д)

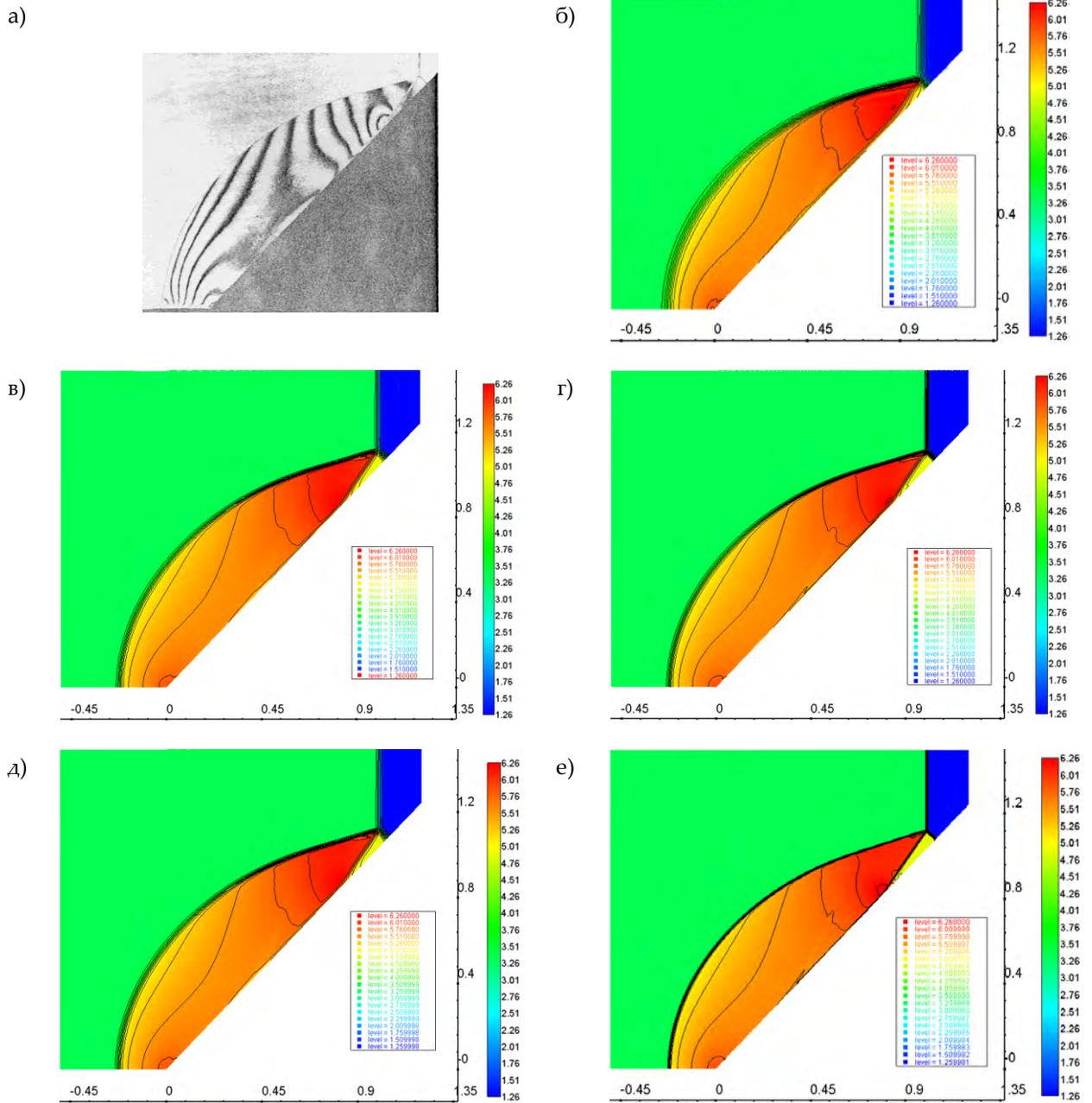


Рисунок 6. Экспериментальная интерферограмма (клин $\theta=46^\circ$) [4] (а) и поля и изолинии плотности на момент времени $t^*=1.5$ мс из расчётов на фиксированной счётной сетке с $N=100$ (б), $N=200$ (г) и $N=400$ (е) и на дробной сетке 1 уровня (в) и 2 уровня (д)

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ БЕСКОНТАКТНОГО ИЗМЕРИТЕЛЬНОГО СЕЧЕНИЯ В ЗАДАЧЕ ВЫСОКОСКОРОСТНОГО МЕТАНИЯ И СОУДАРЕНИЯ

С.И. Герасимов, А.В. Зубанков, Н.В. Лапичев, С.В. Батарев

РФЯЦ-ВНИИЭФ, Саров, Россия

Аннотация. Рассматривается возможность использования измерительных сечений с индукционными датчиками для фиксации по времени гиперзвуковых частиц при моделировании соударения объектов с космическим мусором. Предложены методика определения средней скорости гиперзвуковых частиц, моделирующих космический мусор и методика запуска регистрирующей аппаратуры для оптической бесконтактной регистрации этих частиц. Представлены результаты экспериментальных исследований по взаимодействию частиц с имитатором сеточной экранной защиты космического аппарата. Экспериментально получены характеристики гиперзвуковых частиц на участках, где не допускается использование контактных датчиков для запуска регистрирующей аппаратуры.

Ключевые слова: измерительное сечение, гиперзвуковая частица, космический мусор, бесконтактный способ, высокоскоростное соударение.

Введение

В настоящее время одной из актуальных задач экспериментальной физики является разработка быстрых и надежных методов контроля гиперзвуковых частиц диаметром от 1 - 7 мм. Такие методы наиболее востребованы при моделировании соударения космического мусора с элементами конструкции космического аппарата.

В работе [1], характеризующей проблему защиты КА от космического мусора, приведены результаты экспериментальных исследований фрагментации ударников из алюминиевого сплава АД1 диаметром 6.35 мм на стальных сетках с апертурой 2.0 мм и диаметрами проволок 0.5, 0.6 и 1.0 мм в условиях вакуумирования испытательной камеры при скоростях соударения 5 – 7 км/с.

Взрывные эксперименты с моделями, содержащими вредные вещества, представляют экологическую опасность, поэтому, как правило, используются имитаторы исследуемых материалов [2], а высокоскоростные мелкодисперсные частицы получают в результате метания твердых частиц имитаторов определенного размера различными метательными установками.

Разгон ударников в вышеперечисленных экспериментах производился с использованием легкогазовой пушки на стенде для исследований высокоскоростных соударений [3]. Для регистрации состояния ударника перед соударением с сеточным экраном и процесса их фрагментации была использована рентгеновская съемка.

Как правило, возникающие новые задачи по моделированию соударения объектов с космическим мусором требуют фиксации по времени гиперзвуковых частиц, определения средней скорости и запуска оптико-физической аппаратуры на участках, где не допускается применение контактных датчиков.

Для решения поставленных задач группой авторов разработано измерительное сечение, обеспечивающее возможность не только бесконтактного определения средней скорости гиперзвуковых частиц, но и запуск оптико-физической аппаратуры в момент пролета ими плоскости измерительных сечений.

Наиболее важным достоинством является то, что проводимые с помощью индукционных датчиков измерения не вносят необратимых изменений в физическую структуру исследуемых гиперзвуковых частиц при проведении экспериментов.

В статье приведены методика определения средней скорости гиперзвуковых частиц, моделирующих космический мусор, методика запуска регистрирующей аппаратуры для оптической бесконтактной регистрации этих частиц [4] и результаты экспериментальных

исследований по взаимодействию частиц с воздухом и имитатором сеточной экранной защиты космического аппарата.

Методика проведения экспериментальных исследований

Испытания и исследования в области гиперзвуковой аэродинамики осуществляются методом отстрела высокоскоростных частиц, установленных в специальном неразрезном поддоне, из легкогазовых баллистических установок в неподвижную газовую среду измерительного участка. Общий вид измерительного сечения приведен на рис. 1.

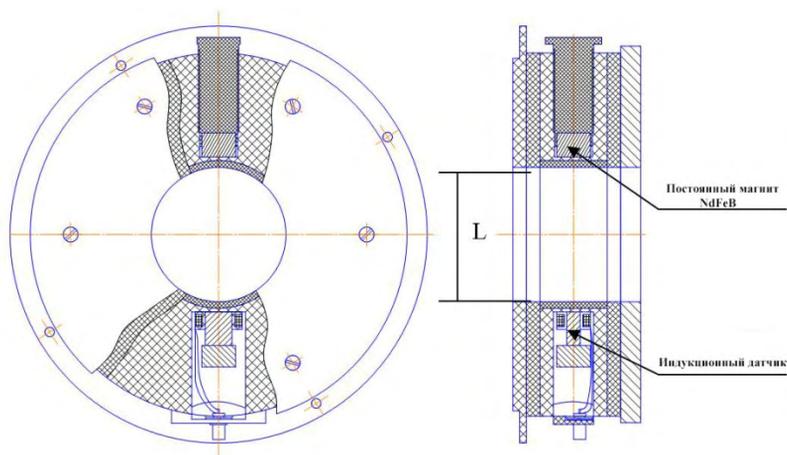


Рисунок 1. Общий вид измерительного сечения

Индукционный датчик и постоянный магнит размещаются строго соосно напротив друг друга ортогонально оси полета гиперзвуковых частиц в одном корпусе измерительного сечения (см. рис. 1), создавая при этом приемно-регистрирующий контур. Внешний диаметр индукционного датчика $D = 25$ мм, внутренний диаметр $d = 3$ мм. Постоянный магнит выполнен в форме цилиндра, изготовленного из материала NdFeB, обладающего максимальной остаточной индукцией и коэрцитивной силой. Диаметр магнита $d = 25$ мм и высота $h = 70$ мм. Рабочий зазор измерительного сечения (между датчиком и магнитом) составляет 100 мм.

Измерительное сечение ИС1 устанавливается первым, а ИС2 - вторым по направлению движения гиперзвуковых частиц на измерительном участке. Общий вид измерительного участка приведен на рис. 2.



Рисунок 2. Общий вид измерительного участка: 1-измерительное сечение ИС1; 2-измерительное сечение ИС2; 3-рентгеновский аппарат

При пролете гиперзвуковой частицы плоскости измерительных сечений происходит изменение начального уровня колебаний в приемно-регистрирующем контуре (изменяется амплитуда ЭДС индукции в индукционных датчиках при изменении магнитного потока $\vec{\Phi}$ магнитного поля \vec{B} , созданного постоянными магнитами).

Запись электрических сигналов с индукционных датчиков во всех опытах осуществляется на цифровом запоминающем осциллографе с дальнейшей обработкой на ЭВМ.

Результаты экспериментальных исследований и их анализ

В качестве примера на рис. 3 представлены зарегистрированные сигналы с измерительных сечений (зависимости изменения напряжения на выходе индукционных датчиков от времени $\varepsilon(t)$).

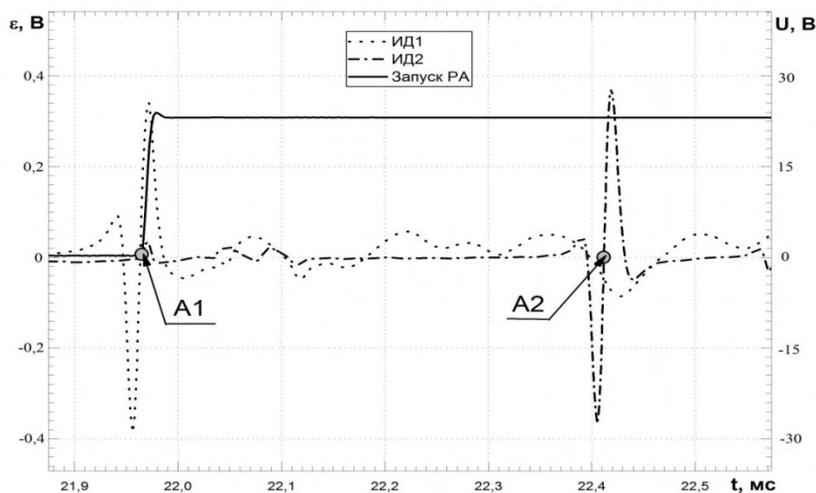


Рисунок 3. Сигналы с индукционных датчиков

Анализ представленных на рис. 3 результатов показывает, что форма электрических сигналов с индукционных датчиков ИС1 и ИС2 соответствует физическим представлениям изменения магнитного потока $\varepsilon = -\frac{\partial \Phi}{\partial t}$. Сигналы идентичны по форме и длительности, при этом характерные точки A1 и A2 на зависимости $\varepsilon(t)$ (переход через 0 наведенной в индукционных датчиках ЭДС) физически соответствуют области с максимальным значением магнитного потока магнитного поля (магнитного поля постоянных магнитов, установленных в индукционных сечениях) [5, 6]. Это позволяет осуществлять измерение времени пролета гиперзвуковой частицей плоскостей измерительных сечений. За моменты времени $t_{ис1}$ и $t_{ис2}$ приняты характерные точки A1 и A2. Интервал времени срабатывания ИС определялся по формуле $\Delta t = t_{ис2} - t_{ис1}$.

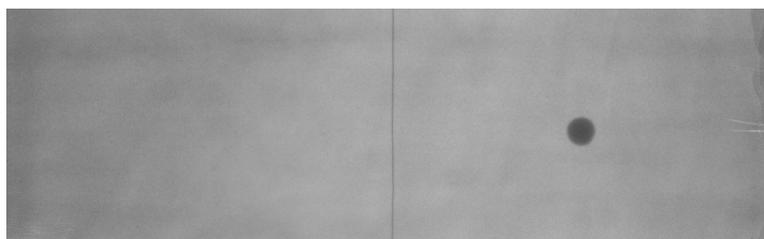
Значение скорости частицы при пролете ее через измерительный участок определяется по формуле: $V = \frac{S}{\Delta t}$, где S – расстояние между геометрическими центрами индукционных датчиков (фиксированное значение, которое выставляется до проведения опытов).

Однако для определения средней скорости с погрешностью менее 1%, требуемой методикой, необходима установка измерительных сечений строго ортогонально линии полета гиперзвуковых частиц и измерение базы между ними с точностью до 1 мм.

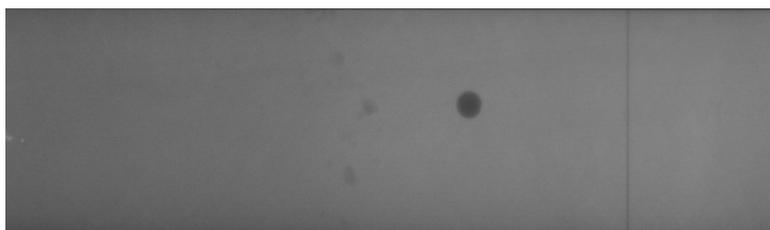
Кроме того, на зависимости $\varepsilon(t)$ присутствует сигнал «запуск РА», который был сформирован формирователем нормированных импульсов для запуска РА в момент времени, когда частица находилась в плоскости сечения ИС1.

На рис. 4 приведены типовые рентгенограммы с ударником в вакуумном тракте при подлете к сетке. Фотографии сборки сеточного экрана с пластиной-свидетелем после проведения эксперимента и повреждение сетки ударником (отверстие в сетке диаметром 16 мм) приведены на рис. 5 и рис. 6 соответственно. Анализ полученных экспериментальных результатов подтверждает

своевременный бесконтактный запуск рентгеновского аппарата (РА) от индукционного датчика ИС1. Это означает, что индукционное сечение совместно с формирователем нормированного импульса и РА работают как единая синхронизированная система, учитывающая максимально не только времена инерции аппаратуры, но и временные задержки при формировании синхронизирующих сигналов. Стоит также отметить, что РА и регистрирующая аппаратура, участвующая в опытах, запускались в единой шкале времени проведения эксперимента.



а)



б)

Рисунок 4. Ударник в вакуумном тракте при подлете к сетке:
а) без повреждений и осколков поддона; б) без повреждений,
но с осколками поддона



Рисунок 5. Сборка сеточного экрана с пластиной-свидетелем после эксперимента

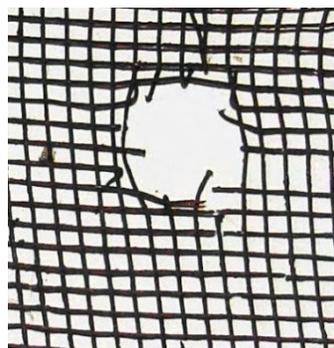


Рисунок 6. Повреждение сетки ударником

По методике определения средней скорости с использованием измерительных сечений ИС1 и ИС2, установленных на фиксированном расстоянии друг от друга ($S=1550$ мм), получена скорость полета ударника в вакуумном тракте – 5.81 км/с.

Заключение

Реализованная идея в предложенном бесконтактном способе запуска РА с использованием разработанного измерительного сечения позволяет путем установки в заданной координате ортогонально линии полета исследуемых гиперзвуковых частиц при постоянной величине индукции магнитного поля $B_0=0.48$ Тл регистрировать их характеристики и осуществлять запуск

регистрирующей аппаратуры, осуществляющей регистрацию состояния частиц и фрагментированного поддона на участках, где не допускается использование контактных датчиков.

Полученные экспериментальные результаты подтверждают методику определения средней скорости гиперзвуковых частиц, имитирующих космический мусор, способом измерения времени их пролета через измерительный участок, заданный бесконтактными измерительными сечениями.

Список литературы

1. Myagkov N.N., Shumikhin T.A., Bezrukov L.N. Experimental and Numerical Study of Peculiarities at High-Velocity Interaction between a Projectile and Discrete Bumpers // *Int. J. Impact Engn.* 2010, V. 37, P. 980-994.
2. Способ имитации свойств плутония. Патент РФ №2298850, опубл. 10.05.2007.
3. Батьков Ю.В., Борисенок В.А., Бельский В.М., Герасимов С.И. и др. Методы исследования свойств материалов при интенсивных динамических нагрузках: Монография/ под общ. ред. М.В. Жерноклетова. – Саров: ФГУП РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2003.-403с.
4. Способ запуска регистрирующих систем и измеритель средней скорости метаемого объекта. Патент РФ №2525687, опубл. 23.06.2014.
5. Чечерников В.И. Магнитные измерения. М.: Изд-во МГУ, 1969.
6. Filippov A.V., Rudakova M.A., Skirda V.D. // *Magnetic Resonance in Chemistry.* 2012. V. 50. №2. P. 114.
7. Аэрофизические исследования сверхзвуковых течений. АН СССР, М-Л, Наука, 1967 г., стр. 192-196.

АНАЛИЗ ВЛИЯНИЯ РАЗНОТОЛЩИННОСТИ МЕНИСКОВЫХ ОБЛИЦОВОК НА ФОРМИРОВАНИЕ СКЛАДОК В КОРМОВОЙ ЧАСТИ УДЛИНЕННЫХ УДАРНЫХ ЯДЕР

М.А. Бабурин¹, В.Д. Баскаков¹, С.В. Елисеев², О.В. Зарубина¹, К.А. Карнаухов¹, В.А. Тарасов¹

¹ МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва, Россия

² НИМИ им. В.В. Бахирева, Москва, Россия

В настоящее время снарядоформирующие заряды (СФЗ) нашли широкое применение. Принцип действия таких зарядов основан на схлопывании менисковой облицовки продуктами детонации, в результате чего происходит формирование ударного ядра (УЯ) [1]. Для поражения крупногабаритных объектов на больших расстояниях перспективными считаются удлиненные УЯ ($l/d \geq 2$, где l – длина УЯ, d – диаметр УЯ), с их помощью может быть достигнуто бронепробитие свыше калибра, однако такие элементы плохо стабилизированы на полете в следствии их большой длины, технологических погрешностей и внешних факторов. Для улучшения аэродинамических и баллистических характеристик применяют различные методы, в основном конструктивные, которые связаны с созданием складчатой кормовой части УЯ путем изменения корпуса, облицовки, применением вкладышей и многоточечного инициирования.

Существует ряд работ, которые посвящены исследованию формирования складчатой кормовой части удлиненных УЯ [2-5]. Так основные закономерности формирования прямой складчатой кормовой части УЯ за счет применения многоточечного инициирования установлены в работах [2, 3]. В работе [4] установлено, что для формирования складчатой кормовой части УЯ можно использовать менисковые облицовки, имеющие меридиональные неравномерности волновой формы на внутренней или внешней поверхностях облицовки. Широкий интерес представляет работа, в которой представлены данные по уровню угловой скорости вращения

удлиненных УЯ с наклонным складчатым стабилизатором в кормовой части, которые сформированы с помощью применения вкладышей между зарядом ВВ и облицовкой [5]. Целью настоящей работы является установление закономерностей формирования наклонных складок УЯ из облицовок переменной толщины в окружном направлении и оценка уровня угловой скорости вращения, а также аэродинамических характеристик УЯ.

Закономерности формирования УЯ были установлены с помощью трехмерного численного моделирования в программном комплексе LS-DYNA в системе координат Лагранжа. Основной особенностью моделирования являлось применение в качестве типа конечного элемента 4-х узлового тетраэдра (ELFORM-13) и специальной расчетной сетки для подавления схемных возмущений в кормовой части УЯ [6]. Начальные и граничные условия, модели материалов, уравнения состояния были приняты по рекомендациям работ [2-4, 7].

Для исследования процессов складкообразования применялись лабораторные заряды конструкции НИМИ диаметром $d_3 = 70$ мм с точкой инициирования расположенной на оси, которые отличались между собой геометрией облицовок. Корпуса (плотность $\rho = 7,81$ г/см³, модуль Юнга $E = 210$ ГПа, коэффициент Пуассона $\mu = 0,3$, динамический предел текучести $Y_T = 250$ МПа) и облицовки ($\rho = 7,85$ г/см³, $Y_T = 650$ МПа, модуль сдвига $G = 80$ ГПа) были выполнены из пластичной стали, в качестве материала ВВ применялся состав ТГ40 ($\rho = 1,67$ г/см³, скорость детонации $D = 7750$ м/с, давление в точке Чепмена-Жуге $P = 29,5$ ГПа).

Облицовка СФЗ №1. Диаметр $d_0 = 64$ мм, радиус кривизны $R_0 = 55$ мм, толщина $\delta = 2,45$ мм, прогиб $\Delta H = 11,5$ мм.

Облицовка СФЗ №2. Диаметр $d_0 = 64$ мм, радиус кривизны $R_0 = 49,8$ мм, толщина $\delta = 2,2$ мм, прогиб $\Delta H = 12,3$ мм.

Облицовка СФЗ №3. Диаметр $d_0 = 64$ мм, радиус кривизны $R_0 = 47,8$ мм, толщина $\delta = 2,2$ мм, прогиб $\Delta H = 10,1$ мм.

На первом этапе численных расчетов проводилось подавление схемного складкообразования за счет изменения структуры расчетной сетки [6], а также подтверждались расчетные значения геометрических и кинематических параметров осесимметричного УЯ, сформированного из СФЗ №1, сравнением с экспериментальными данными.

На втором этапе путем сравнения расчетов с экспериментами подтверждалось формирование прямого складчатого стабилизатора из периферийной части менисковой облицовки СФЗ №2, выполненной понижениями относительной толщины $\overline{\Delta\delta} = 0,14$ ($\overline{\Delta\delta} = \Delta\delta/\delta$, где $\Delta\delta$ – толщина понижений или повышений) в виде круговых сегментов количеством $n = 6$ на внутренней поверхности, повторяющихся в окружном направлении. Круговые сегменты были выполнены радиусом 50 мм, а расстояние между центрами сегментов и центром облицовки составило 72 мм. Форма и габаритные размеры УЯ, полученных численным и экспериментальным путем, удовлетворительно совпали между собой, а разница начальных скоростей УЯ составила 11 % (рисунок 1).

Полученные результаты позволили считать численные расчеты адекватными и использовать численное моделирование для детального анализа процессов формирования прямых и наклонных складок.

Дальнейшие исследования проводились на менисковых облицовках с несимметричным и симметричным повторяющимся контуром в виде треугольных областей в окружном направлении, выполненных на внутренней или внешней поверхности в виде понижений или повышений толщины (рисунок 2).

В результате численных расчетов было установлено, что из менисковых облицовок с несимметричным, повторяющимся в окружном направлении контуром формируются УЯ с наклонной складчатой кормовой частью, а из облицовок с симметрично повторяющимся контуром формируются УЯ с прямой складчатой кормовой частью. Отмечено, что при уменьшении размера D_1 для облицовок с понижениями толщины на внутренней или внешней поверхности растет уровень пластических деформаций сформированного УЯ в головной части, а при уменьшении

размера D_2 для облицовок с повышениями толщины уровень пластических деформаций УЯ в головной части снижается (рисунок 3).

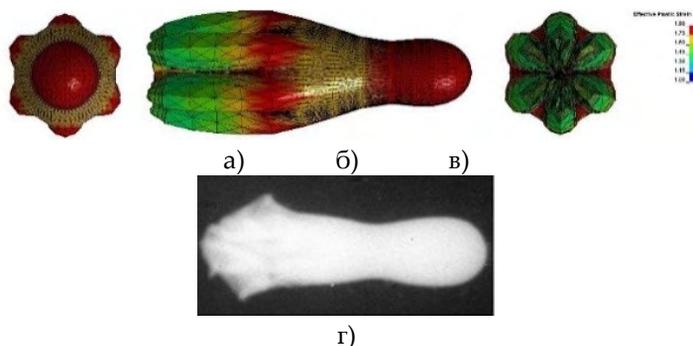


Рисунок 1. УЯ, полученные численным а) – в) и экспериментальным г) путем в момент времени $t = 149$ мкс для СФЗ №2:
а) – вид с носка; б) вид со стороны впадины; в) вид с кормы;
г) рентгенограмма
Расчеты представлены на поле интенсивности пластических деформаций

Также установлено, что имеет место скрутка кормовой части относительно тела УЯ, которая может приводить к разрушению УЯ в осевом направлении (рисунок 3). Результаты расчетов также показали, что из менисковых облицовок с понижениями и повышениями толщины формируются УЯ с кормовой складчатой частью с наклоном в разные стороны и отличной конфигурации (рисунок 3 б, г).

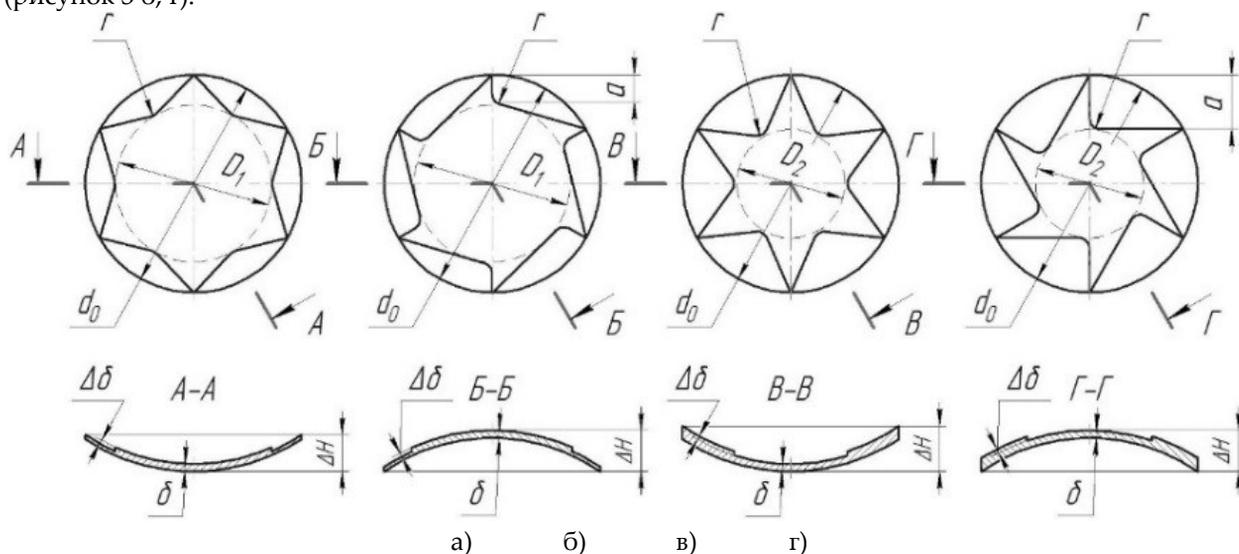


Рисунок 2. Конфигурации облицовок СФЗ №3 диаметром d_0 :
а), б) – $a = d_0/8$, $D_1 = 3d_0/4$; в), г) – $a = d_0/4$, $D_2 = d_0/2$;
а) – понижения толщины на внутренней поверхности;
б) – понижения толщины на внешней поверхности; в) – повышения толщины на внутренней поверхности; г) повышения толщины на внешней поверхности;
 r – радиус скругления кромок

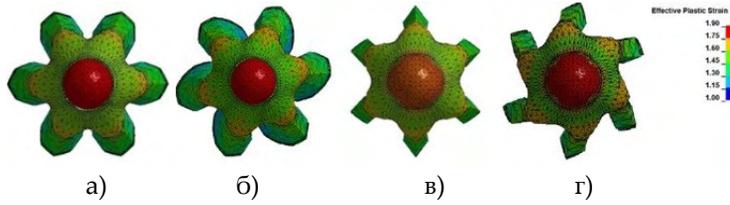


Рисунок 3. Распределение пластической деформации на конфигурации УЯ СФЗ №3 (вид с носка) при изменении толщины $\Delta\delta = 0,05$ на внутренней поверхности облицовки $a = d_0/4$ и $D_2 = d_0/2$ в момент времени $t = 222$ мкс:
а), б) – понижений; в), г) – повышений; а), в) – симметричный контур;
б), г) несимметричный контур

Детально проанализированы контуры ребер и впадин складок УЯ, сформированных из облицовок с понижениями и повышениями толщины на периферии (рисунок 3 б, г). В результате сравнения УЯ между собой выявлено, что наклон складки можно характеризовать двумя углами: углом α наклона складки относительно оси симметрии УЯ и углом β наклона складки к телу УЯ (рисунок 4).

Для оценки влияния выступающей наклонной кормовой части на скорость вращения предложен следующий подход (рисунок 4), который основан на методе Ньютона и применим в рассматриваемых условиях $v(t) \geq 5M$, где M – число Маха. Лопасть складчатой кормовой части для упрощения была представлена треугольной формой. Такой подход позволил получить зависимость давления на поверхность от углов α и β взаимодействия потока с обтекаемой поверхностью:

$$P_0(t) = n\rho_0 v^2(t) \sin^2 \alpha \cos^2 \beta, \tag{1}$$

где n – количество складок; ρ_0 – плотность среды; $v(t)$ – скорость набегающего потока.

Момент сил, действующий на наклонную складчатую кормовую часть, определялся как:

$$M_n(t) = n \int_{l_c}^0 P_0(t) y_1(x_1) \cos \alpha \cos \beta \left(\frac{y_1(x_1)}{2} \cos \beta + \frac{d_2}{2} \right) dx_1 \tag{2}$$

Подставив (1) в (2) и выполняя интегрирование, было получено выражение для оценки скорости вращения УЯ вокруг оси:

$$\omega(t) = \frac{M_n(t)}{J_0} t = n\rho_0 v^2(t) \sin^2 \alpha \cos \alpha \cos^3 \beta \left(\frac{l_c h \left(\frac{h}{3} \cos \beta + \frac{d_2}{2} \right)}{2J_0} \right) t, \tag{3}$$

где J_0 – осевой момент инерции УЯ.

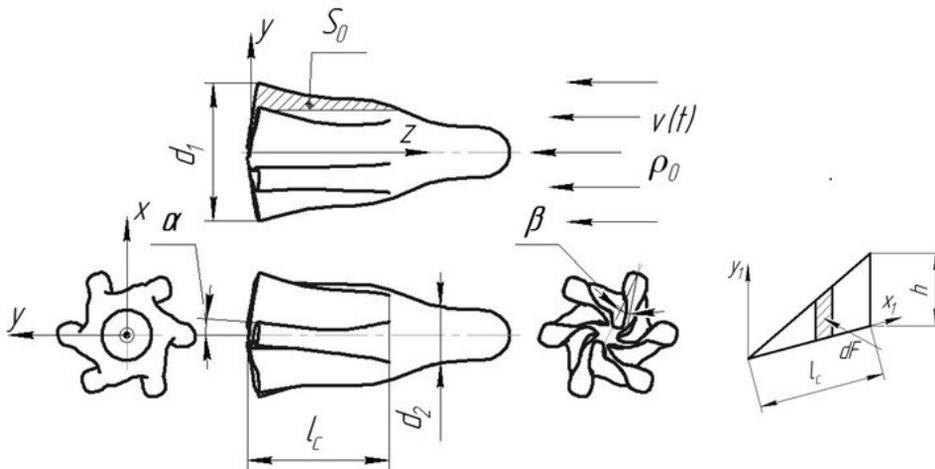


Рисунок 4. Расчетная схема УЯ

d_1 – диаметр кормовой части; d_2 – диаметр головной части; l_c – длина складчатой кормовой части; dF – элементарная сила, действующая на складку; S_0 – площадь, попадающая под набегающий поток; h – высота складки

Анализируя (3) отмечено, что частота вращения ω находится в прямой зависимости по отношению к углу α (угол раскрутки) и обратной – к углу β (паразитный угол).

Произведена приближенная оценка скоростей вращения УЯ по зависимости (3), сформированных из облицовок с повышением и понижением толщины (рисунок 3 б, г). Полученные оценочные значения скорости вращения $\omega \approx 2300$ рад/с (рисунок 3 б) и $\omega \approx 5300$ рад/с (рисунок 3 г) на расстоянии 100 метров не противоречат ранее проведенным исследованиям и позволяют надеяться, что вращение будет являться дополнительным фактором стабилизации УЯ на полете к преграде [1].

Кроме оценки скорости вращения УЯ численно проведен расчет аэродинамических характеристик УЯ, сформированного из облицовки с понижением толщины, в широком диапазоне угла атаки α в программном комплексе SolidWorks Flow Simulation. Данный комплекс хорошо себя зарекомендовал для оценки аэродинамических характеристик тел для скорости набегающего потока $v(t) \geq 4M$, о чем говорят удовлетворительные совпадения результатов численных расчетов и экспериментов [8].

В результате выполненных расчетов получены аэродинамические характеристики осесимметричного УЯ с номинальной конической юбкой и УЯ с прямой и наклонной складчатой комовой частью (рисунок 3 а, б).

Установлено, что коэффициент осевой силы c_x меньше для УЯ с прямой складчатой кормовой частью по сравнению с УЯ с наклонной складчатой кормовой частью, что объясняется большей интенсивностью сжатия кормы УЯ с прямой складчатой кормовой частью. Коэффициент нормальной силы c_y , коэффициент момента тангажа m_z , координата центра давления CP не отличается между собой для этих УЯ. Так же установлено, что для УЯ со складчатой кормовой частью коэффициент осевой силы c_x в 1,5...2 раза меньше, чем у номинального УЯ с развитой конической кормой, что положительно сказывается на подлетной скорости к объекту разрушения, однако такой элемент менее устойчив на полете без учета вращения (рисунок 5).

Выводы.

1. Из облицовок менисковой формы, в периферийной части которой в окружном направлении чередуются области переменной толщины, выполненные в виде симметричных сегментов, формируются УЯ со складчатой прямой кормовой частью. Для облицовок с областями переменной толщины на периферии, выполненными в виде несимметричных сегментов, формируются УЯ со складчатой наклонной кормовой частью.

2. Экспериментально подтверждено формирование складчатой кормовой части УЯ при использовании облицовок менисковой формы с переменной толщиной в окружном направлении.

3. Скрутка головной части относительно кормовой может приводить к разрушению УЯ в осевом направлении.

4. Предложен алгоритм определения углов наклона складчатой кормовой части УЯ.

5. Установлено, что при использовании облицовок переменной толщиной в окружном направлении частота вращения УЯ может достигать значений $\omega \approx 2300 \dots 5300$ рад/с на расстоянии 100 метров.

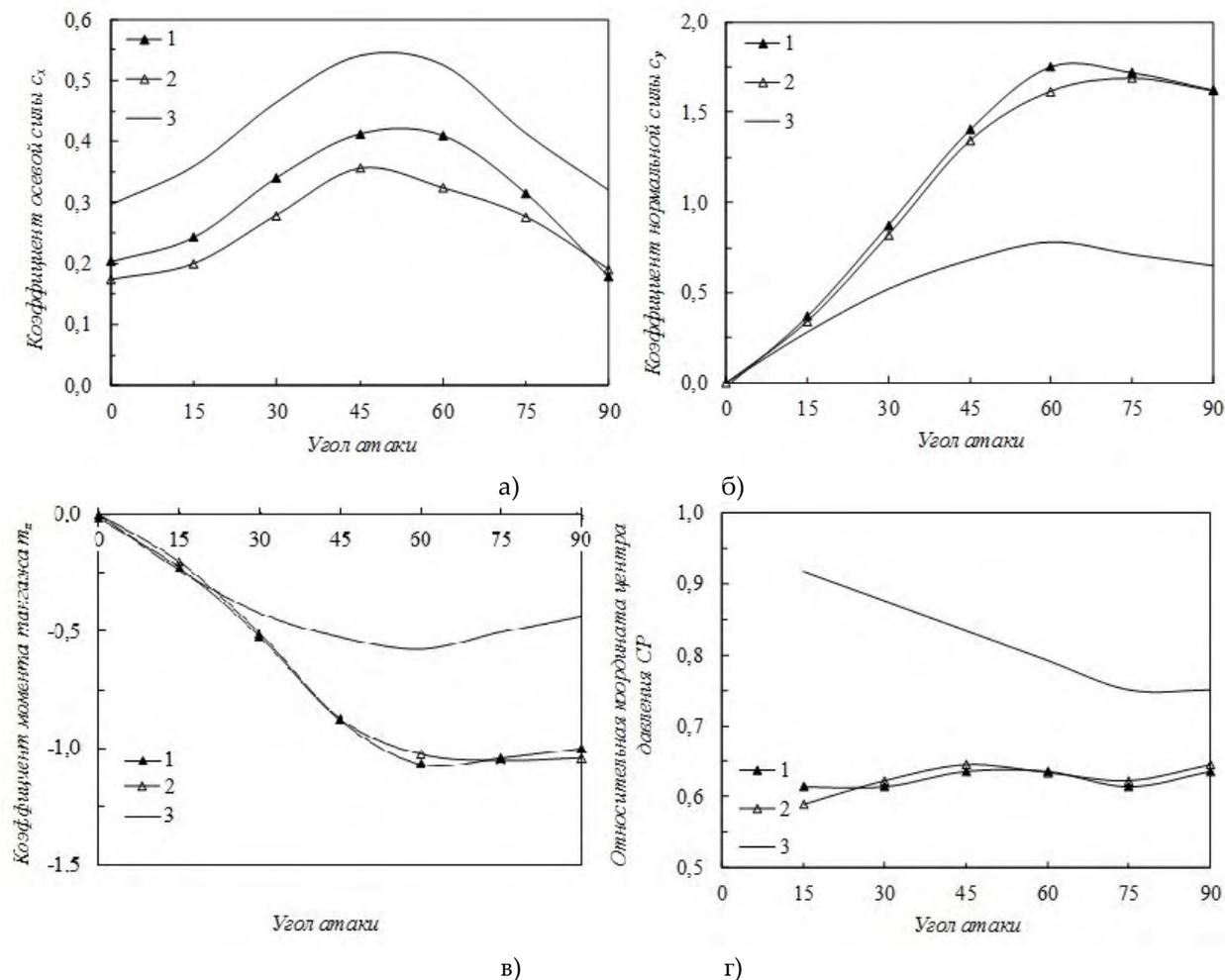


Рисунок 5. Графики зависимостей аэродинамических характеристик от угла атаки УЯ: а) коэффициента осевой силы C_x ; б) коэффициента нормальной силы C_y ; в) коэффициента момента тангажа m_z ; г) относительной координаты центра давления SP 1 – УЯ с наклонной складчатой кормовой частью (рисунок 3 б); 2 – УЯ с прямой складчатой кормовой частью (рисунок 3 а); 3 – номинальный осесимметричный УЯ с конической кормовой частью

Список литературы

1. Селиванов В.В., ред. Боеприпасы. В 2 т. Москва, Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2016, т. 1, 506 с.
2. Liu J., Gu W., Lu M., Xu H., Wu S. Formation of explosively formed penetrator with fins and its flight characteristics. Defense Technology, 2014, no. 10, pp. 119–123. DOI: 10.1016/j.dt.2014.05.00Mr.
3. Li R., Li W.B., Wang X.M., Li W.B. Effects of control parameters of three-point initiations on the formation of an explosively formed projectile with fins. Shock Waves, 2018, vol. 28, iss. 2, pp.191-204.
4. Н.А. Асмоловский, В.Д. Баскаков, В.А. Тарасов Анализ влияния периодических возмущений на формирование высокоскоростных стержневых элементов. Известия высших учебных заведений. Машиностроение. 2013. №8. С. 8-14.
5. D. Bender, B. Chouk, R. Fong, W. Ng, B. Rice, E. Volkmann Explosively Formed Penetrators (EFP) with Canted Fins. 19th International Symposium on Ballistics (Interlaken, Switzerland, 7–11 May, 2001). Proceedings. In 3 volumes. 2001, vol. 2, pp. 755–762.
6. Johnson G.R., Stryk R.A. Some considerations for 3D EFP. Int. J. Impact Eng. 2006. Vol. 32, Iss.10, pp. 1621–1634.

7. В.Д. Баскаков, О.В. Зарубина, К.А. Карнаухов, В.А. Тарасов. Математическое моделирование процесса соударения плоских струй идеальной жидкости Вестник Московского государственного технического университета им. Н.Э. Баумана. Серия: Естественные науки. 2016. № 2 (65). С. 79-90.
8. Н.А. Асмоловский, В.Д. Баскаков, В.А. Тарасов Численно-аналитическая оценка аэродинамических коэффициентов удлиненных тел сложной формы методом Ньютона. Вестник Московского государственного технического университета им. Н.Э. Баумана. Серия: Машиностроение. 2014. № 4. С. 109-122.

ANALYZING THE INFLUENCE OF THE THICKNESS VARIATION OF MENISCUS LINERS ON FORMING WRINKLES IN THE AFTERBODY OF EXTENDED EXPLOSIVELY FORMED PENETRATORS

M.A. Baburin¹, V. D. Baskakov¹, S.V. Yeliseev², O.V. Zarubina¹, K.A. Karnaukhov¹, V.A. Tarasov¹

¹BMSTU named after N.E. Bauman, Moscow, Russia

²NIMI named after V.V. Bahirev, Moscow, Russia

Explosively formed projectiles are widely used nowadays. The working principle of such charges is based on the collapse of the meniscus liner by detonation products, which results in the formation of an explosively formed penetrator (EFP) [1]. Hitting large objects from a big distance is better achieved by using more promising extended EFP-s ($l/d \geq 2$, where l – EFP length, d – EFP diameter); they can help penetrate the armor over caliber; such elements, however, are poorly regulated while in flight because of their length, technological inaccuracies and external factors. In order to improve aerodynamic and ballistic characteristics, various methods are applied, most of them are constructive and connected with creating a folded EFP afterbody by altering the body, liner, applying pillows, and multipoint initiation.

There is a whole range of papers dedicated to studying the formation of the folded afterbody of the extended EFP-s [2-5]. Thus, the main rules of forming a linear folded EFP afterbody by using multipoint initiation are described in the papers [2, 3]. Paper [4] shows that to form a folded EFP afterbody one can use meniscus liners which have wave-shaped meridian irregularities on the inner or the outer surfaces of the liner. Of much interest is the paper which shows the data on the the angular rotation velocity rate of the extended EFP-s with a diagonal folded stabilizing fin in the afterbody, which were formed by applying pillows between the HE of the charge and its liner [5]. The aim of this work is to establish the patterns of formation of the diagonal wrinkles in the EFP from the liners of variable thickness in circumferential direction and to assess the angular rotation velocity rate, as well as the aerodynamic characteristics of the EFP.

The patterns of formation of the EFP were established using 3D numerical modeling in the program complex LS-DYNA in Lagrangian coordinates. The key modeling feature was using a 4-nodular tetrahedron (ELFORM-13) as the type of the finite element, as well as using a special computational grid in order to suppress circuit perturbations in the EFP afterbody [6]. Initial and end conditions, material models, state equations were selected according to the recommendations from works [2-4, 7].

To study the wrinkle formation processes lab charges constructed by NIMI were used; they were 70 mm in diameter ($d_3 = 70$ mm) with the initiation point on the axis and differed in their liner geometry. The bodies (density, $\rho = 7,81$ g/cm³, Young's modulus of elasticity, $E = 210$ GPa, Poisson's ratio, $\mu = 0,3$, dynamic yield limit, $Y_T = 250$ MPa) and liners ($\rho = 7,85$ g/cm³, $Y_T = 650$ MPa, shear modulus, $G = 80$ GPa) were made of ductile steel; as the material for the HE, TG40 composition was chosen

($\rho = 1,67$ g/cm³, detonation velocity, $D = 7750$ m/s, pressure in the Chapman-Jouguet point, $P = 29,5$ GPa).

Explosive formed projectile liner №1. Diameter, $d_0 = 64$ mm, radius of liner curvature, $R_0 = 55$ mm, thickness, $\delta = 2,45$ mm, deflection, $\Delta H = 11,5$ mm.

Explosive formed projectile liner №2. Diameter, $d_0 = 64$ mm, radius of liner curvature, $R_0 = 49,8$ mm, thickness, $\delta = 2,2$ mm, deflection, $\Delta H = 12,3$ mm.

Explosive formed projectile liner №3. Diameter, $d_0 = 64$ mm, radius of liner curvature, $R_0 = 47,8$ mm, thickness, $\delta = 2,2$ mm, deflection, $\Delta H = 10,1$ mm.

At the first stage of numerical calculations the circuit wrinkling process was suppressed by altering the structure of the computational grid [6]; comparing with the experimental data has confirmed the computational values of the geometric and kinematic parameters of the axisymmetric EFP made out of the explosively formed projectile №1.

At the second stage, comparing the computations with the experiments confirmed the formation of the linear folded stabilizing fin out of the peripheral part of the explosive formed projectile meniscus liner №2, created by decreases in thickness ratio $\overline{\Delta\delta} = 0,14$ ($\overline{\Delta\delta} = \Delta\delta/\delta$, where $\Delta\delta$ is the thickness of decreases or increases) in the form of 6 circular segments ($n = 6$) on the inner surface repeating in circumferential direction. The circular segments were 50 mm in radius, while the distance between the central points of the segments and the liner was 72 mm. The shape and dimensional specifications have satisfactorily coincided, while the difference between the initial velocities was 11% (fig. 1).

The results allow for the computations to be considered adequate and numerical modeling to be used for conducting a detailed analysis of the processes of forming linear and diagonal wrinkles.

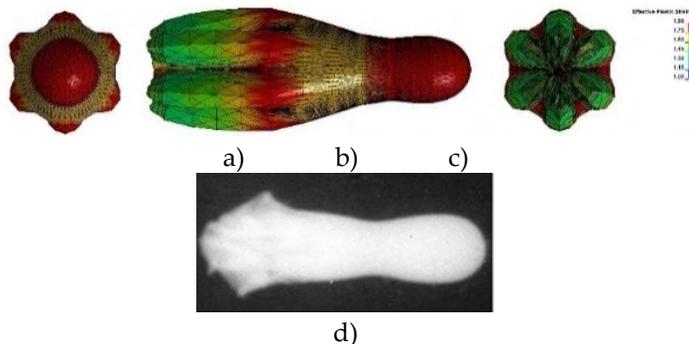


Figure 1. EFP-s created in numerical a) – c) and experimental d) ways at the moment of time $t = 149 \mu\text{s}$ for the explosive formed projectile №2:

a) – front view; b) view from the cavity; c) view from the afterbody; d) roentgenography
The calculations are shown on the plastic strain rate field

Further research was conducted on the meniscus liners with non-symmetric and symmetric repeating contour in the shape of triangular areas in circumferential direction created on the inner or outer surface in the form of decreases and increases in thickness (fig. 2).

The results of numerical calculation have established that the EFP-s with a diagonal folded afterbody are formed out of the meniscus liners with a non-symmetric contour repeating in circumferential direction, while the EFP-s with a linear folded afterbody are formed out of the meniscus liners with a symmetric contour repeating in circumferential direction. It has been noted that a decrease in the size D_1 for the liners with areas of decreased thickness on the inner or outer surface leads to an increase in the plastic strain rate of the completed EFP in the forebody, while a decrease in the size D_2 for the liners with areas of increased thickness leads to a decrease in the plastic strain rate of the completed EFP in the forebody (fig. 3).

There has also been established a twisted rotation of the afterbody against the main body of the EFP, which may lead to the EFP's axial destruction (fig. 3). The results of the calculations have also shown that EFP-s with a folded afterbody tilted in different directions and varying in configuration are formed out of meniscus liners with areas of increased and decreased thickness (fig. 3 b, c).

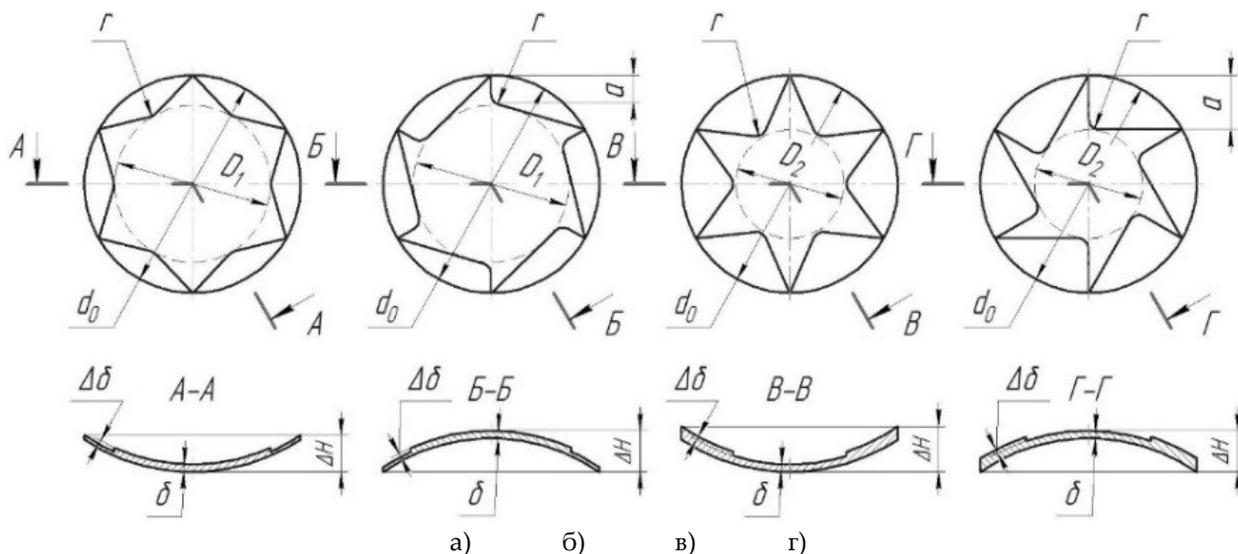


Figure 2. Configurations of the liners of the explosively formed projectile №3 with diameter d_0 :
 a), б) – $a = d_0/8, D_1 = 3d_0/4$; c), д) – $a = d_0/4, D_2 = d_0/2$;
 а) – a decrease in thickness on the inner surface; б) – a decrease in thickness on the outer surface; в) – an increase in thickness on the inner surface; г) – an increase in thickness on the outer surface. r – edge radius

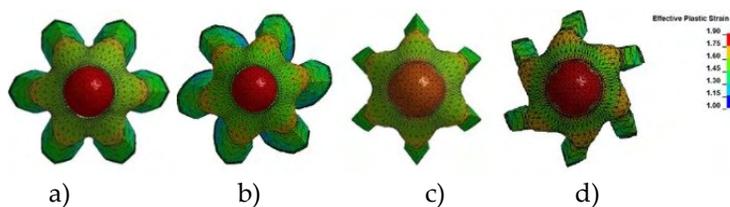


Figure 3. Distribution of plastic strain on the configurations of the EFP of the explosively formed projectile №3 (front view) when changing thickness $\Delta\delta = 0,05$ on the inner surface of the liner
 $a = d_0/4$ and $D_2 = d_0/2$ at the moment of time = 222 μs :
 а), б) – decreases; в), г) – increases; а), в) symmetric contour; б), г) non-symmetric contour

There has been conducted a detailed analysis of the contour of ribs and cavities of the EFP wrinkles, formed out of liners with the areas of increased and decreased thickness at the periphery (fig. 3 б, д). Comparing the EFP-s has resulted in understanding that the tilt of a wrinkle may be characterized by two angles: angle α of the tilt about the axis of symmetry of the EFP and angle β of the tilt towards the body of the EFP (fig. 4).

In order to assess the influence of the protruding tilted afterbody on the rotation velocity a following approach has been proposed (fig. 4); it is based on the Newton’s method and applicable in the conditions in question, $v(t) \geq 5M$, where M is the Mach number. The fin of a folded afterbody was, for the sake of simplicity, shown as a triangular shape. This approach has helped to calculate dependence of pressure on the surface on the angles α and β of flow interaction with the streamlined surface:

$$P_0(t) = n\rho_0v^2(t)\sin^2\alpha\cos^2\beta, \tag{1}$$

where n – amount of wrinkles; ρ_0 – medium thickness; $v(t)$ – upcoming flow velocity.

Force moment affecting the diagonal folded afterbody was calculated as follows:

$$M_n(t) = n \int_{l_c}^0 P_0(t) y_1(x_1) \cos\alpha \cos\beta \left(\frac{y_1(x_1)}{2} \cos\beta + \frac{d_2}{2} \right) dx_1 \tag{2}$$

After plugging (1) into (2) and performing integration, the following expression was deduced for assessing the EFP's rotation velocity around the axis:

$$\omega(t) = \frac{M_n(t)}{J_0} t = n\rho_0 v^2(t) \sin^2 \alpha \cos \alpha \cos^3 \beta \left(\frac{l_c h \left(\frac{h}{3} \cos \beta + \frac{d_2}{2} \right)}{2J_0} \right) t, \quad (3)$$

where J_0 – EFP's axial moment of inertia.

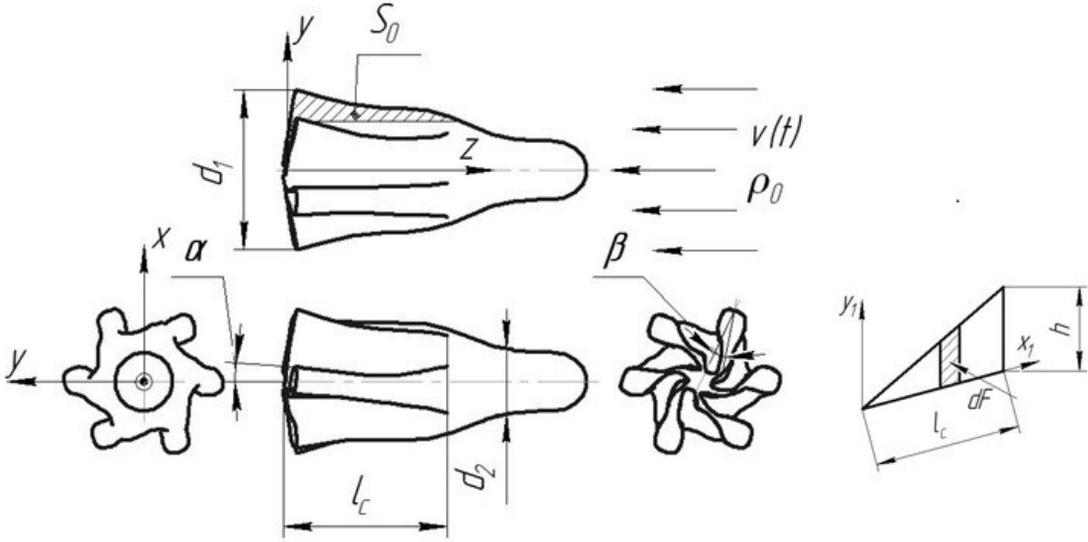


Figure 4. Computational scheme of the EFP

- d_1 – diameter of the afterbody; d_2 – diameter of the forebody; l_c – length of the folded afterbody;
- dF – elementary force affecting the wrinkle; S_0 – area affected by the upcoming flow;
- h – height of the wrinkle

While analyzing (3) it should be noted that rotation rate ω is in direct dependence on the angle α (snap-back angle) and inverse dependence on the angle β (idle angle).

Approximate estimate of the EFP's rotation velocity was made according to the dependence (3); EFP-s were formed out of the liners with the areas of increased and decreased thickness (fig. 3 b, d). Resulting imputations of rotation velocity $\omega \approx 2300$ rad/s (fig. 3 b) and $\omega \approx 5300$ rad/s (fig. 3 d) at the distance of 100 meters do not contradict the studies conducted before and gives the hope that rotation will be an additional factor in stabilizing EFP when flying towards the barrier [1].

Apart from estimating the EFP's rotation velocity, a calculation of the EFP's aerodynamic calculations is performed; the EFP in this case is formed out of the liners with decreases in thickness. The computations are made in a broad diapason of the attack angle α in the program complex SolidWorks Flow Simulation. This complex has gained a high reputation in evaluating aerodynamic characteristics of bodies for the velocity of the upcoming flow, $v(t) \geq 4M$, which is proven by the results of numerical calculations and experiments satisfactorily coinciding [8].

The result of the calculations shows aerodynamic characteristics of an axisymmetric EFP with a nominal conical skirt and an EFP with a linear and diagonal folded afterbody (fig. 3 a, b).

It has been established that the coefficient of the axial force c_x will be less for an EFP with a linear folded afterbody as compared with an EFP with a diagonal folded afterbody. The normal force coefficient c_y , the pitching moment coefficient m_z , center-of-pressure coordinate CP do not differ for both EFP types. It has also been stated that, for an EFP with a folded afterbody, the coefficient of the axial force c_x is 1,5...2 times less than for a nominal EFP with a developed conical afterbody, which has a positive result on the velocity of flying towards the object of destruction, although this element is less stable in flight excluding rotation (fig. 5).

Conclusions

- 1 EFP-s with a linear folded afterbody are formed out of meniscus liners, the peripheral part of which includes interlaced in circumferential direction areas of variable thickness in the form of symmetric segments. For the liners with areas of variable thickness on the periphery made in the form of non-symmetric segments, EFP-s with a folded diagonal afterbody are formed.
- 2 It is experimentally proven that a folded EFP afterbody is formed when using meniscus liners of variable thickness in circumferential direction.
- 3 Twisted rotation of the afterbody against the forebody of the EFP may lead to the EFP's axial destruction.
- 4 An algorithm of estimating the tilt angle of the EFP afterbody has been offered.
- 5 It has been established that when using the liners of variable thickness in circumferential direction the EFP rotation rate may reach the values of $\omega \approx 2300 \dots 5300$ rad/s at the distance of 100 meters.

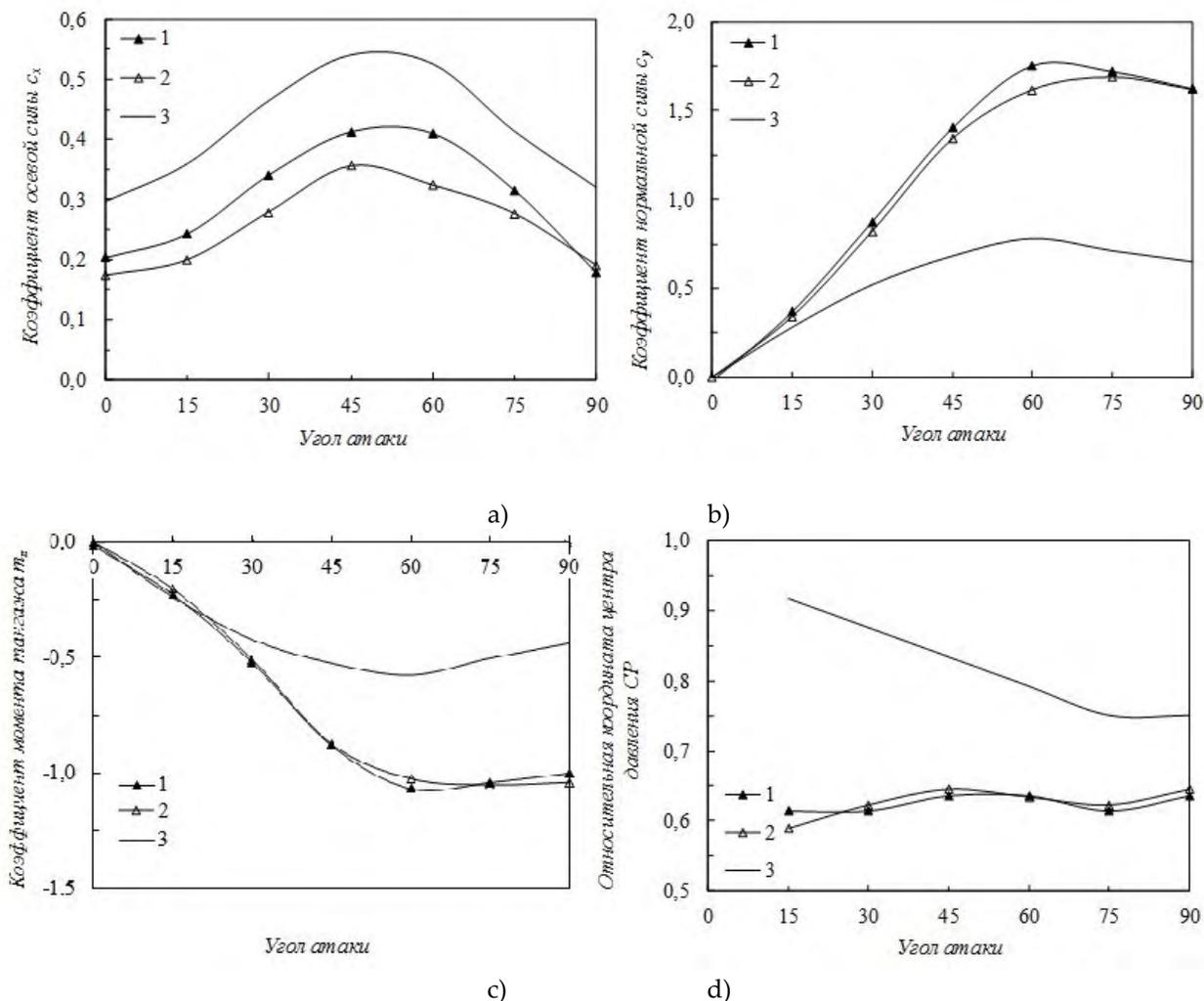


Figure 5. Graph of dependence of the aerodynamic characteristics on the EFP's angle of attack:

- a) coefficient of the axial force c_x ;
- b) normal force coefficient c_y ;
- c) pitching moment coefficient m_z ;
- d) center-of-pressure coordinate CP

1 – EFP with a diagonal folded afterbody (fig. 3 b); 2 – EFP with a linear folded afterbody (fig. 3 a);
3 – nominal axisymmetric EFP with a developed conical afterbody

References

1. Selivanov V.V. Munitions. In 2 t. Moscow, Publisher BMSTU, 2016, t. 1, 506 p.
2. Liu J., Gu W., Lu M., Xu H., Wu S. Formation of explosively formed penetrator with fins and its flight characteristics. *Defense Technology*, 2014, no. 10, pp. 119–123. DOI: 10.1016/j.dt.2014.05.00Mr.
3. Li R., Li W.B., Wang X.M., Li W.B. Effects of control parameters of three-point initiations on the formation of an explosively formed projectile with fins. *Shock Waves*, 2018, vol. 28, iss. 2, pp.191-204.
4. Asmolovsky N.A., Baskakov V.D., Tarasov V.A. The impact of periodic disturbances on the formation of high-speed rod elements // *Proceedings of Higher Educational Institutions. Machine Buildings*. 2013. № 8. pp. 8–14.
5. D. Bender, B. Chouk, R. Fong, W. Ng, B. Rice, E. Volkmann Explosively Formed Penetrators (EFP) with Canted Fins. 19th International Symposium on Ballistics (Interlaken, Switzerland, 7–11 May, 2001). *Proceedings*. In 3 volumes. 2001, vol. 2, pp. 755–762.
6. Johnson G.R., Stryk R.A. Some considerations for 3D EFP. *Int. J. Impact Eng.* 2006. Vol. 32, Iss.10, pp. 1621–1634.
7. Baskakov V.D., Zarubina O.V., Karnaukhov K.A., Tarasov V.A. Mathematical modeling of impact ideal liquid flat streams process // *Bulletin BMSTU. Series: Natural sciences*. 2016. № 2 (65). P. 79-90.
8. Asmolovsky N.A., Baskakov V.D., Tarasov V.A. Numerical and analytical extended bodies aerodynamics coefficients assessment of irregular shape by Newton's method. // *Bulletin BMSTU. Series: Mechanical engineering*. 2014. № 4. P. 109-122.

ВЛИЯНИЕ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ОБРАБОТКИ НА ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В СИСТЕМАХ SiC-Si₃N₄-C и Si₃N₄-C

С. В. Вихман¹, А. С. Козлов^{1,2}, П. В. Егорова¹,
А. А. Котомин², Г. В. Семашкин², С. А. Душенок²

¹Санкт-Петербургский государственный технологический институт (технический университет), Санкт-Петербург, Россия

²Федеральное государственное унитарное предприятие «Специальное конструкторско-технологическое бюро «Технолог», Санкт-Петербург, Россия

Введение. В работе рассматривается возможность получения карбонитрида кремния на основе смесей SiC-Si₃N₄-C и Si₃N₄-C путем ударно-волновой активации.

Известно, что карбид и нитрид кремния имеют достаточно низкую (порядка 2 мол.% при T=1780°C) взаимную растворимость друг в друге. При этом, согласно данным термодинамического анализа [1], образование тройных соединений кремния в данной системе возможно, однако необходимо инициировать физико-химические взаимодействия компонентов [2]. Одним из перспективных методов механической активации является обработка порошков ударной волной. Данный метод заключается в накоплении структурных дефектов кристаллических решеток исходных веществ в результате высокоэнергетической активации.

Карбонитрид кремния является высокотемпературным материалом с рабочей температурой 1600°C. Благодаря своей высокой коррозионной стойкости, SiCN может использоваться в таких жестких термомеханических условиях, как двигатели ракет и самолетов. Карбонитрид кремния по своим характеристикам не уступает карбиду и нитриду кремния, которые на сегодняшний день являются основными в области ракетно- и авиастроения (см. таблицу 1).

Также низкая плотность ($\rho=2,3$ г/см³) и высокая твердость (HV=20 ГПа) делает керамику SiCN перспективной в области бронематериалов.

Таблица 1. Свойства кремниевой неоксидной керамики

Свойства	SiCN	SiC	Si ₃ N ₄
Плотность, г/см ³	2,30	3,05	2,85
Прочность на изгиб, МПа	≈227	150	250
Твердость по Виккерсу, ГПа	20	22	16
Рабочая температура в окислительной среде, °С	1600	1200	1500

Методика эксперимента

С целью изучения влияния ударно-волновой активации были выбраны составы (см. таблицу 2), полученные на основе уравнений (1) и (2):



Таблица 2. Исходные составы

Состав	Сажа	SiC	Si ₃ N ₄
№1	13,5 %	-	86,5%
№2	16,7%	18,5%	64,8%

Навески засыпались в бензостойкие карманы из полипропилена для перемешивания. Смешение составов проводилось в вибрационной мельнице в среде бензина в течение 44 часов мелющими телами из диоксида циркония (d=10 мм). Соотношение мелющие тела/навеска 4:3. После смешения составы сушили в вакуумном шкафу при 30°С в течении 6 часов. Грануляция проводилась на сите с размером ячеек d = 0,5 мм.

Для осуществления ударно-волнового воздействия на ампулы сохранения в работе были использованы заряды листового взрывчатого вещества (ВВ). Толщина листа ВВ составляла 1,3 мм. Заряд состоял из 4-х слоев. Таким образом, общая толщина заряда 5,2 мм. Высокоэнергетическая обработка проводилась следующим образом: материал засыпался в медную трубу с толщиной стенок 2 мм, закрываемую сверху и снизу завинчивающимися медными пробками. Снаружи закрытую ампулу сохранения оборачивали листовым ВВ и помещали на стальную плиту, после чего производили взрыв.

После обработки взрывом материал, извлеченный из ампул сохранения, измельчали и гранулировали на сите d=0,5 мм, после чего на части порошка каждого состава изучали физико-химические свойства, а оставшуюся часть порошковой смеси спекали.

Перед спеканием в составы добавляли пластификатор (парафин, растворенный в бензине), после чего порошки гранулировали на сите (d=0,5 мм), затем формовали заготовки высотой h = 8 мм и диаметром d=12 мм. Формование производилось на гидравлическом прессе при давлении 76 МПа.

Также были подготовлены контрольные образцы на основе порошков, не подвергнутых высокоэнергетической обработке.

Спекание опытных (прошедших ударно-волновую активацию) и контрольных образцов проводили в среде азота при нескольких температурах 1400°С, 1600°С, 1700°С и 1800°С. Образцы находились в контейнерах с засыпкой из карбида кремния фракции М40. При температуре спекания 1400°С в качестве засыпки использовали нитрид кремния.

Результаты и обсуждение

На спеченных опытных образцах исследовали комплекс физико-механических свойств и сравнили с результатами, полученными для образцов, спеченных при аналогичных температурах, тех же составов без высокоэнергетической обработки.

На спеченных образцах была определена плотность и открытая пористость (см. таблицу 3). Плотность и открытую пористость для образца состава №2 измерить не удалось, так как в результате спекания образец разрушился.

Таблица 3. Средние значения плотности и открытой пористости

Состав	Плотность, г/см ³				Открытая пористость, %			
	1400	1600	1700	1800	1400	1600	1700	1800
Si ₃ N ₄ -C	1,34	1,37	0,98	0,96	63,2	47,9	66,9	69,6
Si ₃ N ₄ -C*	1,10	1,53	1,30	1,12	28,0	51,8	61,9	65,0
SiC-Si ₃ N ₄ -C	-	1,45	1,30	1,16	-	47,8	55,6	69,6
SiC-Si ₃ N ₄ -C*	1,44	1,43	1,29	1,24	38,5	56,5	61,8	64,0

*Составы на основе активированной шихты.

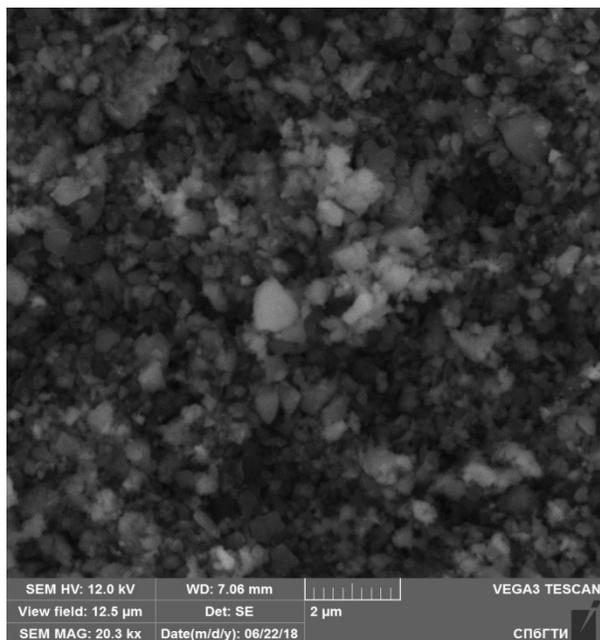
Имеется тенденция снижения плотности и увеличения открытой пористости с ростом температуры спекания. При одних и тех же условиях спекания образцы на основе состава №2 обладают большей плотностью и меньшей пористостью. Возможно, происходило частичное нитрирование исходного карбида кремния. Наибольшая плотность была достигнута при T = 1400°C: для состава №1 $\rho = 1,34$ г/см³, а для состава №2 при T = 1600°C – 1,45 г/см³. При этом образцы на основе активированной шихты имеют большую плотность и меньшую пористость, в связи с более полным протеканием реакций разложения нитрида кремния, образования карбида кремния и, в ряде случаев, карбонитрида кремния.

По данным рентгенофазового анализа был оценен фазовый состав спеченных образцов. Исходя из данных РФА для первого состава (Si₃N₄-C), видно, что при температуре обжига 1600°C компоненты исходной шихты не прореагировали. Фазовый состав - исходный α -Si₃N₄, часть которого перешла в высокотемпературную β -модификацию, а также следы сажи. При повышении температуры спекания до 1700°C в образцах образовалось некоторое количество вторичного карбида кремния (6Н), который является основной фазой. При этом не исключена возможность образования карбонитрида кремния, так как большинство максимумов совпадает с карбидом кремния, то нельзя однозначно определить какая из фаз находится в образце. Схожая дифрактограмма наблюдается при T = 1800°C, однако основной фазой является β -SiC (3С). При температуре 1400°C зафиксировано отсутствие сажи, фазовый состав образца представляет собой α и β Si₃N₄. Это может быть обусловлено спеканием в засыпке нитрида кремния. В образцах на основе активированной шихты при T = 1700°C, происходит α - β - переход карбида кремния, в результате которого основной фазой становится SiC (3С), который в свою очередь рентгенографически очень близок к карбонитриду кремния. Переход α - β модификаций карбида кремния в образцах на основе исходной шихты осуществляется при T = 1800°C.

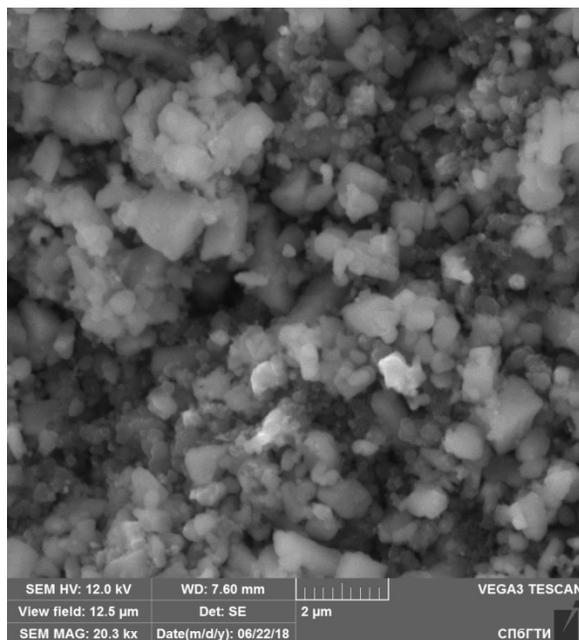
На рисунке 1 представлена микроструктура образцов, спеченных при T = 1400°C. В образцах с исходным составом №1 после ударно-волновой обработки, присутствуют некоторые укрупнения частиц, возможно, это карбид кремния, образовавшийся в результате активации в смеси нитрида кремния и сажи.

При более высоких температурах значительного различия микроструктуры не наблюдалось.

В образцах в системе Si₃N₄+SiC+C после высокоэнергетической обработки частицы имеют осколочную форму (см. рисунок 2).



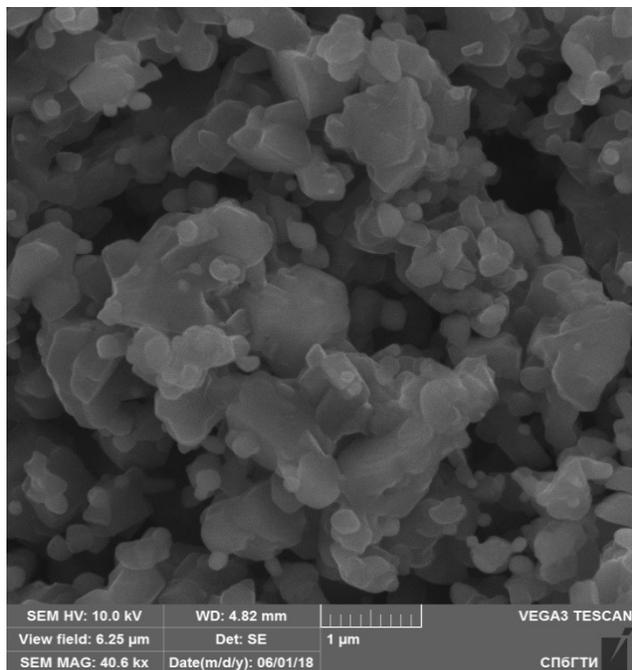
а)



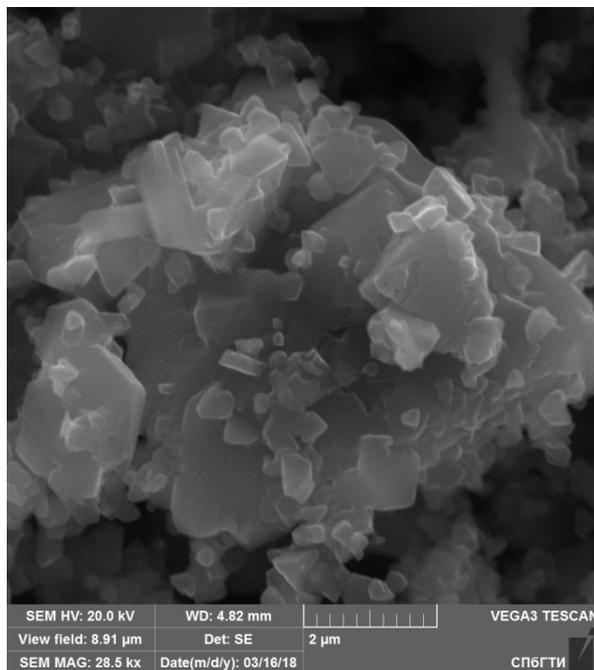
б)

а) Исходные; б) После ударно-волновой активации

Рисунок 1. Микроструктура образцов, спеченных при 1400°C



а)



б)

а) Исходные; б) После ударно-волновой активации

Рисунок 2. Микроструктура образцов с исходным составом №2

По результатам элементного анализа было рассчитано содержание карбида и нитрида кремния в образцах, а также количества примесей. В образцах после взрыва были зафиксированы примеси оксидов железа, меди, хрома и кальция. Это объясняется методикой извлечения материала из ампулы сохранения. Содержание данных примесей в сумме не превышало 1% для каждого образца.

При рассмотрении количества нитрида кремния в образцах (активированных и исходных) при различной температуре спекания было обнаружено, что в образцах на основе нитрида кремния с сажей (№1) количество нитрида кремния постепенно снижается, при этом в образцах на основе активированной шихты при температуре спекания 1800°C нитрид кремния полностью разлагается. В активированных порошках количество нитрида кремния меньше при соответствующих температурах, чем в образцах на основе исходной шихты, что обусловлено образованием некоторого количества карбида кремния в результате высокоэнергетической обработки. При $T = 1800^\circ\text{C}$ нитрид кремния в полностью разлагается.

Выводы

Измерения плотности и открытой пористости демонстрируют большую плотность и меньшую пористость у образцов на основе активированных порошков, в связи с более полным протеканием реакций разложения нитрида кремния, образования вторичного карбида кремния и, возможно, карбонитрида кремния.

В ходе рентгенофазового анализа установили, что после высокоэнергетической обработки в смеси $\text{Si}_3\text{N}_4 + \text{C}$ образовалась фаза карбида кремния, которая способствовала более активному протеканию процесса образования вторичного карбида кремния при спекании. В образцах на основе исходных порошков при температуре 1700°C происходит образование $\alpha\text{-SiC}$. В образцах на основе активированной шихты при той же температуре происходит постепенная кристаллизация $\beta\text{-SiC}$ (3C), который рентгенографически очень близок к карбонитриду кремния, а уже при температуре 1800°C происходит полное разложение нитрида кремния.

Образование карбонитрида кремния наиболее вероятно в смеси нитрида кремния и сажи, прошедших высокоэнергетическую обработку, при температурах спекания 1600°C и 1700°C, однако по результатам РФА нельзя достаточно точно выявить фазу SiCN , в связи с наложением характеристических дифракционных максимумов фазы карбида кремния (6H) и (3C).

Список литературы

1. T. Kandori, N. Kamiya, O. Kami-gaito, Solubility SiC in Si_3N_4 // Japanese journal of applied physics, - 1976. – V. 14(1). – P.137–138.
2. R. M Morcos Enthy of formation of Carbon-Rich polymer-derived amorphous SiCN ceramics//American Ceramic Society, - 2008. – P. 3349-3354.

ГИДРОДИНАМИЧЕСКИЕ НЕУСТОЙЧИВОСТИ HYDRODYNAMIC INSTABILITIES

О ВОЗМОЖНОМ ВЛИЯНИИ УСКОРЕННОГО СДВИГОВОГО ТЕЧЕНИЯ НА СТРУКТУРУ ЗОНЫ РТ-ПЕРЕМЕШИВАНИЯ

Е.Е.Мешков

СарФТИ НИЯУ МИФИ, Саров, Россия

Локальное превращение турбулентного потока в трубе в ламинарный под действием его ускорения впервые было описано Тейлором в 1929 году [1]. В 1973 году Нарисима и Сринивассан опубликовали обзор исследований явления ламинаризации турбулентного пограничного слоя под действием ускорения течения [2]. Вопрос о возможном влиянии эффекта реламинаризации на характер развития неустойчивости Рэлея –Тейлора (РТ) [3,4] обсуждался в статьях Абаржи и Сринивассана [5,6]. Наряду с этим существует ряд экспериментальных исследований, указывающих на возможность подавления РТ неустойчивости ускоренным сдвиговым течением:

- на куполе крупного воздушного пузыря, всплывающего в воде [7-9] (число Атвуда $A \approx 1$);
- на куполе водяного пузыря, всплывающего в растворе соли [10] ($A \ll 1$);
- на торце цилиндрического жидкого снаряда, тонущего в менее плотной жидкости [11] ($A \ll 1$).

С учетом этих результатов представляет интерес рассмотреть возможность влияния ускоренного сдвигового течения на структуру зоны РТ перемешивания.

Имея в виду, что:

- зона РТ перемешивания растет ускоренно, как $\sim gt^2$;
- в зоне РТ перемешивания существуют потоки сред разной плотности, движущиеся в противоположных направлениях;

можно предположить, что в зоне РТ перемешивания в турбулентном течении могут возникать области с ускоренным сдвиговым течением на границе сред разной плотности (и как следствие) с локальной ламинаризацией. В зоне РТ перемешивания менее плотная среда проникает в более плотную в виде ансамбля пузырей, растущих со временем, и эти пузыри являются наиболее вероятным местом, где проявляется эффект реламинаризации.

На рис.1 приведены кадры фотохронограммы процесса развития зоны РТ-перемешивания на неустойчивой границе слоя студня водного раствора желатина, ускоряемого давлением продуктов детонации смеси ацетилена с кислородом [12]. Характерный масштаб давления продуктов детонации в данном случае порядка $1 \div 2$ МПа; при таких давлениях студень ведет себя как жидкость, и в данном случае наблюдается, по существу, развитие зоны перемешивания на границе газ-жидкость со всеми ее характерными признаками.

Слой студня движется со слабо меняющимся ускорением и, соответственно, растет зона перемешивания на неустойчивой границе. Обращает на себя внимание то обстоятельство, что зона состоит из двух частей, существенно различающихся по внешнему виду. Нижняя часть зоны, темная и непрозрачная, с мелкими, едва различимыми струями на краю зоны, и верхняя часть в виде ансамбля укрупняющихся со временем пузырей с гладкой, невозмущенной поверхностью и приблизительно одинакового размера. Светлая окраска пузырей объясняется тем, что они

заполняются светящимися продуктами детонации смеси ацетилена с кислородом, имеющими очень высокую температуру [7].

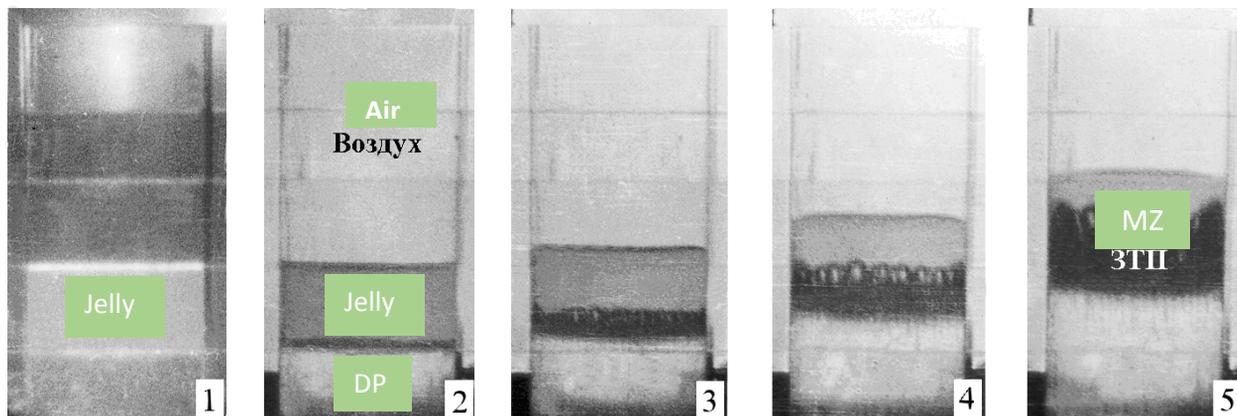


Рисунок 1. Развитие зоны перемешивания (MZ) на границе слоя студня (Jelli), ускоряемого продуктами детонации (DP) смеси ацетилена с кислородом в канале квадратного сечения (4x4 см²) из оргстекла. Инициирование детонации осуществлялось электроискровым способом синхронно в 64-х точках, равномерно размещенных на дне канала

Надо заметить, что подобный характер развития зоны RT перемешивания не зависит от вида начального возмущения неустойчивой границы и формы самой границы.

Рис.2 демонстрирует развитие зоны RT перемешивания в цилиндрической геометрии в режиме эксплозии. В этом эксперименте кольцо из студня высотой 1 см помещалось между двух пластин из оргстекла. Внутренний объем кольца заполнялся смесью ацетилена с кислородом. Детонация смеси инициировалась на оси объема электрической искрой. Разлет кольца из студня и развитие зоны RT перемешивания на внутренней границе кольца регистрировались фотоаппаратом с открытым затвором в затемненном помещении при освещении экспериментального устройства кратковременной вспышкой света. В данном случае начальным возмущением неустойчивой границы кольца была шероховатость поверхности кольца.

Здесь также присутствует ансамбль пузырей, заполненных продуктами детонации смеси ацетилена с кислородом и проникающих в студень.

Естественно предположить то, что в обоих случаях пузыри растут за счёт перетекания в их объемы продуктов детонации из области чистого газа. Однако, каналы, по которым продукты детонации перетекают в пузырь проходят через непрозрачные области зоны перемешивания и мы не видим эти каналы. Хотя необходимость существования этих каналов не вызывает сомнения.

Каким образом растут пузыри?

Представим себе гипотетический случай автомодельного развития зоны RT перемешивания на границе несжимаемых жидкостей. В этом случае пузыри растут вместе с зоной как $R \sim L \sim g t^2$ (где R –характерный размер пузыря, а L характерная ширина зоны перемешивания) и, соответственно, объем пузырей растёт, как $R^3 \sim t^6$. В то же время характерная площадь поперечного сечения каналов растет со временем как $\sim R^2 \sim t^4$. Отсюда следует, что течение легкой жидкости по каналу должно быть ускоренным для того, чтобы обеспечить рост пузырей, и, следовательно, неизбежна реламинаризация течения.

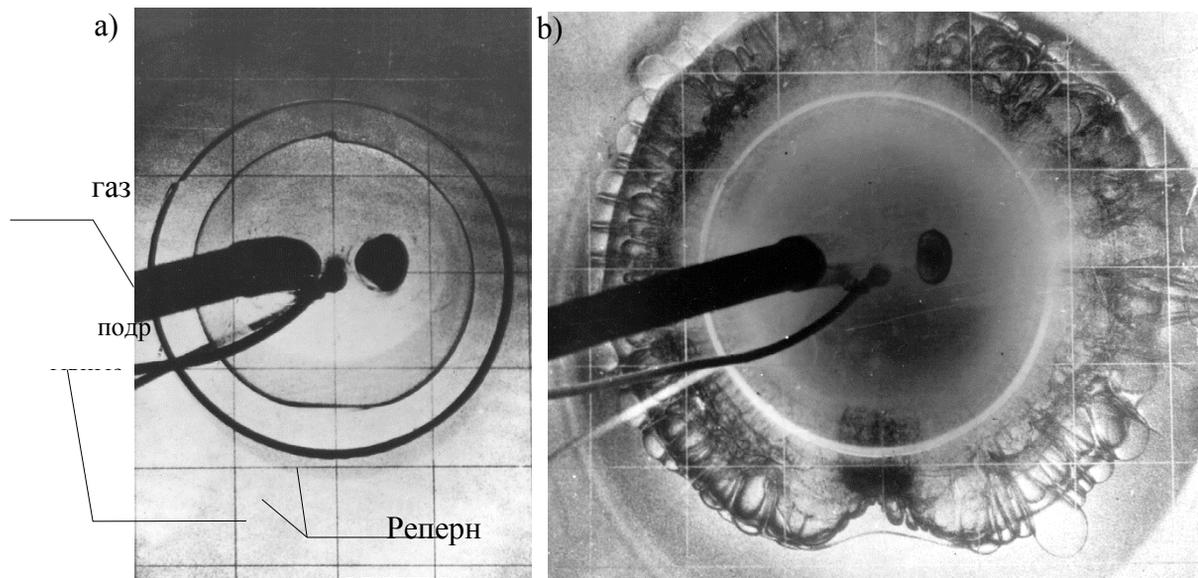


Рисунок 2. Развитие зоны РТ-перемешивания на внутренней границе кольца из студня, разлетающегося под давлением продуктов детонации смеси ацетилена с кислородом. а) Предварительный кадр. Кольцо из студня помещено между двух пластин из оргстекла; внутренний объем кольца заполняется смесью ацетилена с кислородом. Детонация смеси инициируется в центре объема искрой. б) Мгновенная фотография разлетающегося кольца приблизительно на момент выхода фронта зоны РТ перемешивания на внешнюю границу кольца [12]

И здесь возникает вопрос: может ли подобный сценарий зоны РТ перемешивания развиваться неограниченно, или со временем он может преобразоваться в сценарий струй более плотной среды, тонущих в зоне перемешивания, как в случае экспериментов с развитием зоны перемешивания на границе газ-газ [13].

Необходимо заметить, что наши наблюдения и выводы соответствуют случаю границы с большим отношением плотностей и числом Атвуда $A \approx 1$. Как эта ситуация будет выглядеть в случае малого отношения плотностей и числе Атвуда, приближающегося к 0? Это еще предстоит выяснить.

Следует еще раз подчеркнуть, что сказанное выше относится к случаю зоны РТ перемешивания, которая развивается ускоренно. При других режимах развития зоны перемешивания, например, в случае RM неустойчивости структура зоны перемешивания будет иметь иной вид.

Таким образом, сочетание ускоренного развития и взаимопроникновения сред разной плотности в зоне РТ перемешивания может приводить к образованию в зоне областей ускоренного сдвигового течения и, соответственно, локальной ламинаризации течения. Наиболее вероятными такими областями являются пузыри легкой среды, проникающей в тяжёлую.

Список литературы

1. Taylor GI. (1929). Proc. Roy. Soc. A, 124, 243.
2. R. Narasimha & KR.Sreenivasan (1973) J. Fluid Mech, 61, 417.
3. Lord Rayleigh. (1883). Proc.London Math.// Soc. V.14, 70.
4. Taylor G.I. 1950. The instability of liquid surfaces when accelerated in a direction perpendicular to their planes.I // Proc.Roy.Soc. V.A201, 192.
5. S.I. Abarzhi. (2010) Europhysics Letters 91, 12867.
6. K.R. Sreenivasan, S.I. Abarzhi. (2013) Phil. Trans. Roy. Soc. A 371, , 20130167.

7. Е.Е.Мешков. (2018) ЖЭТФ, том 153, вып.1, стр. 150–156.
8. E.E.Meshkov et al, (2006) Proc. of 10th IWPCTM, Paris, France, p.p. 238-243.
9. E.E.Meshkov, (2013) Phil. Trans. R. Soc. A2013 371, 20120288.
10. R.I. Kanygin et al. (2018), Phys.Scr. , v.93, #2.
11. Е.Е.Мешков, Р.В.Мокрецов, И.Р.Смагин. (2019) Сб.тез.докладов Межд.Конф. ХНЧ 2019, с.224.
12. Е.Е.Мешков. (2006) Исследования гидродинамических неустойчивостей в лабораторных экспериментах. Саров, 138 с.
13. Е.Е.Мешков, В.В.Никифоров, А.И.Толшмяков. (1990) ФГВ, N 3, 71.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ И РАСЧЕТНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ РАЗВИТИЯ ТУРБУЛЕНТНОГО ПЕРЕМЕШИВАНИЯ НА КОНТАКТНЫХ ГРАНИЦАХ СЛОЙКИ ВОЗДУХ-КСЕНОН-ВОЗДУХ ПОСЛЕ ПРОХОЖДЕНИЯ УДАРНОЙ ВОЛНЫ

*Е.В. Бодров, В.В. Змушко, Н.В. Невмержицкий
А.Н. Разин, Е.Д. Сеньковский, Е.А. Сотсков*

РФЯЦ-ВНИИЭФ, Саров, Россия

Введение

Существует ряд подходов и более десятка физических моделей для расчета турбулентных течений. Однако, используемые в них алгоритмы и математические модели далеки от совершенства. Каждый подход имеет свои достоинства и недостатки, а область их эффективного применения изучена недостаточно хорошо.

Значительную трудность для моделирования представляют задачи, в которых турбулентное перемешивание (ТП) возникает на контактных границах (КГ) слоев разноплотных газов под действием ударных волн (УВ) [1-6]. Из проблем математического моделирования подобных течений, прежде всего, отметим отсутствие сходимости решения на фронте конечно-разностной УВ [7, 8]. Не изученной остается задача взаимодействия УВ с турбулентным потоком [9].

Таким образом, сложность решаемых практических задач и нерешенные математические проблемы, присущие современным численным методикам, выдвигают на первый план задачи повышения точности вычислений и обоснования результатов математического моделирования. В [5, 10] на основе аналитического решения задачи о взаимодействии УВ с наклонной КГ и анализа результатов вычислительного эксперимента сформулирована математическая постановка опытов с трехслойными системами и приведены некоторые результаты моделирования. Результаты выполненных в РФЯЦ-ВНИИЭФ экспериментов [11-13] продемонстрировали, что полученная в опытах информация является чрезвычайно полезной для тестирования численных методик.

Цель работы состоит в сравнении экспериментальных данных и результатов прямого численного моделирования опыта, в котором на первой контактной границе трехслойной газовой системы ТП развивается при доминирующей роли неустойчивости Кельвина-Гельмгольца, на второй контактной границе – под влиянием неустойчивости Рихтмайера-Мешкова. Моделирование задачи выполнено по методике МИД, являющейся дальнейшим развитием методики МИМОЗА [14].

Методика экспериментальных исследований

Эксперименты проведены на ударной трубе, составленной из камер высокого (драйвер) и низкого давления, канала и измерительной секции [15]. Камера высокого давления и камера низкого давления разделяются мембраной, изготовленной из целлофана. В камеру высокого давления закачивается сжатый воздух до избыточного давления $\approx 27 \cdot 10^5$ Па. Мембрана разрушается при помощи электровзрыва наклеенной на нее нихромовой проволоочки. После разрыва мембраны по камере низкого давления распространяется стационарная УВ, которая затем проходит канал и входит в измерительную секцию.

Измерительная секция состоит из нескольких отсеков, скрепленных непрозрачными шпильками. Отсеки секции изготовлены из оптически прозрачного оргстекла. Внутреннее сечение секции (40×40) мм. Для формирования контактных границ в измерительной секции устанавливаются две разделительные полимерные пленки толщиной $\tau = (0,3 - 1)$ мкм, которые предотвращают взаимодиффузию газов до начала проведения опыта. Выходной торец секции соединяется с атмосферой. Объем измерительной секции между полимерными пленками (центральный слой) заполняется ксеноном, между второй полимерной пленкой и открытым концом трубы – воздухом. В камере низкого давления и в канале (перед первой пленкой) находится воздух при атмосферных условиях. Контроль чистоты газов перед проведением опытов выполнен с помощью интерферометра с погрешностью $\sim 3\%$. Описание экспериментальной установки и принцип ее работы изложены в [13].

В экспериментах специальные начальные возмущения на КГ не задавались, ими служили кусочки разрушающейся под действием проходящей УВ пленки. Их характерный размер зависит от свойств пленки и по оценкам изменяется от 0,1 до 2 мм. Регистрация течения производилась двухкадровой видеокамерой ССD шпирен-методом через теневую установку ИАБ-451. Для подсветки использовался двухимпульсный лазер с длительностью импульса 7 нс, длиной волны 532 нм. При этом в каждом опыте получалось два видеокadra на определенные (заданные) моменты времени.

На стенках измерительной секции наносились тонкие реперные линии, расположенные вдоль и поперек ударной трубы на некотором расстоянии друг от друга. Они предназначены для определения пространственного положения характерных особенностей течения, зафиксированных на фотокадрах. По положению реперных линий осуществлялась “привязка” результатов численного расчета к экспериментальной информации.

Постановка расчета и результаты моделирования

Математическое моделирование задачи выполняется с использованием уравнений Эйлера без привлечения каких-либо моделей учета ТП (прямое численное моделирование). Расчетная методика основана на лагранжево-эйлеровом подходе при решении уравнений газовой динамики, выделении веществ концентрациями (подробности в [15-18]). Такой подход является эффективным при моделировании задач механики сплошной среды с большими деформациями.

Схема математической постановки задачи приведена на рисунке 1. Труба заполнена газами разной плотности, которые находятся в состоянии покоя при атмосферном давлении и разделяются двумя тонкими пленками (контактными границами). Первая контактная граница (КГ1) наклонена под углом 45° к фронту ударной волны, вторая (КГ2) расположена параллельно фронту. Центральный слой системы заполняется “тяжелым” газом (ксеноном – Xe), перед первой и за второй контактными границами располагается воздух (Air). Ударная волна формируется на левом конце трубы и движется в сторону первой контактной границы. Число Маха ударной волны $M \approx 2,4$. Геометрия задачи плоская. Правая граница – вытекающий в атмосферу поток. Граничные условия на стенках трубы – скольжение потока. Уравнение состояния газов – “идеальный газ”.

Начальные параметры воздуха: $\rho = 0,00125 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$ – плотность, $\gamma = 1,4$ – показатель адиабаты, $P = 1,01325 \text{ г} \cdot \text{см}^{-1} \cdot \text{мс}^{-2}$ – давление, $E = 2026,5 \text{ см}^2 \cdot \text{мс}^{-2}$ – удельная внутренняя энергия, $c = 33,7 \text{ см} \cdot \text{мс}^{-1}$ –

скорость звука. Начальные параметры ксенона: $\rho = 0,0055 \text{ г}\cdot\text{см}^{-3}$, $\gamma = 1,667$, $P = 1,01325 \text{ г}\cdot\text{см}^{-1}\cdot\text{мс}^{-2}$, $E = 276,2 \text{ см}^2\cdot\text{мс}^{-2}$, $c = 17,52 \text{ см}\cdot\text{мс}^{-1}$. Параметры сжатого воздуха за фронтом УВ: $P_2 = 6,64 \text{ г}\cdot\text{см}^{-1}\cdot\text{мс}^{-2}$, $\rho_2 = 0,004015 \text{ г}\cdot\text{см}^{-3}$, $u_2 = 55,7 \text{ см}\cdot\text{мс}^{-1}$.

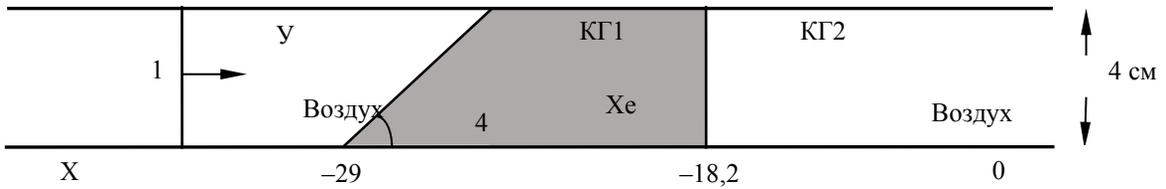


Рисунок 1. Схема постановки расчета: 1 – воздух за ударной волной

Моделирование задачи выполнено на сетках с различным числом точек 1N, 2N, 3N, 4N. Наибольшее число точек (22×10^6) содержала сетка 4N. Расчет начинается при $t = 0$, когда УВ находится на расстоянии $X = 0,6$ см от точки пересечения КГ1 с нижней стенкой трубы.

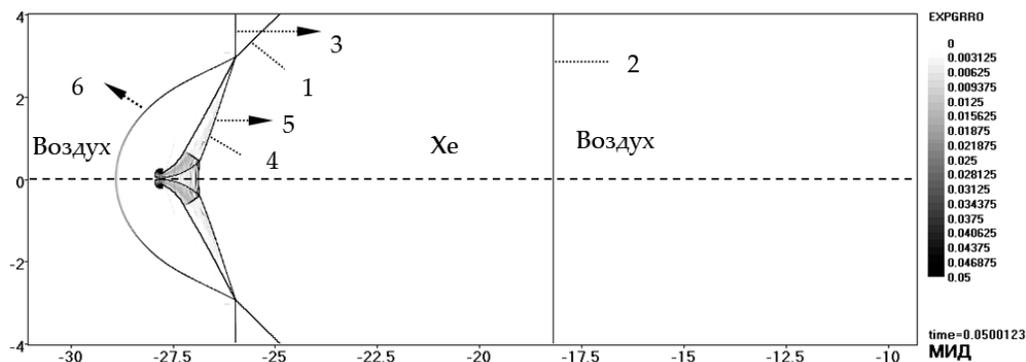
Для визуализации течения использовалась функция $F = \exp(\nabla p)$. Картина течения, полученная в численном расчете на ряд моментов времени, показана на рисунке 2. На графике пунктирной линией отмечено положение нижней стенки трубы. Ниже пунктирной линии приводится зеркальное отражение области решения задачи. Характерные особенности течения, формирующегося на момент времени $t \approx 0,05$ мс при взаимодействии УВ с КГ1, можно наблюдать на рисунке 2а. На графике используются обозначения: 1 – невозмущенная часть КГ1, 2 – положение КГ2, 3 – падающая (основная) УВ, 4 – возмущенная часть КГ1, 5 – прошедшая через контактную границу УВ, 6 – отраженная от КГ1 ударная волна.

После окончания взаимодействия УВ с КГ1 ($t \approx 0,063$ мс) основная УВ распространяется по ксенону (см. рисунок 2б) в направлении КГ2, а волна 6 отражается от верхней стенки трубы и движется в направлении нижней стенки (волна 7 на рисунке 2б). В результате взаимодействия прошедшей через наклонную контактную границу УВ (5 на рисунке 2а) с нижней стенкой трубы образуется прямая маховская конфигурация, состоящая из ножки Маха (8 на рисунке 2б), тангенциального разрыва и скачка. Поскольку касательные скорости слева и справа от КГ1 различны, на контактной границе развивается неустойчивость Кельвина-Гельмгольца. Первый вихрь на контактной границе образуется в окрестности нижней стенки трубы (см. рисунок 2а). После отражения падающей УВ от верхней стенки трубы в верхней части наклонной КГ1 формируется второй вихрь (см. рисунок 2б), который движется вдоль КГ в направлении нижней стенки трубы (см. рисунок 2б и 2в). Впоследствии между первым и вторым вихрями на КГ1 формируются новые (см. рисунок 2в).

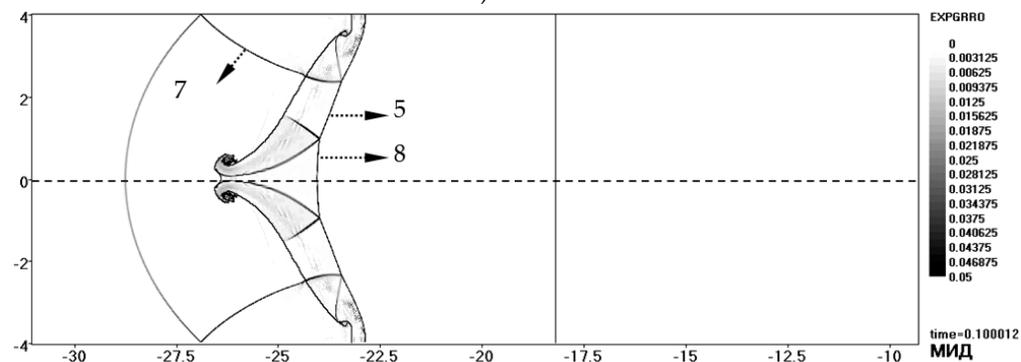
В момент времени $t \approx 0,19$ мс основная УВ выходит на КГ2 (см. рисунок 2в), а волна 7, отразившись от нижней стенки трубы, движется вверх (волна 9 на рисунке 2в) и взаимодействует с первым вихрем. При взаимодействии скачка 9 с вихрем ($t \approx 0,185$ мс), фронт скачка разрушается (газодинамические величины перестают быть разрывными), а после прохождения вихря ($t \approx 0,19$ мс) начинает восстанавливаться.

На рисунке 2г показана картина течения на момент времени $t \approx 0,21$ мс, когда после взаимодействия основной УВ с КГ2 в воздух распространяется УВ, а по ксенону – волна разрежения.

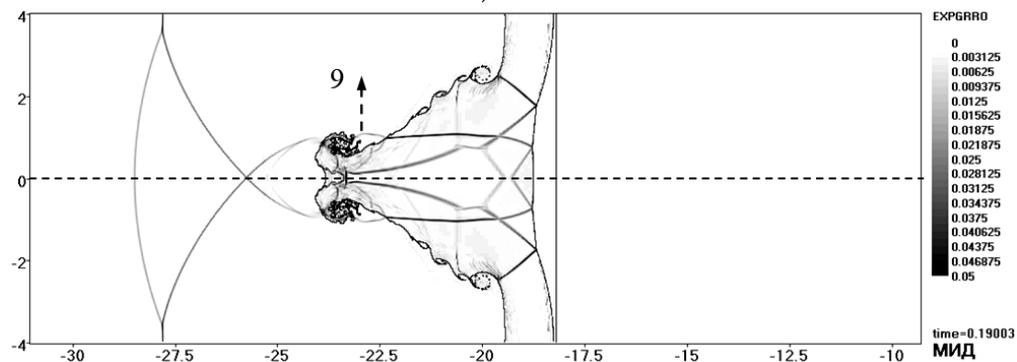
На рисунке 2д и 2е показаны мгновенные поля течений на моменты времени $t \approx 0,3$ мс и $t \approx 0,35$ мс, когда КГ2 прошла расстояние $\Delta X \approx 5,7$ см и $\Delta X \approx 8,4$ см соответственно. На КГ1 наблюдается ряд устойчивых когерентных вихрей. Сложный вид КГ2 в значительной степени сформировался под действием скачков и поверхностей тангенциального разрыва.



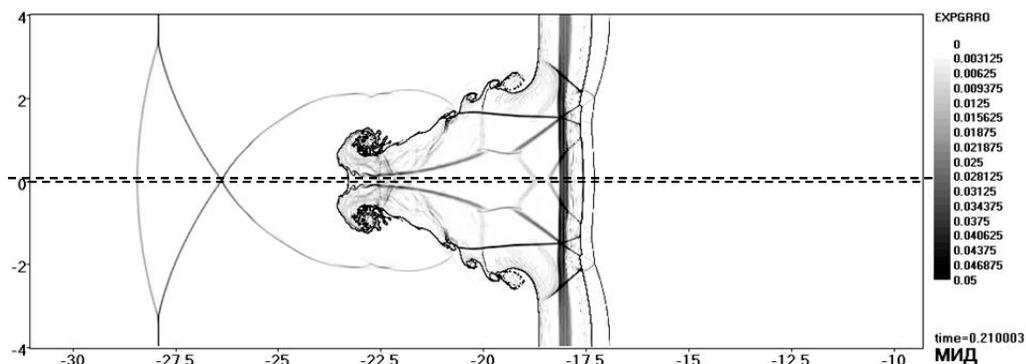
а)



б)



в)



г)

Рисунок 2а,б,в,г. Визуализация течения с помощью функции F:

а) $t = 0,05$ мс; б) $t = 0,1$ мс; в) $t = 0,19$ мс; г) $t = 0,21$ мс

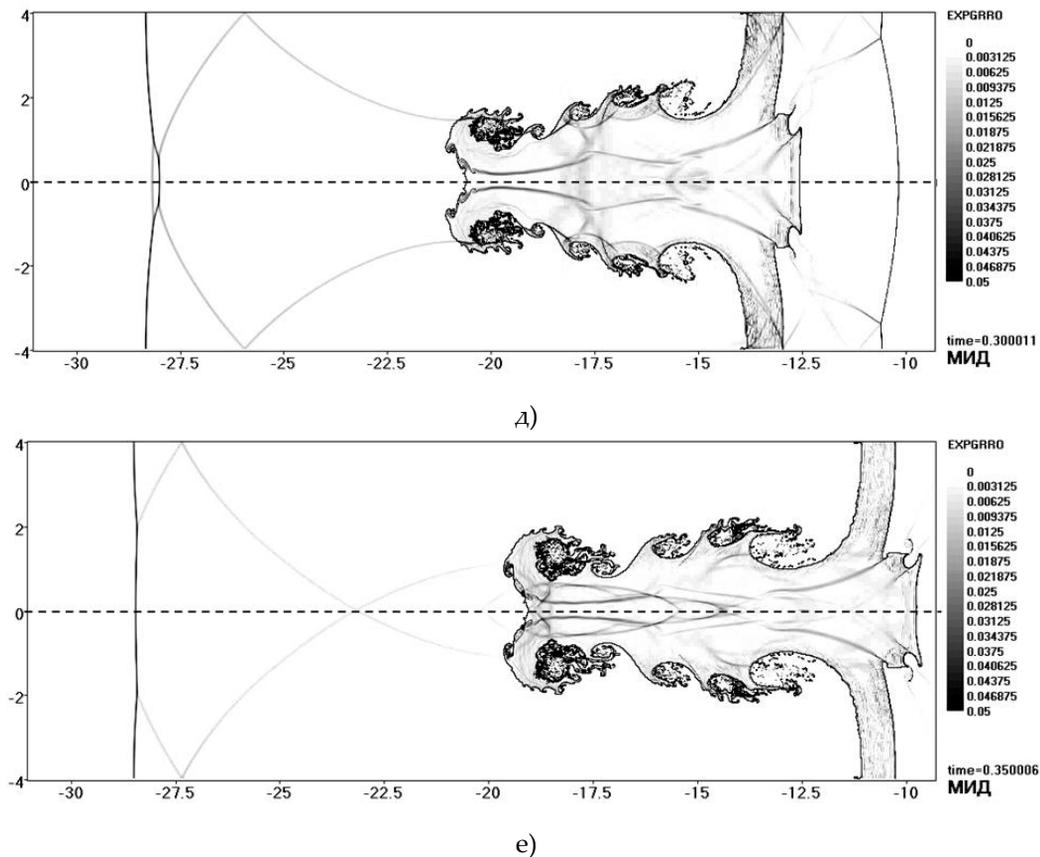


Рисунок 2д,е. Визуализация течения с помощью функции F:
д) $t = 0,3$ мс; е) $t = 0,35$ мс

Сравнение экспериментальной картины поля течения с данными численного моделирования представлено на рисунке 3 на момент времени $t \approx 0,345$ мс, когда КГ2 прошла расстояние $\Delta X \approx 8$ см. Из рисунка 3 можно заключить, что рассчитанная по методике МИД форма КГ2, а также положение и размеры вихрей на КГ1 удовлетворительно согласуются с экспериментальными; зона ТП на КГ2 в расчете, как и в опыте, развита слабо; положение и геометрия УВ, прошедшей КГ2, подобны экспериментальным. В отличие от опыта в расчете на КГ1 не происходит перемешивания газов между вторым вихрем и верхней стенкой измерительной секции, что требует проведения дополнительных численных расчетов с заданием начальных возмущений на КГ.

Выводы

Проведено расчетно-экспериментальное исследование развития турбулентного перемешивания, возникающего на контактных границах трехслойной газовой системы воздух-ксенон-воздух после прохождения ударной волны. Моделирование выполнено с использованием уравнений Эйлера по методике МИД.

Анализ опытных данных позволяет заключить, что в окрестности наклонной контактной границы (КГ1) происходит интенсивное перемешивание воздуха и Хе с образованием когерентных вихрей. На фотокадрах опыта на КГ1 наблюдаются области как гетерогенного, так и гомогенного перемешивания, КГ2 под действием ударных волн принимает сложную форму, турбулентное перемешивание на ней развито слабо.

Результаты моделирования опыта показали, что при выбранной технологии расчета получено удовлетворительное описание экспериментальных данных.

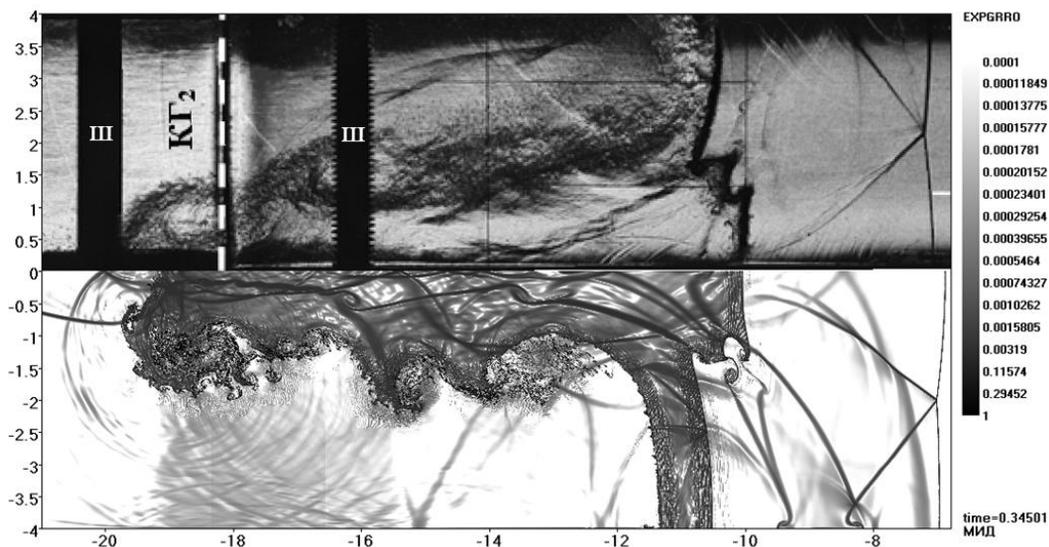


Рисунок 3. Поле течения в опыте (верхняя половина) и в расчете (нижняя половина – зеркальное отражение области расчета), $t = 0,345$ мс; на экспериментальных кадрах: Ш – шпилька крепления, КГ₂ – начальное положение прямой контактной границы (КГ₂)

Список литературы

- 1 И.Г.Лебо, В.Ф.Тишкин. Исследование гидродинамической неустойчивости в задачах лазерного термоядерного синтеза методами математического моделирования. М.: Физматлит, 2006. 304 с.
- 2 Н.А.Иногамов, А.Ю.Демьянов, Э.Е. Сон. Гидродинамика перемешивания. Изд-во МФТИ, 1999. 464 с.
- 3 В.Е.Неуважаев. Математическое моделирование турбулентного перемешивания. Снежинск: Изд-во РФЯЦ-ВНИИТФ, 2007. 157 с.
- 4 Ю.В.Янилкин, В.П.Стаценко, В.И.Козлов. Математическое моделирование турбулентного перемешивания в сжимаемых средах. Саров: Изд-во ФГУП РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2009. 507 с.
- 5 А.Н.Разин. Моделирование неустойчивости и турбулентного перемешивания в слоистых системах. Саров: Изд-во ФГУП РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2010. 414 с.
- 6 К.Н.Волков, В.Н.Емельянов. Моделирование крупных вихрей в расчетах турбулентных течений. М.: Физматлит, 2008. 364 с.
- 7 А.Н.Разин, И.В.Большаков. Расчеты неустойчивости и турбулентного перемешивания по модели Никифорова // Теплофизика и аэромеханика. 2014. Т.21. № 4. С.425–438.
- 8 Д.И.Бобровский, И.В.Большаков, А.Н.Разин. О сходимости разностного решения уравнений турбулентного перемешивания при взаимодействии зоны перемешивания с ударной волной // ВАНТ. Сер. Математическое моделирование физических процессов. 2012. Вып. 2. С.16–24.
- 9 А.Н.Разин, Н.В.Невмержицкий, Е.А.Сотсков, Е.Д.Сеньковский, О.Л.Кривонос, Е.В.Левкина, С.В.Фролов, Е.В.Бодров, К.В.Анисифоров. Экспериментальное исследование взаимодействия ударных волн с контактной границей и зоной турбулентного перемешивания различных газов // ПМТФ. 2017. Т.58. №2. С.16–25.
- 10 А.Н.Разин. Взаимодействие ударной волны с наклонной контактной границей // ВАНТ. Сер. Теоретическая и прикладная физика. 2008. Вып. 2. С.3–11.
- 11 Н.В.Невмержицкий, А.Н.Разин, Е.Д.Сеньковский, В.И.Дудин, Е.А.Сотсков, А.А.Никулин, Л.В.Точилина, О.Л.Кривонос. Исследование турбулентного перемешивания в трехслойных

- газовых системах лазерным методом // ВАНТ. Сер. Теоретическая и прикладная физика. 2009. Вып. 3. С.44–54.
- 12 Н.В.Невмержицкий, А.Н.Разин, Е.Д.Сеньковский, Е.А.Сотсков, Л.В.Точилина, О.Л.Кривонос, С.В.Фролов, Е.В.Бодров. Развитие зон турбулентного перемешивания в трехслойных газовых системах в условиях регулярного и нерегулярного взаимодействия ударной волны с контактной границей // Труды XVII Харитоновских тематических чтений. Саров. 2015. С.722–734.
- 13 Н.В.Невмержицкий, А.Н.Разин, Е.Д.Сеньковский, Е.А.Сотсков, А.А.Никулин, Л.В.Точилина, О.Л.Кривонос, Е.В.Шапоренко. Экспериментальное и численное исследование процесса турбулентного перемешивания на контактных границах трехслойных газовых систем // ПМТФ. 2015. Т.56. № 2. С.32–42.
- 14 В.В.Змушко, Ф.А.Плетенев, В.А.Сараев, И.Д.Софронов. Методика решения трехмерных уравнений газовой динамики в смешанных лагранжево-эйлеровых координатах // ВАНТ. Сер. Методики и программы численного решения задач математической физики. 1988. Вып.1. С.22–27.
- 15 Е.В.Бодров, В.В.Змушко, Н.В.Невмержицкий, А.Н.Разин, Е.Д.Сеньковский, Е.А.Сотсков. Расчетно-экспериментальное исследование перемешивания газов на контактных границах трехслойной системы под действием ударных волн // Известия РАН. МЖГ. 2018. № 3. С.54-62.
- 16 И.Д.Софронов, Е.А.Афанасьева, О.А.Винокуров, А.И.Воропинов, В.В.Змушко, Ф.А.Плетенев, П.В.Рыбаченко, В.А.Сараев, Н.В.Соколова, Б.Н.Шамраев. Комплекс программ МИМОЗА для решения многомерных задач механики сплошной среды на ЭВМ "Эльбрус-2" // ВАНТ. Сер. Математическое моделирование физических процессов. 1990. Вып.2. С.3–9.
- 17 V.V.Zmushko. Computation of convective flows and their realization in MIMOZA code // International Workshop "New Models of Numerical Codes for Shock Wave Processes in Condensed Media"/ Oxford / September 15–19. 1997.
- 18 В.К.Ладагин, А.М. Пастушенко. Об одной схеме расчета газодинамических движений // Численные методы механики сплошной среды. Новосибирск. 1977. Т.8. №2. С.66–72.

О РАЗВИТИИ ВОЗМУЩЕНИЙ НА КОНТАКТНОЙ ГРАНИЦЕ АЛЮМИНИЙ – МЕДЬ В НЕСТАЦИОНАРНОМ РЕЖИМЕ КОСОГО СОУДАРЕНИЯ

О.Б. Дреннов

РФЯЦ-ВНИИЭФ, Саров, Россия

Описание физических процессов скользящего нагружения проводится обычно для стационарной фазы движения метаемой пластины. В этом случае скорость полета пластины зависит только от относительной массы $R = \frac{m_{ВВ}}{m_{нл}}$ и метательной способности ВВ, учитываемой в полуэмпирических формулах через скорость детонации D [1].

Принято считать, что разворот ударника до постоянного значения угла γ осуществляется на базе полета $d^* = (3-5)\delta$ (δ - толщина метаемой пластины) [2].

При $d < d^*$ соударение пластин будет происходить под углом, отличным от расчетного. Это, в свою очередь, может привести к изменению режима нагружения и изменению параметров образующихся в зоне контакта волн.

В ряде случаев, однако, необходимо знать состояние контактной границы металлов, соударение которых происходит на начальной стадии движения, до установления стационарного

режима. Например, при скользящем нагружении пластин, разделенных тонкими зазорами (ширина зазора меньше толщины метаемой пластины) или скользящем нагружении плотноупакованных систем пластин.

В настоящей работе предполагается изучить характер развития возмущений на контактной границе алюминий – медь при косом соударении на начальной стадии – в фазе разгона ударника.

Схема постановки опытов представлена на рисунке 1.

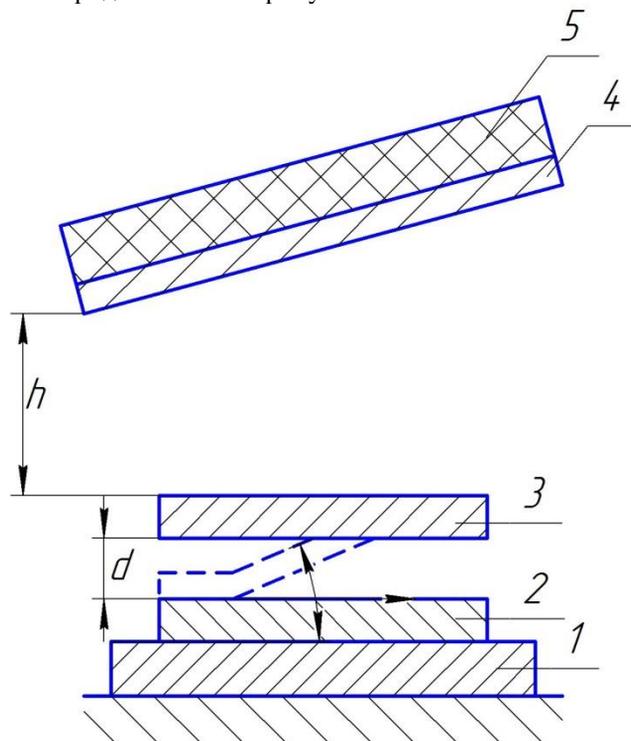


Рисунок 1. Схема постановки опытов

На массивное стальное основание 1 устанавливается неподвижная пластина 2 из меди М1 размером 100x50x5 мм. Над медной пластиной через зазор d фиксируется метаемая пластина 3 из алюминиевого сплава АМГ размером 100x60x5 мм. Над пакетом пластин устанавливается ударник 4 из алюминиевого сплава АМГ размером 150x120x4 мм. Минимальное расстояние между ударником и метаемой пластиной $h = 20$ мм, что обеспечивает стационарность параметров соударения [2]. На поверхности ударника размещается слой ВВ 5 из тротила, в котором возбуждается плоская скользящая детонационная волна. От опыта к опыту менялось расстояние d между поверхностями неподвижной и метаемой пластин.

В реализованных условиях нагружения $v_k > C_{Al} > C_{Cu}$ (скорость точки контакта больше скорости звука) начальный угол отгиба метаемой пластины ψ сохраняется равным углу ударно-волнового разворота в течение времени циркуляции волны по пластине, которое в первом приближении можно положить равным $2\delta/C_{Al}$ (δ - толщина метаемой пластины). Зная скорость полета пластины, получаем значение базы, на которой сохраняется постоянным начальный угол разворота: $d' \approx w2\delta/C_{Al}$. Для условий, реализованных в экспериментах, $d' \approx 2$ мм. Из образцов, испытавших динамическое нагружение, изготавливались микрошлифы, по которым впоследствии проводился металлографический анализ состояния контактной границы алюминий – медь.

Основные результаты экспериментов представлены в таблице, где v_k – скорость точки контакта, d - база полета метаемой пластины, a , λ - амплитуда и длина волны возмущений,

реализующихся на контактной границе (средние значения после обшета 20 соседних возмущений). Фотографии микрошлифов контактных границ приведены на рисунках 2-6.



Рисунок 2.



Рисунок 3.



Рисунок 4.



Рисунок 5.



Рисунок 6.

Наибольший интерес вызывают опыты по косому соударению пластин при $d = 0$ и $d = 0,1$ мм. Анализ экспериментальных данных показывает, что для плотной компоновки нагружаемых пластин амплитуда реализующихся возмущений примерно вдвое больше, чем для варианта с зазором $d = 0,1$ мм, т.е. при $d \rightarrow 0$ амплитуда возмущений не превращается в нуль, а уменьшается последовательно от $a = 50-60$ мкм при $d = 1$ мм до $a = 15-20$ мкм при $d = 0,1$ мм. Затем увеличивается до $a = 40-45$ мкм при $d = 0$.

По схеме проведения опытов в режиме нагружения при $d = 0$ (опыты 2, 4, 5) струеобразование невозможно. Отсутствуют первоначальные зазоры, замыкание которых сопровождается формированием кумулятивной струи. Возмущения на контактной границе являются следствием развития неустойчивости Кельвина-Гельмгольца. Под воздействием косої ударной волны за фронтом осуществляются разворот и относительное скольжение слоев металлов вдоль контактной границы. Узкие приграничные слои, заметно теряют прочность и переходят в «квазижидкое» состояние. Относительное течение слоев сопровождается реализацией тангенциального разрыва скоростей Δu и развитием сдвиговой неустойчивости.

Таблица.

Номер опыта	u_k , мм/мкс	d , мм	a , мкм	λ , мкм	Номер рисунка (увеличение)
1	5,5	0,1	20 ± 5	85 ± 15	2(x100)
2	5,5	0	45 ± 5	90 ± 15	3(x100)
3	6	0,1	15 ± 5	60 ± 15	4(x100)
4	6	0	40 ± 5	70 ± 15	5(x100)
5	6,9	0	20 ± 5	55 ± 10	6(x100)

При $d = 0,1$ мм (опыты 1, 3) в точке контакта материалы нагружаемых пластин подвергаются интенсивным пластическим сдвиговым деформациям и переходят в тонких приграничных слоях в «квазиджидкую» фазу. Формируется микрокумулятивная струя, которая заполняет зазор шириной 0,1 мм. Осуществляется относительное течение трех потоков: от материала метаемой пластины, кумулятивная струя, от материала неподвижной пластины. Иными словами, реализуются два параллельных тангенциальных разрыва. Однако они частично стабилизируют друг друга относительно возмущений с длинами волн, большими по сравнению с расстоянием между разрывами [3]. Следовательно, амплитуда возмущений уменьшается.

Таким образом, микрокумулятивная струя в тонких зазорах выполняет обратную функцию: вместо генерации возмущений на контактной границе она их частично стабилизирует.

Список литературы

1. А.А. Дерibas Физика упрочнения и сварки взрывом// Новосибирск: Наука, 1980.
2. Кузьмин Г.Е., Симонов В.А., Яковлев И.В. Зависимость параметров волн при сварке взрывом от фазы разгона метаемой пластины // ФГВ, 1976, №3.
3. Н.Г. Кикина О влиянии вязкости на неустойчивость тангенциальных разрывов в несжимаемой среде// Акуст. журнал, 1967, т.13, вып.2.

СТРУКТУРА ПОТОКА ЧАСТИЦ, ВЫБРОШЕННЫХ С ПОВЕРХНОСТИ УДАРНО-НАГРУЖЕННЫХ ОБРАЗЦОВ СВИНЦА И МЕДИ

*Н.В. Невмержицкий, Е.В. Бодров, Е.А. Сотсков, Е.Д. Сеньковский, В.Н. Князев,
Н.Б. Давыдов, К.В. Анисифоров, О.Л. Кривонос, А.С. Соколова, А.Р. Гавриш, С.В. Фролов*

РФЯЦ-ВНИИЭФ, Саров, Россия

Аннотация

Представлены результаты экспериментальных и расчетных исследований процесса выброса частиц с поверхности ударно-нагруженных образцов меди и свинца. Выброс происходил с узкой (0,2-0,8 мм) шероховатой ($Rz\ 20$ - $Rz\ 80$) поверхности образца в низкий (0,05 атм) вакуум или в газовую смесь азота и гелия (40% и 60% по объему), находящуюся под давлением $P_t = 8$ ати. Интенсивность ударной волны в опытах со свинцом составляла $P \approx 17$ ГПа, $P \approx 34$ ГПа, $P \approx 42$ ГПа, с медью - 44 ГПа. Регистрация течения проводилась в проходящем и отраженном свете оптической микроскопической методикой при короткой двухимпульсной лазерной подсветке.

Благодаря малой оптической толщине пылевого потока в вакууме получены спектры частиц свинца примерно в 80% его высоты, отсчитываемой от фронта потока. При выбросе частиц в газовую смесь зарегистрирована ударная волна, отходящая в смесь от свободной поверхности образца и крупные частицы (порядка 20-40 мкм), находящиеся на фронте пылевого облака, которые в процессе движения могут разрушаться набегающим потоком газа. Мелкие частицы свинца (4÷10 мкм) не разрешаются. Расчетные оценки показывают, что мелкие частицы свинца в газовой смеси могут испаряться за единицы микросекунд. В экспериментах с медью, находящейся в твердом состоянии после ударно-волнового нагружения, и вакууме, и в газовой смеси наблюдаются частицы и множество отколов.

Введение

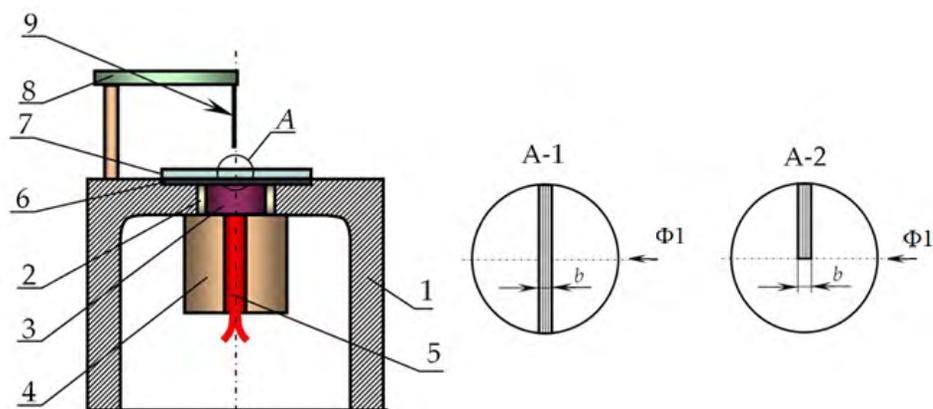
При выходе сильной ударной волны (УВ) на свободную поверхность (СП) конденсированного материала, происходит выброс частиц материала с этой поверхности. Этот процесс еще называют пылением материала. Размер частиц пыли может достигать сотен микрон, а их скорости – несколько километров в секунду. Эти частицы могут отрицательно влиять на работу инерциального термоядерного синтеза. Некоторые результаты исследований пыления представлены, в частности, в [1-3]. В настоящей работе приведены результаты экспериментальных и расчетных исследований процесса пыления в вакуум и газовую смесь азота и гелия с узкой (0,2-0,8 мм) шероховатой полоски свинцового образца марки С1 и, для сравнения, меди марки М1. Регистрация течения в экспериментах проводилась микроскопическим электронно-оптическим методом [4] при твердом состоянии свинца ($P \approx 17$ ГПа) и жидком ($P \approx 34$ ГПа и $P \approx 42$ ГПа); при твердом состоянии меди ($P \approx 44$ ГПа). Работа является продолжением исследований, изложенных авторами в [5].

Техника экспериментов

Экспериментальное устройство, в котором устанавливали образец свинца и взрывчатое вещество, представлено на рисунке 1. Использовали образцы свинца $\varnothing 36$ мм толщиной $h = 1$ мм, меди с $h = 1,42$ мм. Передняя (свободная) поверхность образца имела шероховатость $Ra \leq 0,1$ (зеркало), задняя поверхность – $Ra \leq 5$. На передней поверхности образца (на СП) на специальном станке-манипуляторе была нанесена узкая ($b = 0,2-0,8$ мм) шероховатая полоска. Она состояла из периодических двумерных возмущений (в виде трех канавок). В одних опытах полоска пересекала весь образец, в других – доходила лишь до центра (рисунок 1, варианты А-1, А-2). Это сделано специально для того, чтобы исследовать пыление с шероховатой и с зеркальной поверхности в одном эксперименте. Полная амплитуда возмущений на полоске $\Delta = Rz$ варьировалась от ≈ 20 мкм до ≈ 80 мкм, длина волны λ – от ≈ 80 мкм до ≈ 300 мкм. На заднюю поверхность образца свинца устанавливали стальную подложку толщиной $l = 0,5$ мм (образцы меди были без подложки). На подложку крепили твердое взрывчатое вещество (ВВ). К верхнему торцу устройства крепили репер. В качестве репера использовали оптоволокно. Экспериментальное устройство помещали в герметичную камеру с четырьмя оптически прозрачными окнами.

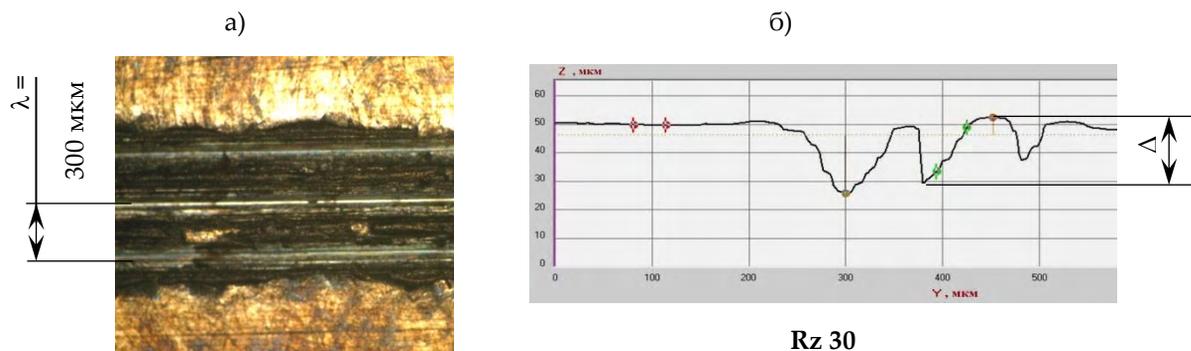
Интенсивность ударной волны изменяли вариацией массы ВВ. Давление во фронте УВ и скорость СП определяли при помощи двумерных численных расчетов.

На рисунке 2 представлена характерная фотография образца и профилограмма шероховатой поверхности. Профилограмма получена при помощи лазерного профилометра.



1 – корпус ; 2 – втулка ; 3 – ВВ; 4 – розетка; 5 – детонатор; 6 – подложка ; 7 – свинец;
8 – подставка репера; 9 – репер; $\Phi 1$ – направление регистрации

Рисунок 1. Схема экспериментального устройства



а) фотография поверхности образца; б) характерная профилограмма поверхности образца

Рисунок 2. Свободная поверхность свинца

Для подсветки течения применяли трехимпульсный лазер с длиной волны излучения 532 нм. Регистрацию процесса пыления проводили CCD видеокамерами через систему с коэффициентом оптического увеличения $k = 15-30$ раз при короткой (менее 7 нс) лазерной подсветке в проходящем и отраженном свете. Размер пикселя CCD видеокамеры составлял ≈ 7 мкм. В проходящем свете, из-за срезания части параллельного светового потока апертурой окуляра, реализовывался шлирен-метод (теневого метод). Он обладает чувствительностью к малому перепаду плотностей, и разрешает, например поток тепла от руки человека. В отраженном свете этот метод не реализуется.

Разрешение системы регистрации определялось по видеокадрам оптического эталона (миры ГОИ № 1). При $k = 30$ система разрешает частицы размером от 4 мкм и выше, глубина резкости $\approx 0,2$ мм. Фокус оптической системы настраивали на репер, установленный по центру ширины полоски. В опыте регистрировали одно или три изображения процесса пыления. В докладе представлено по одному изображению из опыта.

Результаты экспериментов

В таблице 1 представлены некоторые условия проведенных экспериментов (* – опыты с медными образцами). Согласно расчетным данным при $P = 17$ ГПа после прохождения УВ свинец находился в твердом состоянии, при $P = 34$ ГПа и выше – в жидком [6].

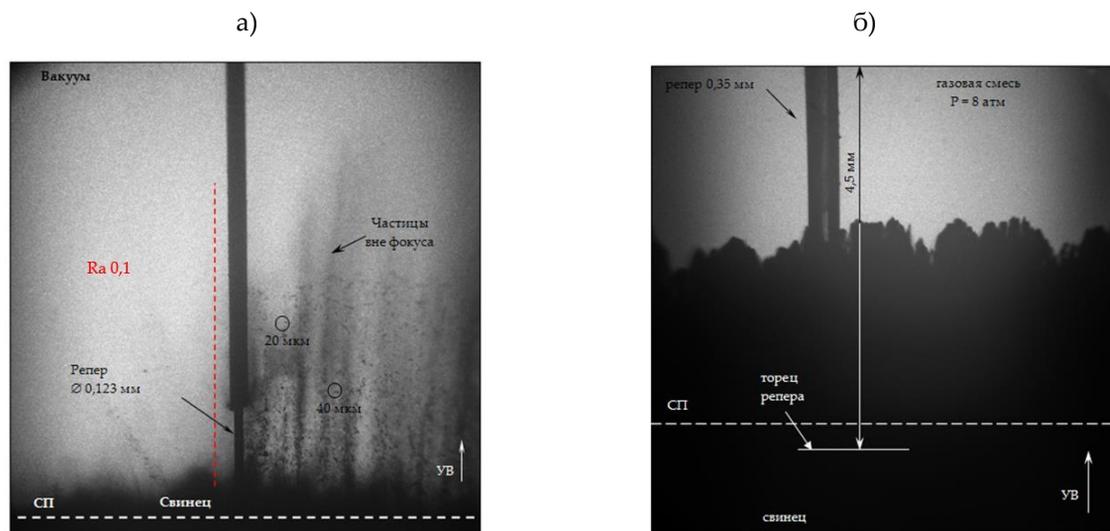
На рисунках 3-6а приведены характерные видеокадры процесса выброса частиц со свободной поверхности свинца, на рисунках 6б, 7б – меди.

Таблица 1

№ оп.	Газ	Давл. в УВ, ГПа	b, мм	Rz, мкм	λ , мкм	Рег-ция	№ оп.	Газ	Давл. в УВ, ГПа	b, мм	Rz, мкм	λ , мкм	Рег-ция
1	Вак.	17	0,4	40	150	Прох.	11	Вак.	34	0,2	20	80	Прох.
2	Вак.	17	0,35	80	100	Отр.	7	Вак.	34	0,25	25	80	Прох.
3	Газ. с.	34	0,3	30	100	Прох.	13	Вак.	42	0,3	30	100	Прох.
4	Газ. с.	34	0,3	20	100	Прох.	16	Газ. с.	17	0,4	80	100	Отр.
5	Вак.	34	0,4	30	130	Прох.	18	Газ. с.	17	0,35	30	100	Отр.

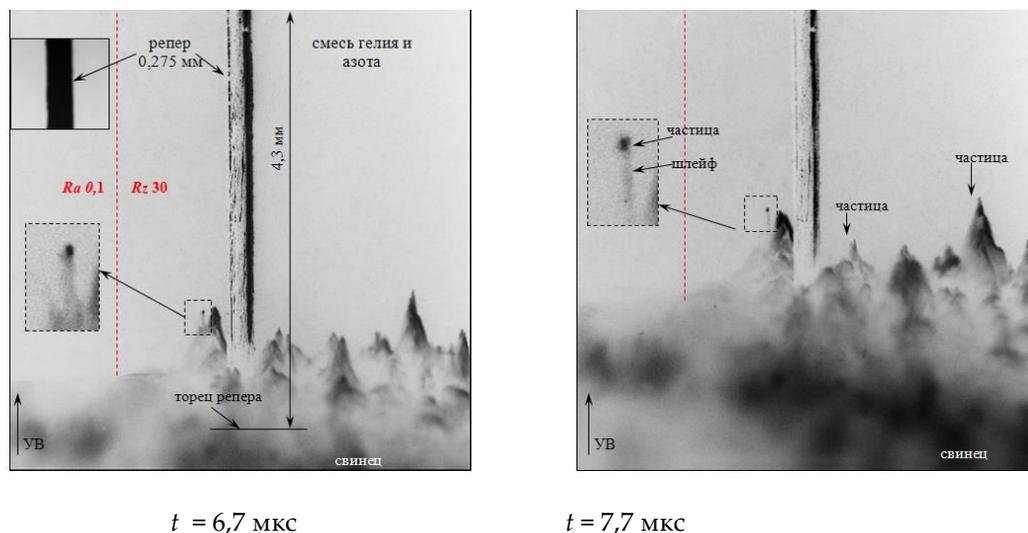
Продолжение таблицы 1.

№ оп.	Газ	Давл. в УВ, ГПа	b, мм	Rz, мкм	λ, мкм	Рег-ция	№ оп.	Газ	Давл. в УВ, ГПа	b, мм	Rz, мкм	λ, мкм	Рег-ция
6	Вак.	34	0,8	50	300	Прох.	21	Газ. с.	42	0,35	30	100	Прох.
8	Вак.	34	0,2	30	140	Прох.	22*	Газ. с.	44	0,35	30	120	Отр.
9	Газ. с.	34	0,3	20	100	Прох.	23	Газ. с.	42	0,35	30	100	Отр.
10	Газ. с.	17	0,6	80	300	Прох.	25*	Вак.	44	0,55	45	170	Прох.
26	Вак.	42	0,4	40	100	Прох.	28	Вак.	42	0,3	30	100	Прох.



а) вакуум, $t = 7,38$ мкс (опыт № 1, Rz 40, $\lambda = 150$ мкм); б) газовая смесь, $t = 7,58$ мкс (опыт № 10, Rz 80, $\lambda = 300$ мкм)

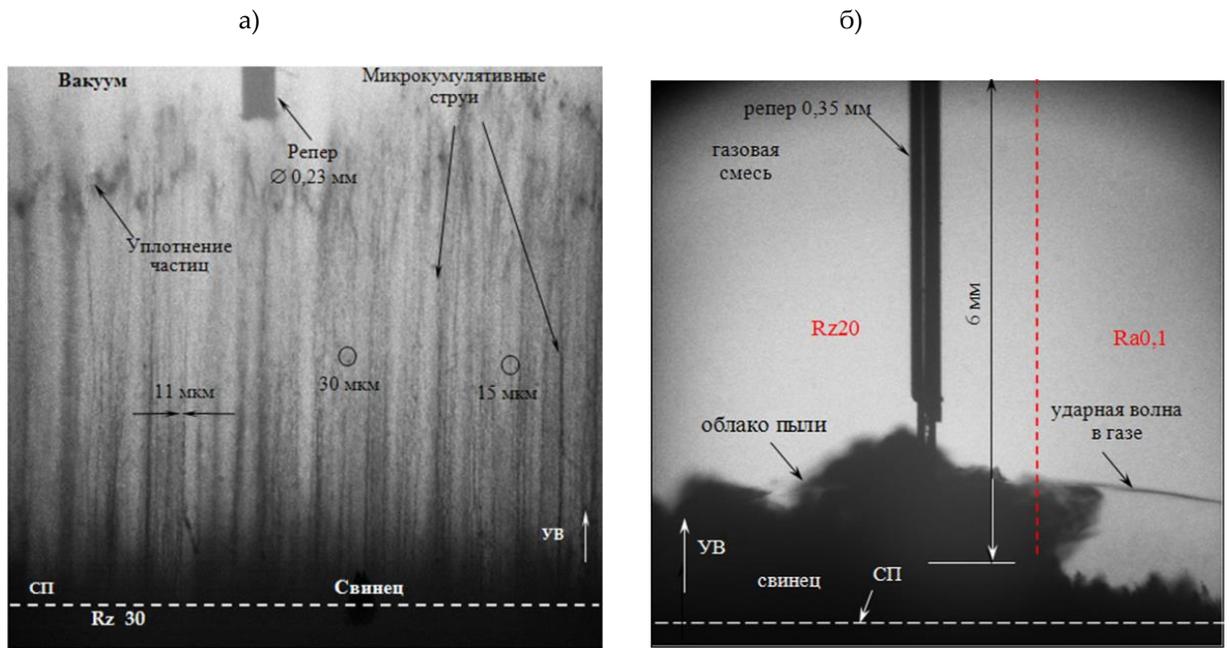
Рисунок 3. Видеокадры выброса частиц с поверхности свинца ($P_{УВ} = 17$ ГПа)



$t = 6,7$ мкс

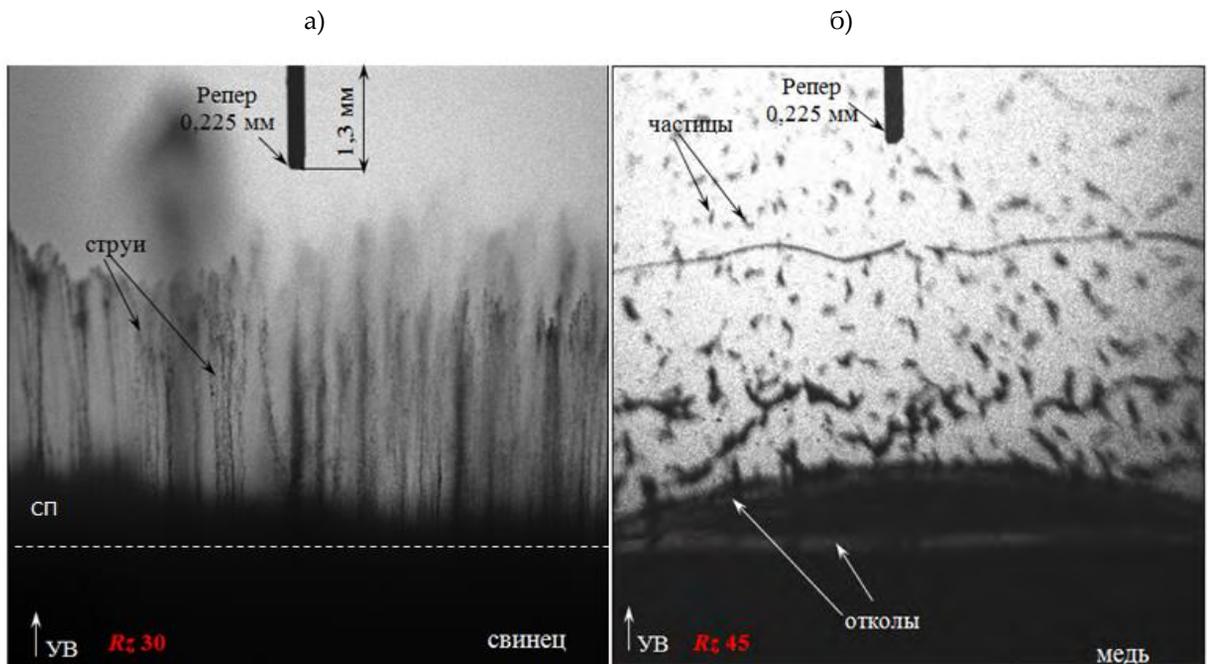
$t = 7,7$ мкс

Рисунок 4. Видеокадры выброса частиц с поверхности свинца (опыт № 18, отраженный свет, $P_{УВ} = 17$ ГПа; Rz 30, $\lambda = 100$ мкм, УВ – направление ударной волны)



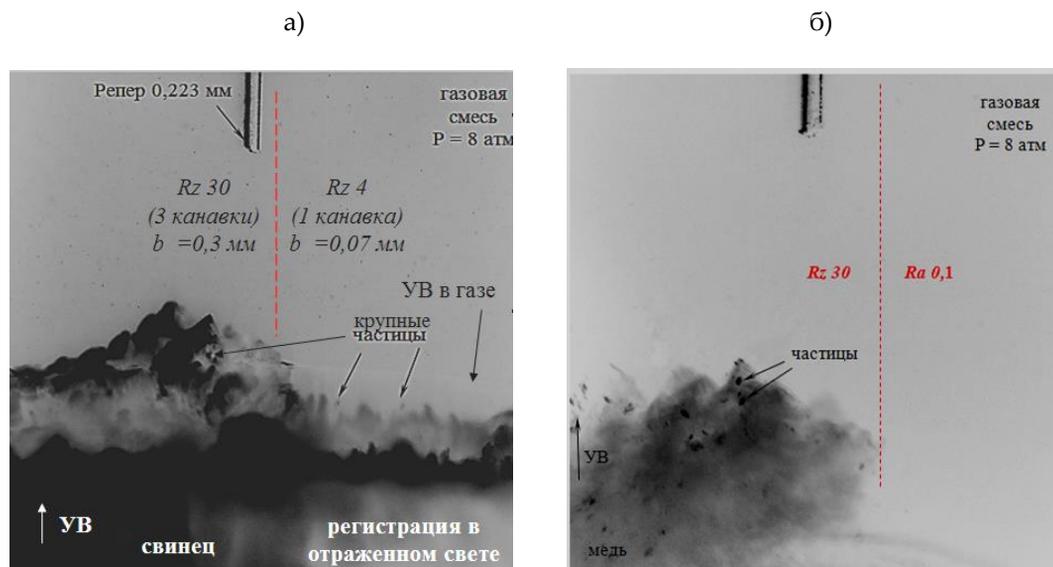
а) опыт № 8, Rz 30, $\lambda = 140$ мкм, пыление в вакуум, $t = 7,5$ мкс; б) опыт № 9, Rz 20, $\lambda = 100$ мкм, пыление в газовую смесь, $t = 14,8$ мкс

Рисунок 5. Видеокдры выброса частиц с поверхности свинца ($P_{УВ} = 34$ ГПа)



а) свинец, опыт № 28, Rz30, $\lambda = 100$ мкм, $t = 9$ мкс; б) медь, опыт № 25, Rz 45, $\lambda = 170$ мкм, $t = 8,15$ мкс

Рисунок 6. Видеокдры выброса частиц свинца при $P_{УВ} = 42$ ГПа и меди при $P_{УВ} = 44$ ГПа, в вакуум



а) свинец, опыт № 23, Rz 30, $\lambda = 100$ мкм, $t = 10,2$ мкс; б) медь, опыт № 22, Rz 30, $\lambda = 120$ мкм, $t = 11,6$ мкс

Рисунок 7. Видеокadres выброса частиц свинца при $P_{УВ} = 42$ ГПа и меди при $P_{УВ} = 44$ ГПа, в газовую смесь

Время регистрации t на видеокadрах отсчитывается от подачи импульса на подрыв детонатора. На представленных видеокadрах с вакуумом разрешается $\approx 80\%$ высоты пылевого потока. По видеокadрам видно следующее:

- с шероховатой узкой полосы выбрасываются кумулятивные струи. При твердом состоянии свинца струи являются дискретными: они состоят из отдельных твердых частичек (см. рисунок 3а), при жидком - струи изначально тонкие (от 7 мкм), они могут быть сплошными или представлять собой скопление мелких частиц, со временем струи распадаются на частицы (см. рисунки 5а, 6а).

- на зеркальной поверхности металла процесс пыления также развивается, но протекает он менее интенсивно (см. рисунки 3а, 4, 5б на участке с Ra0,1). Пылевой поток на этой поверхности регистрируется в виде невысокого туманного облака, микрокумулятивные струи не наблюдаются. Частицы здесь мелкие, они образуются, по-видимому, из-за неоднородностей металла.

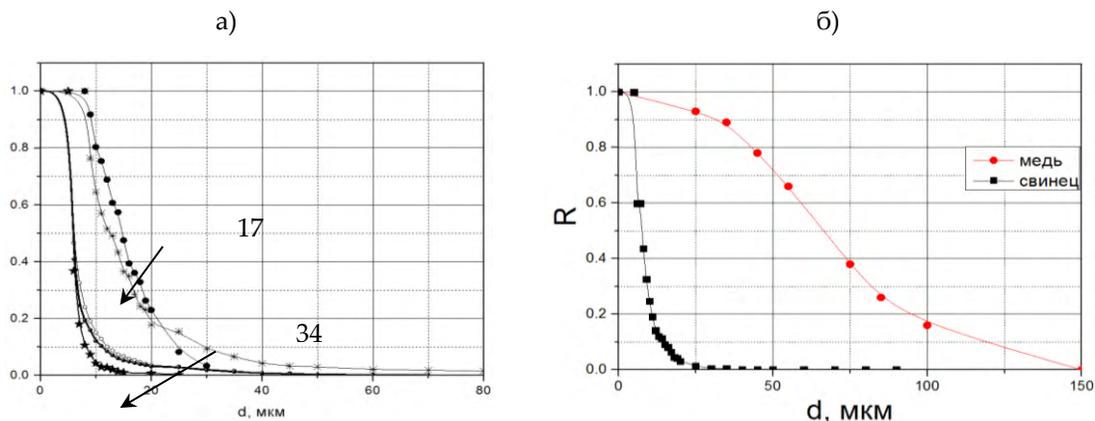
- при пылении свинца в газовую смесь частицы пыли в проходящем свете (шлирен-методом), как и в [7], не разрешаются (см. рисунки 3б, 5б). В отраженном свете структура пылевого облака регистрируется в виде множества конических размытых струй, на вершинах которых находятся крупные частицы, мелкие фрагменты частиц не разрешаются. Коническая форма изображения струи может быть связана с ударной волной, создаваемой частицей в газовой смеси [2]. На рисунке 4 видно, что за крупной (20 мкм) частицей тянется шлейф из мелких фрагментов (как за кометой). Это говорит о том, что частицы, движущиеся по газовой смеси, могут претерпевать вторичное дробление: потоком газа с поверхности частицы могут срывать мелкие фрагменты. Возможно и частичное испарение этих фрагментов из-за дополнительного нагрева при торможении (температура испарения свинца – 2050 К). Множество мелких фрагментов частиц (или пар) делают изображение потока непрозрачным.

• в эксперименте с медью разрешаются частицы и в проходящем, и в отраженном свете, т. к. медь после прохождения УВ находится в твердом состоянии, частицы относительно крупные, наблюдаются отколы (см. рисунки 6б, 7б).

• во всех экспериментах с газовой смесью при регистрации течения в проходящем свете наблюдается УВ, расположенная внутри облака пыли и отходящая от СП в смесь (см. рисунок 5б).

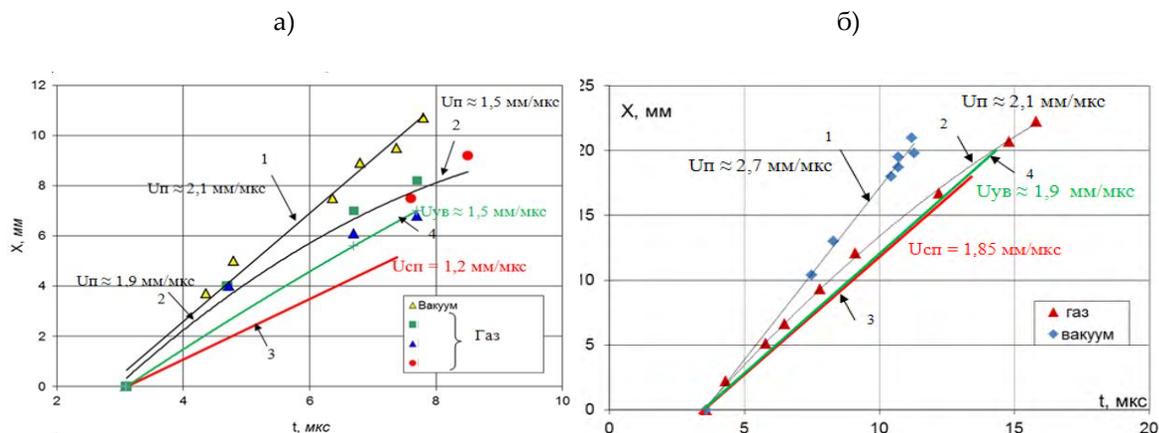
Обработка видеок кадров проводилась по специальной программе. Диаметр частицы d определялся по площади ее изображения и масштабировался на размер репера. По результатам метрологической экспертизы относительная погрешность измерения диаметра частицы по этой программе составляет 17%. Распределение частиц «пыли» по размерам $R(d)$ определялось по формуле $R = \frac{N - \sum_{i=1}^n n_i}{N}$, где N – общее количество частиц в эксперименте, n_i – количество частиц в i -интервале диаметров с учетом количества в предыдущем интервале.

На рисунке 8 представлено распределение частиц по размерам в вакууме. По графику видно, что с увеличением интенсивности ударной волны спектр частиц смещается в сторону меньших размеров, частицы свинца значительно меньше частиц меди.



а) опыты со свинцом, №1, 2 – $P_{УВ} = 17$ ГПа, опыты №6, 7, 8 – $P = 34$ ГПа;
б) опыты №28 свинец при ($P_{УВ} = 42$ ГПа), №25 медь при ($P_{УВ} = 44$ ГПа)

Рисунок 8. Распределение частиц пыли по размерам в вакууме

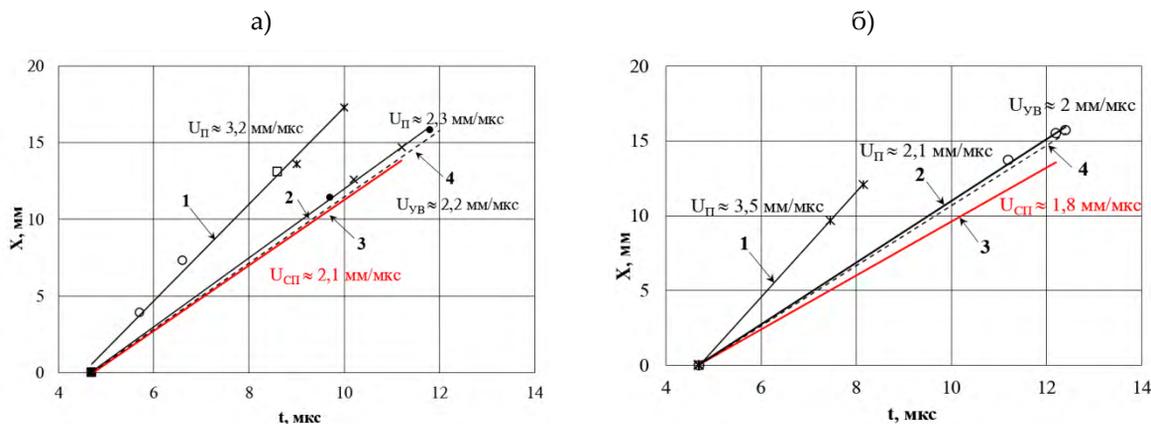


а) $P_{УВ} = 17$ ГПа; б) $P_{УВ} = 34$ ГПа: фронт пыли в вакууме (1), фронт пыли в газовой смеси (2), расчетное положения СП (3), положение УВ в газовой смеси (4)

Рисунок 9. $X(t)$ -диаграммы в экспериментах со свинцом

На рисунках 9 и 10 приведены $X(t)$ -диаграммы движения усредненного фронта потока пыли, СП и УВ в экспериментах. На графиках: U_{Π} , $U_{СП}$, $U_{УВ}$ – скорости фронтов пыли, СП и УВ, соответственно. Погрешность измерения $X_i = \pm 0,5$ мм.

По $X(t)$ -диаграммам видно, что отношение скорости фронта пыли в вакууме к скорости фронта в газовой смеси составляет примерно 30%, т.е., в газовой смеси происходит торможение потока.



а) свинец при $P_{УВ} = 42$ ГПа, б) медь при $P_{УВ} = 44$ ГПа

Рисунок 10. $X(t)$ -диаграммы в экспериментах: фронт пыли в вакууме (1), фронт пыли в газовой смеси (2), расчетное положения СП (3), положение УВ в газовой смеси (4)

Оценочные расчеты испарения частицы

Проведены расчётные оценки прогрева сферических частиц свинца размером $r = 2$ мкм и 10 мкм, движущихся с начальной скоростью 3 км/с в покоем газе. Такое значение скорости выбрано из предположения, что в газовую смесь частица вылетает с поверхности образца с такой же скоростью, что и в вакуум, т. к. условия нагружения были одинаковыми.

Оценка температуры газа при торможении на поверхности частицы выполнена по формуле (1) из [7] и проверена в модельных расчетах по газодинамическим программам.

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{[2 \times \gamma \times M_1^2 - (\gamma - 1)] \times [(\gamma - 1) \times M_1^2 + 2]}{(\gamma + 1)^2 \times M_1^2} \tag{1}$$

T_1 – температура перед фронтом УВ, T_2 – температура за фронтом УВ, M_1 – число Маха УВ.

В расчетах газовая смесь представлялась идеальным газом с параметрами: начальная плотность $\rho_0 = 0,0051$ г/см³, начальное давление $P_0 = 8$ атм; $\gamma = C_p/C_v = 1,5$; C_p – теплоемкость при постоянном давлении; C_v – теплоемкость при постоянном объеме $C_v = 1,12 \cdot 10^{-3}$ кДж/г·К; $T_0 = 293$ К; скорость звука $C = 530$ м/с.

По результатам двумерных газодинамических расчётов (см. рисунок 11) получено, что сферическая частица радиусом 10 мкм прогревается до температуры испарения и испаряется полностью за время $\tau \approx 5$ мкс, частица радиусом 2 мкм - за время $\tau \approx 0,2$ мкс.

Выводы

Представленные результаты показывают, что:

- с шероховатой поверхности твердого свинца в вакуум выбрасываются струи, состоящие из отдельных частичек; в жидком свинце - микрокумулятивные струи, которые со временем распадаются;

- с зеркальной поверхности свинца в вакуум выбрасываются отдельные мелкие частицы (4-5 мкм), процесс пыления здесь идет менее интенсивно, чем с шероховатой поверхности;
- частицы пыли свинца, выброшенные в газовую смесь, в проходящем свете не разрешаются, что связано с затенением течения мелкими фрагментами, образующимися при вторичном дроблении (испарении) частиц. В отраженном свете структура пылевого облака регистрируется в виде множества конических размытых струй, на вершинах которых находятся крупные частицы, мелкие фрагменты частиц не разрешаются;
- расчетные оценки течения показывают, что при давлении за фронтом ударной волны $P = (34-42)$ ГПа отдельные частицы свинца могут испаряться за единицы микросекунд.

Авторы выражают благодарность В.А. Огородникову и А.Б. Георгиевской за полезные замечания.

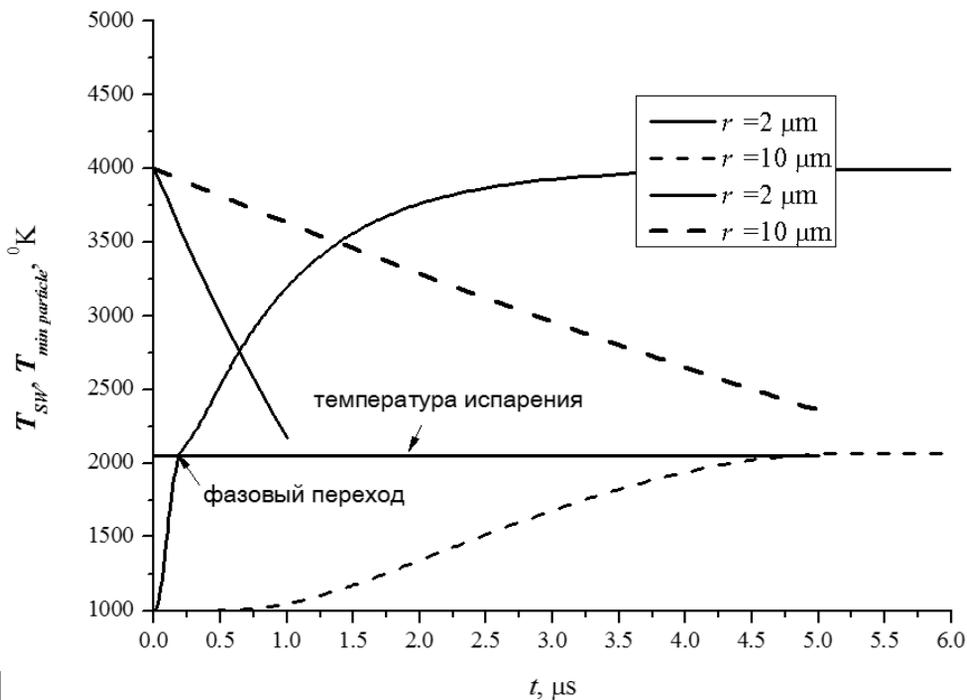


Рисунок 11. Расчетные временные зависимости температуры разогрева материала частицы $T_{\min \text{ particle}}$ и температуры газа на фронте частицы T_{sw} вследствие торможения

Список литературы

- 1 В.А. Огородников, А.Г. Иванов, А.Л. Михайлов и др. // ФГВ. 1998. Т. 34, № 6, с. 103-107.
- 2 В.А. Огородников, А.Л. Михайлов, С.В. Ерунов и др. Регистрация процесса выброса частиц со свободной поверхности ударно-нагруженных образцов теньевым способом. // XI Харитоновские тематические научные чтения. ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ». Саров. 2009. С. 647-653.
- 3 М.В. Антипов, А.Б. Георгиевская, К.Н. Панов и др. Результаты исследований процесса выброса частиц со свободной поверхности металлов под действием ударной волны. // XVII Харитоновские тематические научные чтения. ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ». Саров. 2015. С. 702-709.
- 4 С.А. Абакумов, О.Л. Кривонос, Н.В. Невмержицкий и др. Устройство для регистрации микронных частиц в газодинамическом потоке. // Патент на полезную модель RU № 139204 U1, зарегистр. 13 марта 2014.
- 5 Н.В. Невмержицкий, В.А. Раевский, Е.А. Сотсков, Е.Д. Сеньковский и др. Некоторые особенности выброса частиц с поверхности ударно-нагруженного свинцового образца // ФГВ. 54. №5. 2018. С. 82.

- 6 В.П. Копышев, А.Б. Медведев. Термодинамическая модель сжимаемого коволюма. ВНИИЭФ. Саров. 1995. С. 58-120.
- 7 В.А. Огородников, А.Л. Михайлов, С.В. Ерунов и др. Влияние газа на процесс выброса частиц со свободной поверхности образца при выходе на нее ударной волны различной интенсивности. // ЖЭТФ, 2016. Т.150, вып.2. С.411-417.
- 8 Л.Д. Ландау, Е.М. Лившиц, Теоретическая физика. Изд.3. Т.6. Гидродинамика. Гл. XIII. Обтекание конечных тел. Издательство «Наука». 1986. Стр.638-640.

ХАРАКТЕРИСТИКИ УДАРНО-ИНДУЦИРОВАННЫХ ПЫЛЕВЫХ ПОТОКОВ С ПОВЕРХНОСТИ ОБРАЗЦОВ ИЗ СВИНЦА И МЕДИ ПРИ ДАВЛЕНИИ В УДАРНОЙ ВОЛНЕ 45-50 ГПА И РАЗГРУЗКЕ В ВАКУУМ

*В.А. Огородников, А.Л. Михайлов, С.В. Ерунов, С.А. Финюшин, Д.Е. Зотов,
Н.В. Невмержицкий, А.И. Быструев, М.А. Сырунин, М.В. Антипов, А.В. Федоров,
К.Н. Панов, Е.В. Кулаков, А.А. Утенков, И.В. Юртов, Е.А. Чудаков, И.В. Шмелев,
А.О. Яговкин, А.В. Чапаев, А.В. Романов, А.В. Мишанов, Н.Б. Давыдов, В.В. Глушихин,
И.А. Калашиник, Е.Д. Сеньковский, Е.В. Бодров, А.В. Руднев, Д.Н. Замыслов, М.О. Лебедева*

РФЯЦ-ВНИИЭФ, Саров, Россия

Приведены результаты экспериментальных исследований процесса ударно-индуцированного выброса частиц («пыления») со свободной шероховатой ($Rz\ 20$) поверхности образцов из свинца и меди в вакуумированную среду при совместном использовании методик, основанных на разных физических принципах. Причем для более эффективного использования теневой лазерно-оптической методики по определению размеров частиц, в центре свободной поверхности образца выполняли узкую полосу, из которой выбрасывался оптически прозрачный поток частиц. С остальной, существенно большей по размерам, поверхности выбрасывался поток частиц, параметры которого надежно регистрировали с использованием методики гетеродин-интерферометра, рентгенографической и пьезоэлектрической методик. Это позволило получить более надежные данные о распределении частиц по размерам, скорости фронта потока частиц и распределении плотности (массы) потока в направлении его движения, необходимые для уточнения имеющихся и создания более обоснованных моделей описания явления. Использование образцов из свинца и меди, материал которых при выбранных близких условиях нагружения (амплитуда ударной волны, шероховатость свободной поверхности) плавится или не плавится на ударной волне, позволили отчетливо показать влияние плавления на качественную картину и количественные характеристики процесса ударно-индуцированного «пыления».

Эффект выброса частиц со свободной поверхности металлических образцов при выходе на нее ударной волны или эффект ударно-индуцированного «пыления» обнаружен и в какой-то мере был исследован в США начиная с 50-х годов прошлого столетия [1-2]. Примерно в это же время этот эффект был исследован сотрудниками РФЯЦ-ВНИИЭФ, хотя отдельные результаты этих работ, дополненные авторами, были опубликованы значительно позже [3]. В качестве диагностики в этих исследованиях использовали фотохронографическую и рентгенографическую методики с использованием пленочных систем регистрации. Регистрируемые изображения потоков частиц имели сильное размытие, связанное с большими временами экспозиции ($\sim 0,3-0,5$ мкс), поэтому можно было говорить только о качественной картине процесса и об оценочных значениях его кинематических характеристик.

Интерес к этому эффекту возобновился в конце прошлого – начале нынешнего столетий, в связи с развитием высокоточной лазерной и оптико-электронной техники. Это позволило,

например, в [4] впервые получить для образцов из свинца и стали распределения частиц по размерам ($\Delta \geq 15$ мкм) и скоростям ($v \leq 1,5$ км/с), подтвердить выводы численных исследований [5] о том, что процесс ударно-индуцированного «пыления» формируется путем распада струйных течений из микрорельефа свободной поверхности образца при выходе на нее ударной волны, а так же показать, что вслед за «пылением» может реализоваться, при определенных условиях, независимый процесс откольного разрушения – расслоение образца за счет образования растягивающих напряжений при взаимодействии волн разрежения после отражения падающей ударной волны от свободной поверхности.

Тем не менее, несмотря на большое внимание к проблеме определения параметров ударно-индуцированных пылевых потоков в последнее десятилетие [4-24], ее решение еще далеко от завершения. Наименее исследованными характеристиками процесса выброса частиц (ejection) со свободной поверхности материала образца при выходе на нее ударной волны на сегодня являются: спектры размеров частиц, распределения плотности (массы) в потоке частиц, влияние на них структуры и фазового состояния материала образца, параметров ударной волны, наличия или отсутствия газовой среды перед свободной поверхностью. Это препятствует построению физически обоснованных математических моделей, используемых для описания процессов «пыления». Анализ попыток построения таких моделей свидетельствует о необходимости получения дополнительных экспериментальных данных, особенно для нижней части спектра размеров частиц (≤ 10 мкм) [8, 10, 15, 20, 23].

Известно, что размеры выбрасываемых со свободной поверхности частиц и их скорости связаны с микроструктурой образца и микрорельефом его поверхности, а также с интенсивностью ударной волны, в том числе, фазовым состоянием материала, и могут достигать от 0,1 до 100 мкм и от 1 до 10 км/с соответственно. Среди используемых методов определения размеров частиц в потоке можно назвать такие, как импульсная голография [14, 19], рассеяния Ми [18], теневая лазерно-оптическая микроскопическая съемка [4, 9, 17], торможение частиц в газе [16] и их улавливание [6]. В указанных работах диаметр исследуемой поверхности не превышал 15-30 мм. Многие из этих методов не нашли широкого применения из-за технических трудностей при постановке экспериментов и обработке полученной информации или недостаточной разрешающей способности, особенно в области высоких давлений.

По нашему мнению еще не потерял привлекательности метод теневой микроскопической съемки, с успехом примененной для определения спектра размеров частиц в [4, 9]. Это единственный метод, который позволяет напрямую визуализировать частицы и определять их размеры. Известно, что его ограничение связано с малой глубиной резкости и недостаточной разрешающей способностью, не превышающих в практических применениях величин одного мм и одного мкм соответственно [4]. Эти ограничения находятся в противоречии с желанием использовать большие размеры свободной поверхности исследуемого образца с целью создания более корректных условий нагружения и повышения информативности эксперимента путем использования в одном и том же эксперименте дополнительных методик измерения: рентгенографической, методики пьезоэлектрического датчика и гетеродин-интерферометра.

Для преодоления указанных выше ограничений в данной работе авторы использовали относительно большие образцы со специфической формой свободной поверхности, что позволило эффективно применить все указанные выше методики в одном и том же эксперименте. Образцы выполняли из свинца марки С1 и меди марки М1, материал которых при выбранных условиях нагружения плавится или не плавится на ударной волне соответственно [16, 22, 25]. Реализация плавления представляет определенный интерес, поскольку может заметно влиять на интенсивность ударно-индуцированного «пыления» и спектр размеров частиц [16]. Образцы из свинца и меди диаметром 108 мм и толщиной 2 мм были изготовлены со специально обработанной свободной поверхностью, вид которой представлен на рисунке 1. Особенностью свободной поверхности является наличие на ней узкой полоски (шириной 0,4 мм и длиной 12 мм), которая имеет туже шероховатость, что и основная часть поверхности образца $\sim R_z20$ (свинец - $2\alpha_0 = 18$ мкм, $\lambda = 150$ мкм;

медь - $2\alpha_0 = 20$ мкм, $\lambda = 150$ мкм), а часть поверхности слева и справа от полосы обработана до шероховатости $Ra0,1$ (зеркало). Исследуемые образцы были изготовлены из дисков-заготовок большего диаметра для того, чтобы центр течения (центральная точка от токарной обработки) был сдвинут относительно центра полосы на ~ 5 мм. Это позволило иметь у полосы и основной части исследуемой свободной поверхности идентичный микрорельеф или шероховатость $\sim Rz20$, обусловленную токарной обработкой. Из такой узкой полосы выбрасывается оптически прозрачный поток пыли, в котором возможно разрешение отдельных частиц размером до 5 мкм с использованием оптической съемки [24].

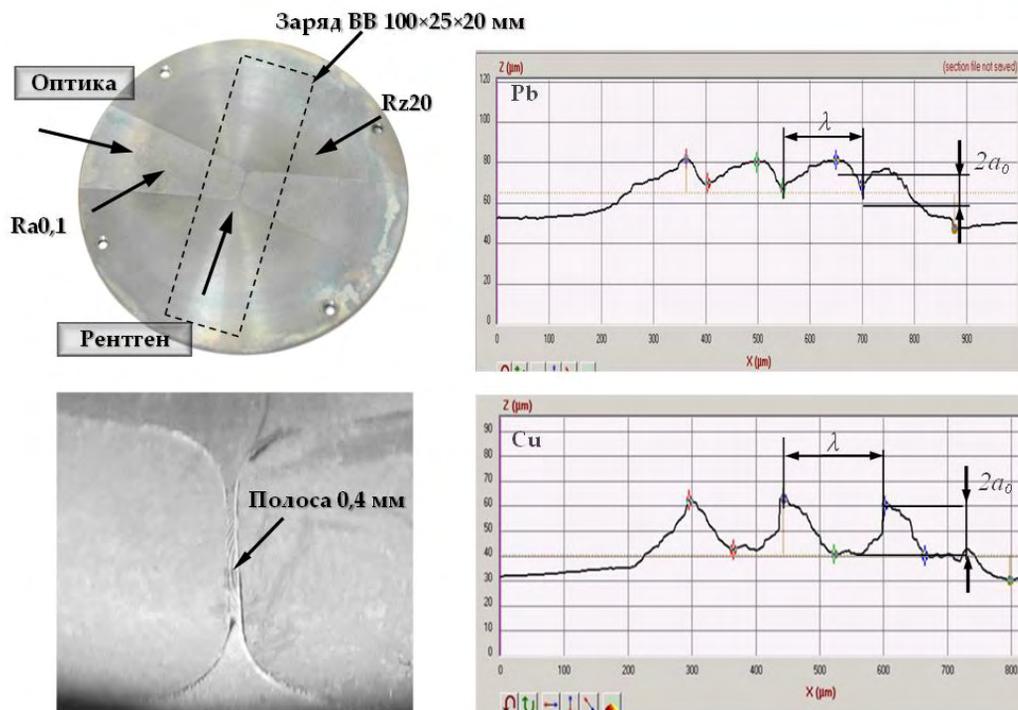


Рисунок 1. Фотография СП и профилограммы поверхности полосы для образцов из свинца и меди

Регистрацию процесса «пыления» с использованием микроскопической методики проводили перпендикулярно длине полосы CCD-видеокамерами (разрешение кадра 2048×2048 Мп, размер пикселя 7 мкм) через телескопическую систему от микроскопа ИМЦ 100×50 А. Оптическое увеличение составляло $k \approx (5-7)$ крат. Для подсветки пылевого потока использовали двухимпульсный лазер с длиной волны 532 нм и длительностью импульса 4 нс. На расстоянии ~ 16 мм от свободной поверхности образца по центру узкой полосы устанавливали репер (проволока диаметром 220 мкм), по которому масштабировали размеры частиц. При таких параметрах оптической системы возможна регистрация частиц с размерами 5 мкм и более (подробно схему регистрации методики и ее разрешение можно найти в [24]).

Регистрацию с использованием рентгенографической методики проводили в направлении, перпендикулярном направлению регистрации оптической методики (показано стрелками на рисунке 1). В этом направлении протяженность (l) шероховатой поверхности составляла 90 мм. Такая оптическая толщина (ql) пылевого потока позволяла обеспечить повышение точности определения его плотности и массы. В этом же направлении под свободной поверхностью образца устанавливали четыре пьезоэлектрических датчика и четыре оптических датчика методики гетеродин-интерферометра на расстоянии 75 и 77 мм от нее соответственно.

На рисунке 1 пунктиром обозначено место расположения на тыльной поверхности образца заряда взрывчатого вещества на основе октогена прямоугольной формы с размерами $100 \times 25 \times 20$ мм, который инициировали по наружной поверхности ударом фольги из меди толщиной 0,3 мм со скоростью $\sim 1,2$ км/с. Удлиненную часть заряда взрывчатого вещества располагали в направлении рентгенографирования. В исследуемых образцах из свинца и меди формировалась ударная волна тейлоровского вида с амплитудой давления на фронте ~ 45 и 50 ГПа и скоростью спада за фронтом ~ 65 и 31 ГПа/см, что соответствовало нахождению этих материалов на ударной адиабате ниже и выше их давления плавления на ударной волне, соответственно [16, 22, 25]. Свободная поверхность образцов граничила с вакуумированной средой при давлении $P \leq 10^3$ Па.

Эксперименты проводили на аппаратном комплексе «Пыление» [21]. В каждом опыте с использованием выше перечисленных методик определяли качественную картину и количественные характеристики процесса «пыления»: распределения частиц по размерам, плотности, массы и скорости потока частиц в направлении его движения.

На рисунках 2 и 3 приведены отдельные видеокадры, фотохронограммы, рентгенограммы, осциллограммы и спектрограммы, полученные в проведенных опытах. Результаты их обработки в виде распределений частиц по размерам, плотности и массы потока частиц в направлении их движения, $X(t)$ диаграмм движения свободной поверхности и фронта потока частиц приведены на рисунке 4 и в таблице.

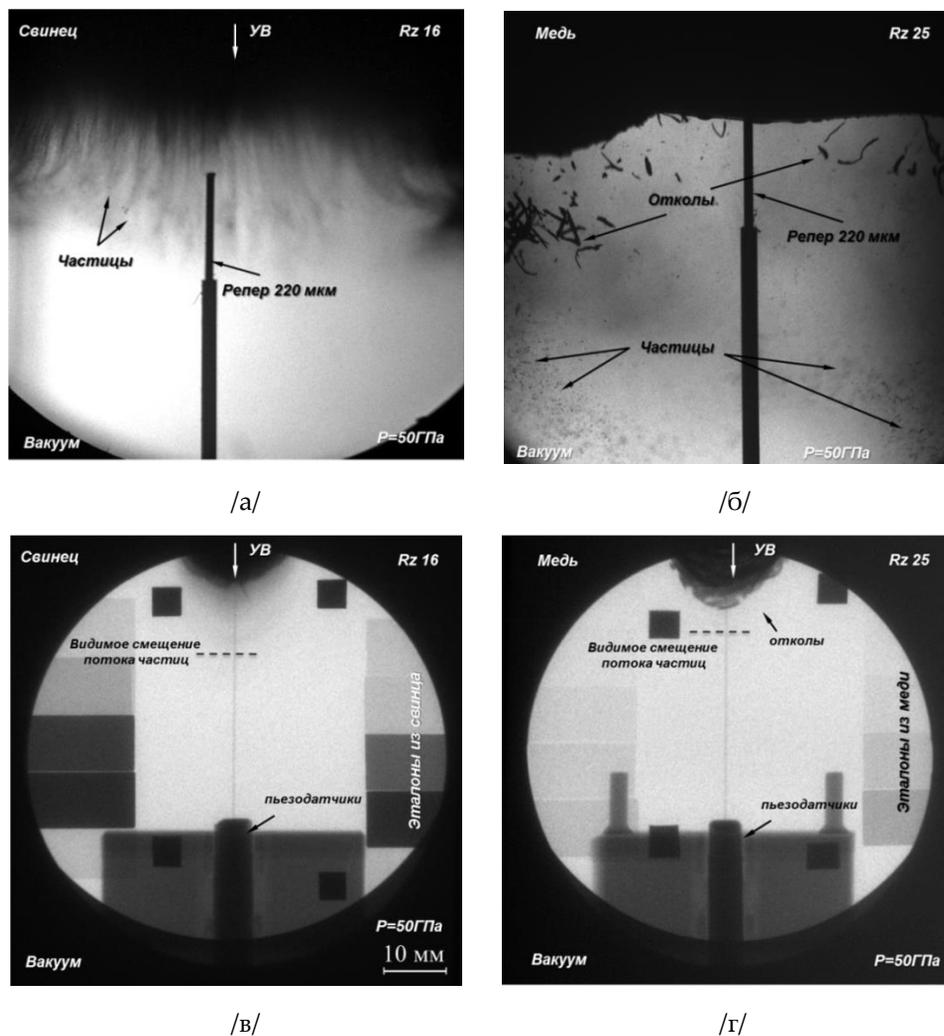
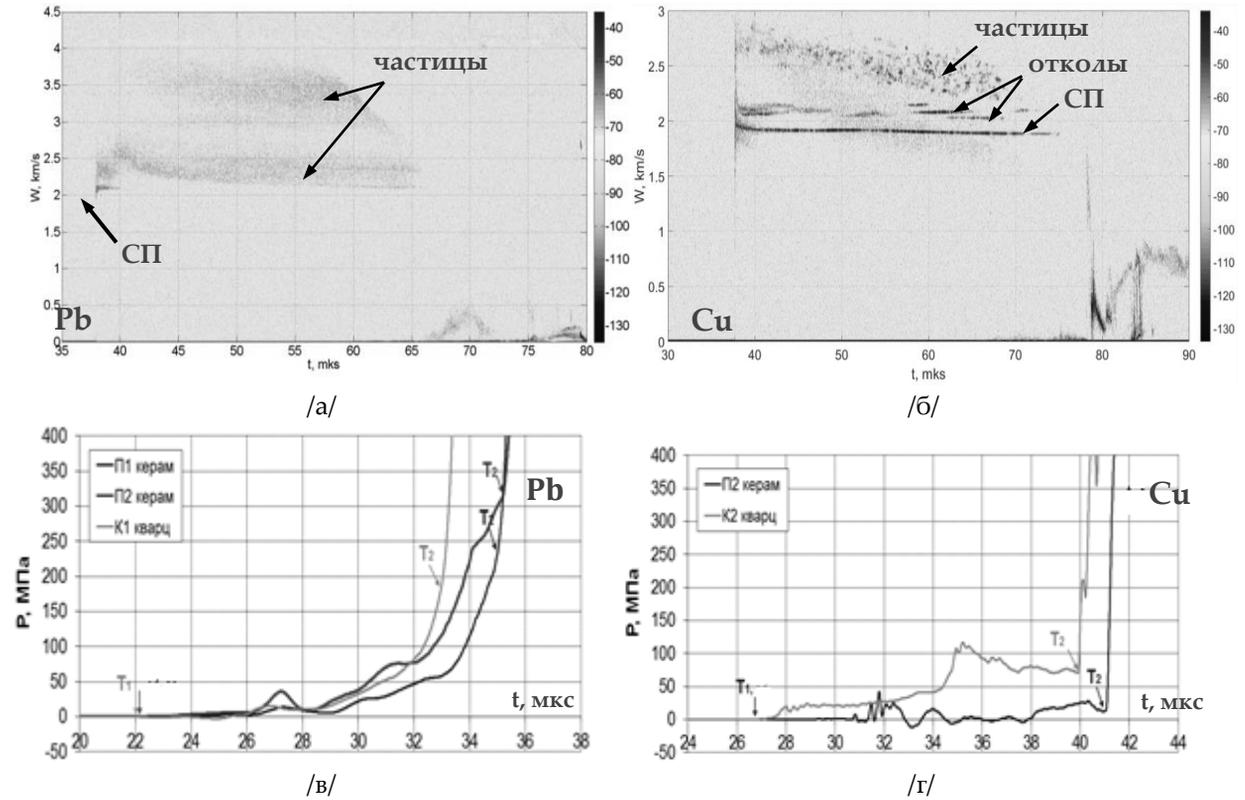


Рисунок 2. Фотохронограммы (а, б) и рентгенограммы (в, г) опытов образцов из свинца и меди

Видеокадры микросъемки обрабатывали по специальной математической программе, с помощью которой определяли площадь изображения S частиц, лежащих в фокусе оптической системы (т.е., частиц с гистограммой почернения, близкой к гистограмме репера) [20]. Диаметр частицы d определяли по площади ее изображения S и масштабировали на размер репера. По результатам метрологической экспертизы относительная погрешность измерения диаметра частицы по этой программе составляет 17%. Распределение частиц «пыли» по размерам $R(d)$

определяли по формуле $R = \frac{N - \sum_{i=1}^n n_i}{N}$, где N – общее количество рассматриваемых частиц в видеокадре, n_i – количество частиц в i -интервале диаметров с учетом количества в предыдущем интервале.



T_1, T_2 – моменты времени нагружения ПД фронтом потока частиц и СП образца, соответственно

Рисунок 3. Спектрограммы с PDV-датчиков (а, б) и осциллограммы с пьезодатчиков (в, г)

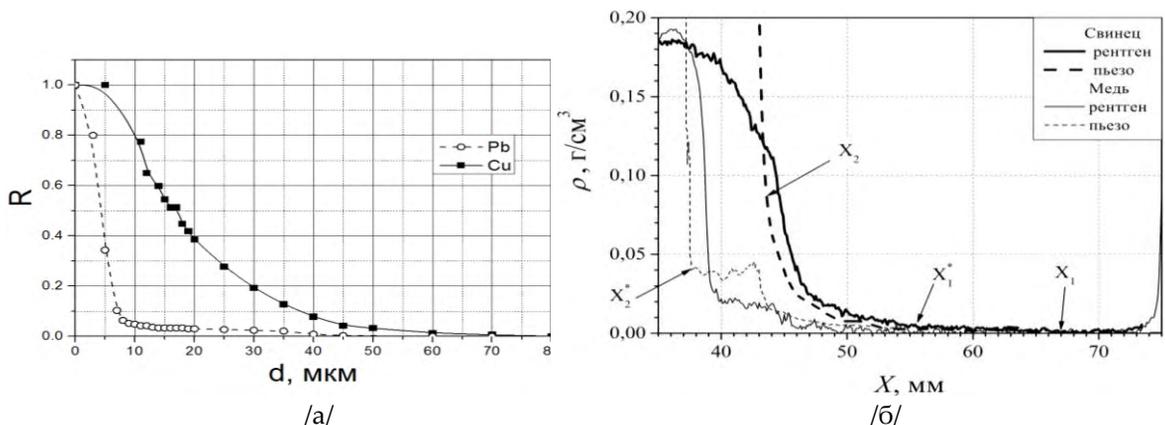
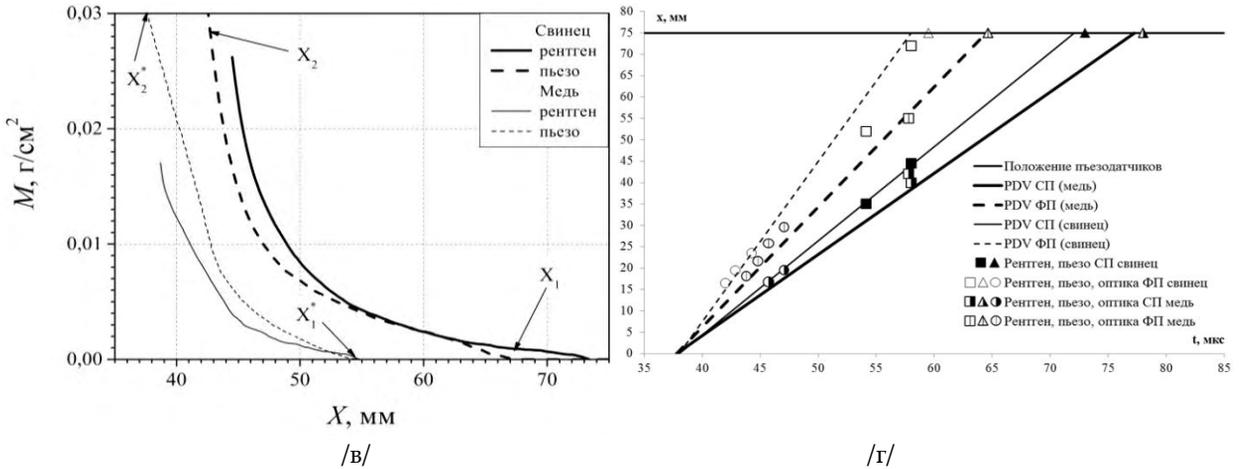


Рисунок 4а,б. Распределение частиц по размерам (а), плотности (б), массе (в) в потоке и x - t диаграммы движения СП и фронта потока частиц (г)



X_1, X_2 – координаты фронта потока частиц и СП образца, соответственно

Рисунок 4в,г. Распределение частиц по размерам (а), плотности (б), массе (в) в потоке и x - t диаграммы движения СП и фронта потока частиц (г)

Таблица. Результаты измерений и оценок основных характеристик процесса выброса частиц

Методика	Свинец						Медь				Удельная масса пыли, мг/см ²	
	Скорость СП, км/с		Скорость ФП, км/с		Удельная масса пыли, мг/см ²	Скорость СП, км/с		Скорость ФП, км/с				
№ опыта	1	2	1	2	1	2	3	4	3	4	3	4
Рентген	2,1	2,2	3,8	3,2	26,0	24,0	1,9	2,0	2,8	-	17,0	9,0
Оптика	-	-	4,0	2,8-3,0	-	-	-	2,0	3,2-3,4	3,2	-	-
Пьезо	2,2	2,2	3,5	3,4	22,6-30,1	11,9-33,8	1,9	1,9	2,7	3,3	14,1	10,5
PDV	2,2	-	4,0	3,4	-	-	1,8	-	-	-	-	-

Использование узкой полоски на свободной поверхности образцов и лазерно-оптической микроскопической методики регистрации позволило выявить принципиальное отличие в качественной картине (рисунок 2) пылевых потоков в случае ударно-волнового нагружения образцов из меди и свинца с амплитудами давлений ~ 50 и 45 ГПа соответственно, при которых медь не плавится, а свинец плавится на ударной волне [16, 22, 25]. В первом случае (медь) наблюдается выброс частиц (рисунок 2 б), которые образуются при распаде микроструй, формирующихся из микронеровностей свободной поверхности, при выходе на нее ударной волны. Затем формируется область откольного разрушения в виде тонких пластин, связанная с взаимодействием волн разрежения, идущей за падающей ударной волной и возникающей после

ее отражения от свободной поверхности. В зависимости от рельефа поверхности (выделенной полоски) откольные слои могут иметь вид «чешуек», наблюдаемых на рисунках 2 б, г и 3 б. Подобную качественную картину исследуемого процесса отчетливо наблюдали в [4] для свинца при давлении на фронте ударной волны 15 ГПа, при котором свинец находится в твердом состоянии (не плавится на ударной волне). Однако, в данном случае ($P \approx 45$ ГПа и свинец плавится на ударной волне) имеет место образование струйных потоков частиц из впадин микрорельефа свободной поверхности, которые со временем, из-за градиента скорости вдоль струи, распадаются на отдельные частицы (рисунок 2 а, в). На рисунке 4 а дополнительно приведен спектр размеров потока частиц из свинца при давлении 15 ГПа из [17], при котором свинец не плавится на ударной волне и волне разгрузки. Видно, что в этом случае спектр размеров частиц сдвинут вправо, то есть отчетливо видно влияние плавления материала в ударной волне на качественную картину и количественные характеристики спектра размеров частиц [4, 16]. Подобную качественную картину ударно-индуцированного пыления наблюдали в [3] для цилиндрических оболочек из меди и свинца при их нагружении ударной волной с амплитудой ~ 60 ГПа. В целом, можно отметить, что выбранный способ выполнения свободной поверхности с узкой полоской для оптических измерений вполне оправдан. Использование в дальнейшем оптической системы с увеличением $k \geq 10$ и лазера с пикосекундной длительностью импульса для подсветки потока позволит отчетливо регистрировать частицы с размерами на уровне 1-5 мкм, то есть продвинуться в более интересную область спектра их размеров.

Интересно отметить, что с помощью датчиков методики гетеродин-интерферометра удалось зарегистрировать поток частиц в опытах со свинцом (рисунок 3 а), а в опытах с медью - как частицы, так и отдельные откольные слои (рисунок 3 б), что согласуется с данными оптической и рентгенографической методик (рисунок 2). Этот экспериментальный результат подтверждает сделанный ранее на основе расчетов вывод о первичности и независимости ударно-индуцированного пыления от процесса откольного разрушения [5]. Из таблицы и рисунка 4 б следует, что скорости движения свободной поверхности и фронта потока частиц, определенные с использованием различных методик, близки. При этом скорости частиц из свинца и меди превышают скорости свободной поверхности в $\sim 1,6$ и $\sim 1,4$ раза соответственно. Как следует из рисунка 4 б, в распределения величин плотности и массы потока частиц из свинца в направлении их движения идут выше, чем для потока частиц из меди. При этом удельная на единицу поверхности масса частиц в потоке для образцов из свинца ($m \sim 20 - 30$ мг/см²) примерно в два раза больше аналогичной величины для меди ($m \sim 10 - 15$ мг/см²). Такое различие связано, по-видимому, с механизмом более развитого струйного течения со свободной поверхности расплавленного на ударной волне свинца (рисунок 2 а, б).

Из приведенных данных следует, что совместное использование методик, основанных на различных физических принципах, и выполнение свободной поверхности образца с узкой полоской позволило более надежно определить основные количественные характеристики процесса ударно-индуцированного пыления: скорости движения фронта потока частиц, распределения частиц по размерам (в области спектра ≥ 5 мкм), плотности и массы потока частиц в направлении его движения и отчетливо показать влияние фазового состояния (плавление) материала образца на качественную картину и количественные характеристики процесса, что особенно важно для построения его физически обоснованной модели.

Список литературы

- 1 J.M. Walsher, R.G. Shreffler and F.J. Willing, J. Appl. Phys. 24, 349 (1953).
- 2 J.R. Asay and L.M. Barker, J. Appl. Phys. 45, 2540 (1974).
- 3 В.А. Огородников, А.Г. Иванов, А.Л. Михайлов, Н.И. Крюков, А.П. Толочко, В.А. Голубев. Физика горения и взрыва. 34, 103 (1998).

- 4 В.А. Огородников, А.Л. Михайлов, В.В. Бурцев, С.А. Лобастов, С.В. Ерунов, А.В. Романов, А.В. Руднев, Е.В. Кулаков, Ю.Б. Базаров, В.В. Глушихин, И.А. Калашник, В.А. Цыганов, Б.И. Ткаченко, ЖЭТФ, 136, 6 (2009).
- 5 С.Б. Бахрах, И.Ю. Безрукова, А.Д. Ковалева, С.С. Косарин, О.В. Ольхов. ВАНТ. Мат. Моделирование физических процессов. Вып. 3, 14, (2005).
- 6 T. Resseguier, L. Signor, A. Dragon, M Boustie, G. Roy and F. Llorca, J. Appl. Phys. 101, 013506 (2007).
- 7 M.B. Zellner, M. Grover, J.E. Hammerberg, R.S. Hixson, A.J. Iverson, G.S. Macrum, K.B. Morley, A.W. Obst, R.T. Olson, J.R. Payton, P.A. Rigg, N. Routley, G.D. Stevens, W.D. Turley, L. Veaser and W.T. Buttler, J. Appl. Phys. 102, 013522 (2007).
- 8 Germann T.C., Hammerber J.E., and Dimonte G., 7th Biannual Int. Conf.: New models and hydrocodes for shock wave processes in condensed matter, Portugal, pp 18-23 May, (2008).
- 9 Н.В. Невмержицкий, А.Л. Михайлов, В.А. Раевский, В.С. Сасик, Ю.М. Макаров, Е.А. Сотсков, А.В. Руднев. Труды XIII международной конференции. Харитоновские научно-тематические чтения. Саров, с. 604 (2011).
- 10 А.Б. Георгиевская, В.А. Раевский. Труды XIII международной конференции. Харитоновские научно-тематические чтения. Саров, с. 597 (2011).
- 11 G. Dimonte, G. Terrones, F. Cherne, Phys. Rev. Letters 107, 264502 (2011).
- 12 Yongtao Chen, Haibo Hu, Tiegang Tang, Guowu Ren and Qingzhong Li, J. Appl. Phys. 111, 053509 (2012).
- 13 D.M. Or'о, J.E. Hammerberg, W.T. Buttler, F.G. Mariam, C. Morris, C.Rousculp and J.B. Stone, AIP Conf. Proc., 1426, 1351-4 (2012).
- 14 D.S. Sorenson, R.M. Malone, G.A. Capelle, P. Pazuchanics, R.P. Johnson, M.L. Kaufman, A. Tibbitts, T. Tunnell, D. Marks, M. Grover, B. Marshall, G.D. Stevens, W.D. Turley, B. LaLone, Proceedings NEDPC 20 (Livermore, California, US), LA-UR-14-23036, (2013).
- 15 М.В. Антипов, А.Б. Георгиевская, В.В. Игонин В.Н. Князев, А.И. Лебедев, М.О. Лебедева, К.Н. Панов, В.А. Раевский, В.Д. Садунов, А.А. Утенков, И.В. Юртов, Труды XV международной конференции Харитоновские научно-тематические чтения, 666, Саров (2013).
- 16 А.В. Федоров, А.Л. Михайлов, С.А. Финюшин, Д.В. Назаров, Е.А. Чудаков, Д.А. Калашников, Е.И. Бутусов, Труды XV международной конференции. Харитоновские научно-тематические чтения. Саров, с. 274 (2013).
- 17 Н.В. Невмержицкий, Е.А. Сотсков, Е.Д. Сеньковский, С.А. Абакумов, С.В. Фролов, О.А. Кривonos, А.В. Руднев, О.Н. Апрельков, А.Б. Георгиевская. Труды XV международной конференции. Харитоновские научно-тематические чтения. Саров, с. 655 (2013).
- 18 S.K. Monfared, D.M. Or'о, M. Grover, J.E. Hammerberg, V.M. LaLone, C.L. Pack, M.M. Schauer, G.D. Stevens, J.B. Stone, W.D. Turley and W.T. Buttler, J. Appl. Phys. 116, 063504 (2014).
- 19 S.K. Monfared, W.T. Buttler, D.K. Frayer, M. Grover, J.E. Hammerberg, V.M. LaLone, G.D. Stevens, J.B. Stone, W.D. Turley and M.M. Schauer J. Appl. Phys. 117, 223105 (2015).
- 20 А.Л. Михайлов, В.А. Огородников, В.С. Сасик, В.А. Раевский, А.И. Лебедев, Д.Е. Зотов, С.В. Ерунов, М.А. Сырунин, В.Д. Садунов, Н.В. Невмержицкий, С.А. Лобастов, В.В. Бурцев, А.В. Мишанов, Е.В. Кулаков, А.В. Сатарова, А.Б. Георгиевская, В.Н. Князев, О.А. Клещевников, М.В. Антипов, В.В. Глушихин, И.В. Юртов, А.А. Утенков, Е.Д. Сеньковский, С.А. Абакумов, Д.В. Пресняков, И.А. Калашник, К.Н. Панов, В.А. Аринин, Б.И. Ткаченко, В.Н. Филяев, А.В. Чапаев, А.В. Андраманов, М.О. Лебедева, В.В. Игонин, ЖЭТФ, 145, 5 (2014).
- 21 В.А. Огородников, А.Л. Михайлов, В.С. Сасик, С.В. Ерунов, М.А. Сырунин, А.В. Федоров, Н.В. Невмержицкий, Е.В. Кулаков, О.А. Клещевников, М.В. Антипов, И.В. Юртов, А.В. Руднев, А.В. Чапаев, А.С. Пупков, Е.Д. Сеньковский, Е.А. Сотсков, В.В. Глушихин, И.А. Калашник, С.А. Финюшин, Е.А. Чудаков, Д.А. Калашников, ЖЭТФ, 149, 6 (2016).

- 22 В.А. Огородников, А.Л. Михайлов, С.В. Ерунов, М.В. Антипов, А.В. Федоров, М.А. Сырунин, Е.В. Кулаков, О.А. Клещевников, И.В. Юртов, А.А. Утенков, С.А. Финюшин, Е.А. Чудаков, Д.А. Калашников, А.С. Пупков, А.В. Чапаев, А.В. Мишанов, В.В. Глушихин, А.В. Федосеев, Р.Р. Тагиров, С.А. Костюков, И.Ю. Тагирова, Е.В. Сапрыкина. ЖЭТФ, 152, 6 (2017).
- 23 W.T. Buttler, S.K. Lamoreaux, R.K. Schulze, J.D. Schwarzkopf, J.C. Cooley, M. Grover, J.E. Hammerberg, V.M. La Lone, A. Llobet, R. Manzanares, J.I. Martinez, D.W. Schmidt, D.G. Sheppard, G.D. Stevens, W.D. Turley, L.R. Veaser. J. dynamic behavior mater (2017).
- 24 Н.В. Невмержицкий, В.А. Раевский, Е.А. Сотсков, Е.Д. Сеньковский, Н.Б. Давыдов, Е.В. Бодров, С.В. Фролов, К.В. Анисифоров, А.Б. Георгиевская, Е.В. Левкина, О.Л. Кривонос, А.С. Кучкарева, А.Р. Гавриш, Б.И. Ткаченко. Физика горения и взрыва. 54, 5 (2018).
- 25 В.П. Копышев, А.Б. Медведев. Термодинамическая модель сжимаемого ковалюма. Препринт, РФЯЦ-ВНИИЭФ. Саров, (1995).

ПЕРСПЕКТИВЫ РЕНТГЕНОГРАФИРОВАНИЯ УДАРНО-ВОЛНОВОГО ПЫЛЕНИЯ С ПОВЕРХНОСТИ МЕТАЛЛОВ

В.Н. Смирнов, В.Е. Черемазов, М.Ю. Столбиков, А.Н. Власов, В.А. Пашенцев

РФЯЦ-ВНИИТФ, Снежинск, Россия

Введение

Для диагностики пыления применяются методы регистрации, основанные на различных физических принципах такие, как: фотохронография, ПЭМ, ЛГМ, голография и др. Стоит отметить их высокую чувствительность пылевым потокам в ходе исследуемого процесса. В тоже время, высокая чувствительность методик требует большого объема статистики экспериментальных данных, поскольку незначительные отклонения неконтролируемых начальных данных эксперимента (структура металла, особенности обработки и т.п.) способны породить регистрируемые артефакты, которые могут быть ошибочно интерпретированы.

В исследованиях пыления рентгенография в силу своей наглядности и простоты интерпретации полученных результатов играет важную роль. И в тоже время рентгенография является наиболее «грубым» инструментом для диагностики пыления. Пределы разрешающей способности рентгенографии пыления определяются геометрией экспериментальной модели (плоские и цилиндрические), энергией диагностирующего «мягкого» излучения, постановкой эксперимента (материал и толщина защитных экранов) и динамическим диапазоном системы регистрации. Перед экспериментаторами стоит задача – зарегистрировать исключительно «тонкий» процесс пыления «самым грубым» инструментом. Из этого вытекает цель работы: поиск путей увеличения разрешающей способности рентгенографии пыления в ВЗК.

Особенности рентгеновской диагностики пыления

На рисунке 1а представлено изменение спектра диагностирующего излучения с энергией квантов $E_{\gamma} \leq 0,5$ МэВ при прохождении через имитатора клина из тантала толщиной 20-280 мкм.

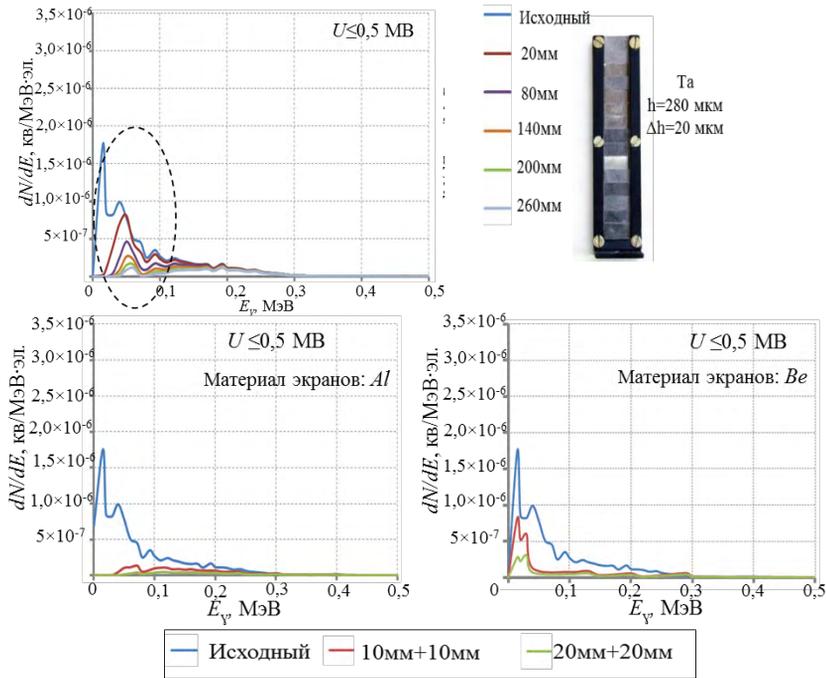


Рисунок 1. Изменение спектра излучения с энергией $E_{\gamma} \leq 0,5$ МэВ в имитаторе пыли (а), защитных экранах из Al и Be (б)

Как видно из графиков, при регистрации пыления в формировании изображения пыления основной вклад дают кванты с энергией $E_{\gamma} \leq 0,2$ МэВ, поскольку именно эта часть спектра подвержена поглощению/рассеянию в низкоплотном пылевом облаке. На рисунке 1б представлено изменение спектра диагностирующего излучения с энергией квантов $E_{\gamma} \leq 0,5$ МэВ при прохождении защитных экранов толщиной 10 мм+10 мм и 20 мм+20 мм из алюминия и бериллия. При увеличении толщины защиты до 20 мм+20 мм алюминия происходит интенсивное поглощение/рассеяние потока квантов в «мягкой» области (до 0,2 МэВ) спектра излучения, что приводит к снижению чувствительности рентгеновской диагностики пыления. С экранами из бериллия эффект поглощения (или рассеяния) «мягких» квантов существенно ниже.

Влияние толщины защитных экранов из Al на снижение чувствительности рентгенодиагностики пыли экспериментально подтверждено в опытах с образцами из Pb толщиной 4 мм с шероховатостью поверхности Rz 10-Rz 100. Схема эксперимента приведена на рисунке 2а, результаты – на рисунке 2б. Давление УВ, выходящей на свободную поверхность образцов, составляло ~ 31 ГПа.

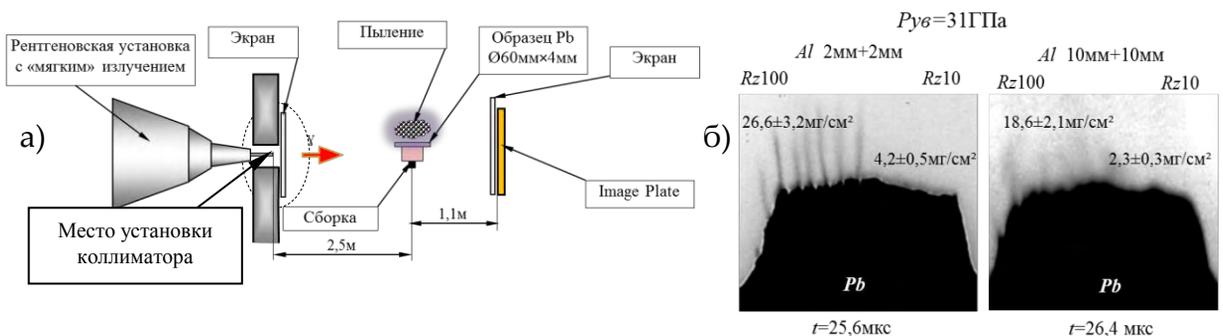


Рисунок 2. Схема постановки регистрации пыления (а), рентгенограммы эксперимента с использованием экранов из Al (б)

В ходе экспериментов выявлено, что увеличение толщины защитных экранов (с 4 мм до 20 мм Al) снижает чувствительность рентгеновского метода диагностики пыли более, чем на 30% (при шероховатости поверхности Rz 100 – 30%, при шероховатости поверхности Rz 10 – 45%) (рисунок 2б).

Рассмотрим, как влияет на чувствительность рентгенографирования пыления увеличение энергии диагностирующего излучения с 0,5 МэВ до 3,8 МэВ. На рисунке 3 представлено изменение спектра диагностирующего излучения с энергией квантов $E_\gamma \leq 3,8$ МэВ при прохождении через имитатора клина из тантала толщиной 20-280 мкм (рисунок 3а) и 100мкм, 300мкм, 1000мкм (рисунок 3б). Как видно из графиков, при регистрации пыления, эквивалентное 20мкм Та, в формировании изображения пылевого облака основной вклад дают кванты с энергией $E_\gamma \leq 0,3$ МэВ. При диагностике ступени 20мкм-100мкм спектр изменяется незначительно, поэтому практически различить границы ступеней будет затруднительно из-за влияния рассеянного излучения. При прохождении ступеней 300-1000мкм спектр излучения с энергией $E_\gamma \leq 3,8$ МэВ претерпевает значительные изменения. Из этого следует, что энергию излучения $E_\gamma \leq 3,8$ МэВ целесообразно использовать для регистрации наиболее плотных слоев пылевых потоков и диспергированной части выброшенного материала.

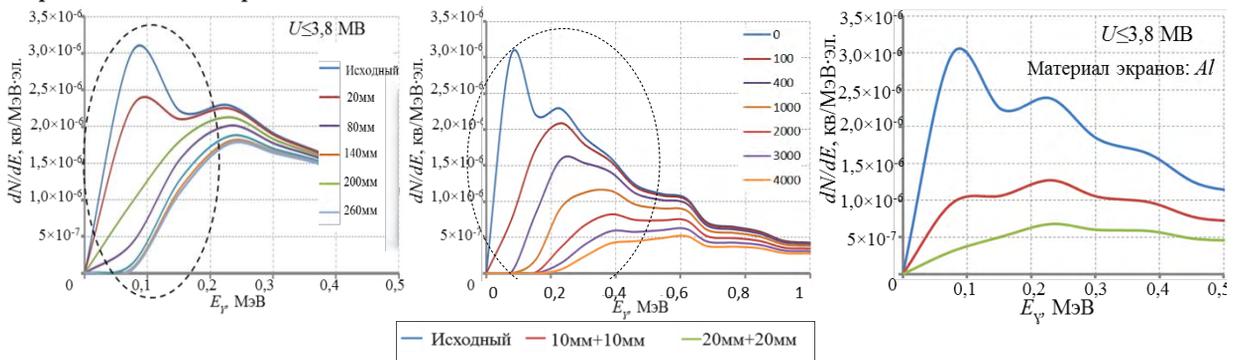


Рисунок 3. Изменение спектра излучения с энергией $E_\gamma \leq 3,8$ МэВ в имитаторе пыли (а), защитных экранах из Al и Be (б), зависимость ослабления излучения в экспериментах с использованием защитных экранов из Al и энергии излучения $E_\gamma \leq 0,5$ МэВ (в), $E_\gamma \leq 3,8$ МэВ (г)

На рисунке 3в представлено изменение спектра диагностирующего излучения с энергией квантов $E_\gamma \leq 3,8$ МэВ при прохождении защитных экранов толщиной 10 мм+10 мм и 20 мм+20 мм из алюминия. При увеличении толщины защиты до 20 мм+20 мм алюминия происходит интенсивное поглощение/рассеяние потока квантов в «мягкой» области (до 0,2 МэВ) спектра излучения, что приводит к снижению чувствительности рентгеновской диагностики пыления.

Пути увеличения информативности рентгеновской диагностики пыления

Использование образца удлиненной геометрии. На рисунке 4 представлена схема регистрации пыления в ВЗК с использованием удлиненных образцов при линейном иницировании [4].

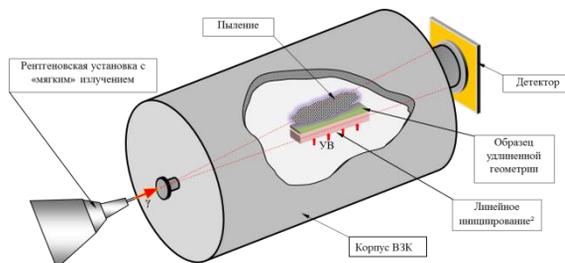


Рисунок 4. Схема опыта по регистрации пыления в ВЗК с использованием удлиненных геометрии

Увеличение ρh пылевого облака способствует росту рентгеновской заметности пыления. Но данная постановка ограничивает геометрию образцов и вид нагружающих устройств для опытов. Удлинение образца не применимо, например, к опытам с цилиндрическими моделями, а также при нагружении ударником ЛПП.

Переход от традиционной на внутрикорпусную схему опыта. Расчетно-экспериментальные исследования выявили следующее: при использовании традиционной схемы эксперимента по регистрации пыления в ВЗК, где источник излучения и детектор расположены снаружи взрывозащитного контура (рисунок 4), рентгеновская визуализация пыления значительно затрудняется, независимо от энергии диагностирующего излучения и улучшить ее возможно только утонением защитных экранов.

На рисунке 5а представлена схема экспериментов по регистрации пыления, в которой отсутствует влияние защитных экранов на чувствительность рентгеновского метода.

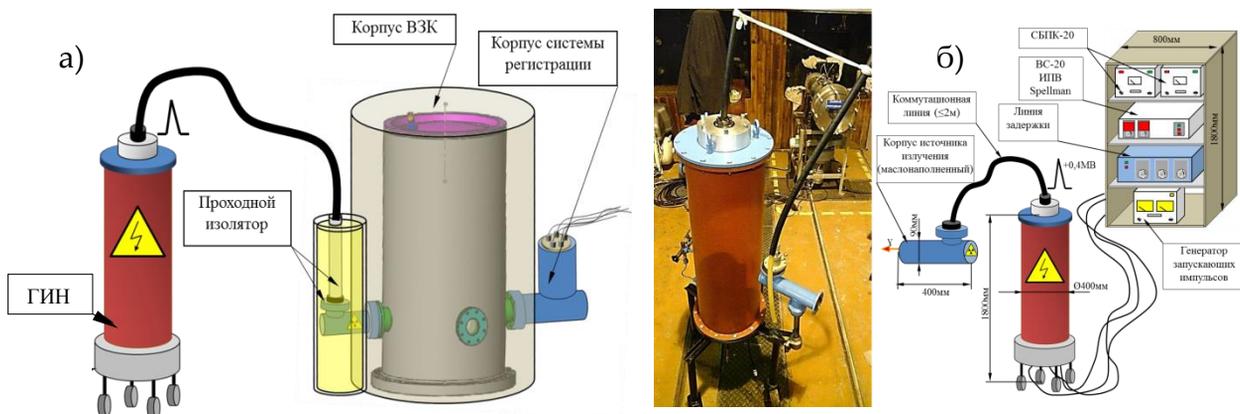


Рисунок 5. Схема регистрации пыления в ВЗК с внутрикорпусным расположением ИИ и детектора (а), вид малогабаритной рентгеновской установки с выносным источником излучения (б)

Подобная схема регистрации может быть реализована с использованием импульсной рентгеновской установки с выносным (встраиваемым в корпус ВЗК) источником излучения, генератора импульсных напряжений (ГИН) и встроенного детектора рентгеновских изображений.

Мобильная малогабаритная рентгеновская установка $E_e \leq 0,4$ МэВ

На рисунке 5б представлен вид малогабаритной рентгеновской установки РУМ «ВИРУС» (Высоковольтная Импульсная Рентгеновская Установка) с выносным источником излучения, разработанной в РФЯЦ-ВНИИТФ.

В качестве источника импульсного питания использован газонаполненный (CO_2) 15-ти каскадный генератор импульсных напряжений «этажерочного» типа по схеме Аркадьева-Маркса с максимальным выходным напряжением 0,45 МэВ (при зарядном напряжении 30кВ) (рисунок 6а). На рисунке 6б представлены осциллограммы тока и напряжения ГИН при зарядном напряжении 23 кВ и внутрикорпусном давлении CO_2 2 атм. Выходное напряжение составило 0,345МВ, ток – 3,6кА. В качестве рентгеновского источника использовалась трубка ИА3-250 (рисунок 6в)

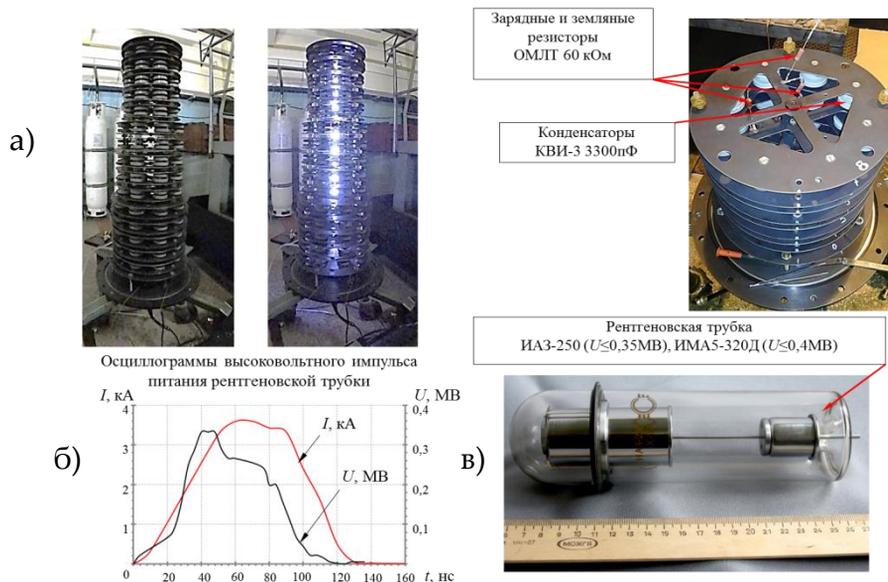


Рисунок 6. ГИН рентгеновой установки (а), осциллограммы напряжения и тока ГИН (б), рентгеновая трубка ИА3-250 (в)

Экспериментальная проверка схемы регистрации пыления с использованием энергии диагностирующего излучения $E_\gamma \leq 0,4 \text{ МэВ}$

Для обоснования возможности рентгенографирования пыления с использованием малогабаритной рентгеновой установки в соответствии со схемой внутрикорпусного размещения источника излучения и детектора проведены эксперименты по регистрации имитаторов пыления из стали (100-1500 мкм), меди (100-1500 мкм), тантала (20-280 мкм). На рисунке 7а представлена схема эксперимента. В качестве детектора рентгеновских изображений использовались экраны Image Plate (фотолюминесцентные экраны с запоминанием ФЭЗ).

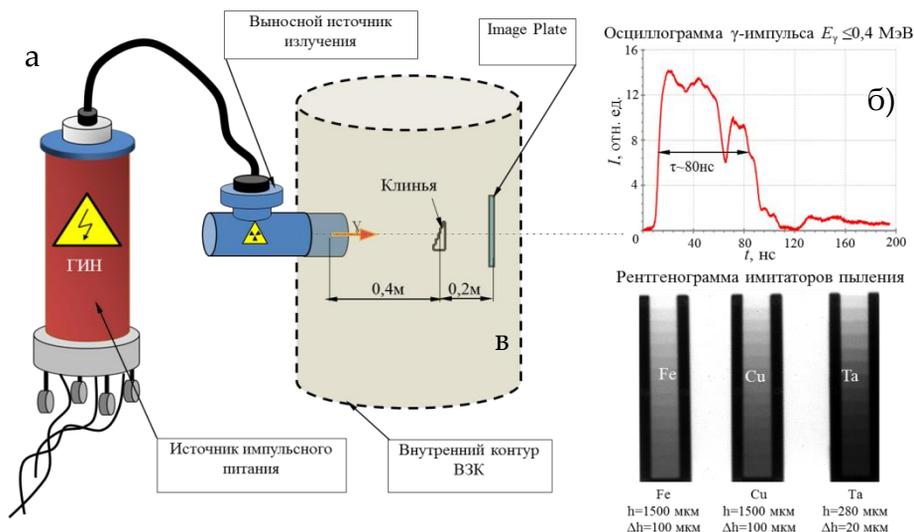


Рисунок 7. Схема регистрации имитатора клина в постановке с ВЗК (а), осциллограмма рентгеновского импульса (б), рентгеновое изображение имитаторов пыли (в)

На рисунке 7б представлена осциллограмма рентгеновского импульса (датчик ССДИ), длительность γ -импульса $\leq 80 \text{ нс}$. На рисунке 7в представлена рентгенограмма имитаторов пыления, зарегистрированная с использованием энергии излучения $E_\gamma \leq 0,4 \text{ МэВ}$.

Предполагаемый вид детектора визуализации рентгеновских изображений

Для визуализации пыления в качестве детектора рентгеновских изображений предполагается использование системы на основе сцинтилляционного конвертора, блока оптического переноса изображения в видимом спектре и камеры с ПЗС- или КМОП – матрицей [3]. Один из вариантов предполагаемых схем системы регистрации представлен на рисунке 8а.

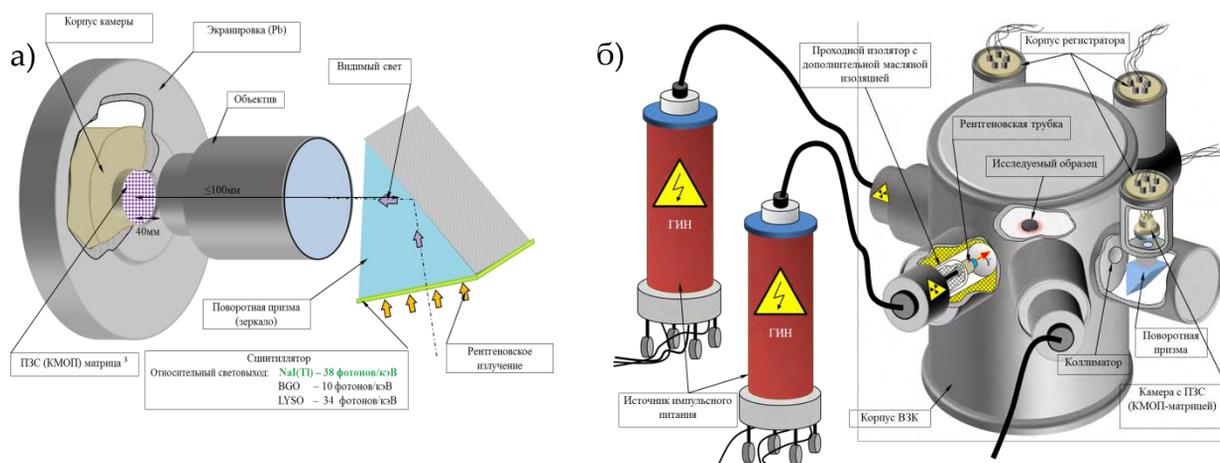


Рисунок 8. Схема детектора для регистрации пыления в ВЗК (а),
схема регистрации пыления с использованием РВЗК-М (б)

Сцинтиллятор для регистрации пыления предлагается изготавливать из NaI(Tl), который обладает высоким световыходом – 38 фотон/кэВ и, в сравнении с современными сцинтилляторами для рентгенографии BGO, LSO, LYSO, относительно низкой стоимостью. В качестве высокоскоростной камеры для регистрации изображений пыли предлагается использование камеры с КМОП-матрицей [3]. Основным преимуществом КМОП-камеры является ее относительная дешевизна и небольшие габариты (~60 мм×60 мм×35 мм), что важно для построения компактной системы, размещенной внутри взрывозащитного контура.

Модели ВЗК для опытов по регистрации пыления

Для высокочувствительной рентгеновской диагностики пыления предлагается постановка опытов с РВЗК-М (Рентгеновская Взрывозащитная Камера-Малогабаритная). Использование встроенных в корпус ВЗК источников излучения и детекторов изображений позволит осуществить многоракурсное рентгенографирование пыления с поверхности плоских образцов. Схема эксперимента представлена на рисунке 8б.

Заключение

Смонтирован и опробован опытный образец мобильной рентгеновской установки с выносным источником излучения с $E_{\gamma} \leq 0,4$ МэВ. Предложена и экспериментально проверена схема регистрации пыления с использованием источника излучения $E_{\gamma} \leq 0,4$ МэВ в корпусе ВЗК. Преимуществами постановки экспериментов в РВЗК-М является: сохранение чувствительности рентгенодиагностики пыления за счет отсутствия потерь на стенках камеры; сокращение времени подготовки экспериментов; минимизация влияния климатических условий помещения на состояние рентгеновского оборудования. Недостатки опытов с РВЗК-М следующие: разовое использование источника излучения и детектора; камера пригодна исключительно для опытов по регистрации низкоплотных явлений, поскольку рентгеновская трубка обладает низкой просвечивающей способностью (≤ 20 мм Fe на 0,5 м от ИИ).

Список литературы

1. Смирнов В.Н., Столбиков М.Ю. и др. «Особенности постановки рентгеновских опытов по пылению», Харитоновские чтения 2017, г. Саров.
2. Огородников В.А., Сырунин М.А. и др. «Взрывозащитные камеры для исследования гидродинамических процессов и взрывных технологий», ПТЭ, №2, 2015.
3. Грачев Е.Ю., Серебряков А.Е. и др. «Система визуализации микрофокусных рентгеновских изображений с автоматической регулировкой фокуса и увеличения», ПТЭ, №2, 2018.
4. Панов К.Н., Огородников В.А. и др. «Результаты исследований пыления и фрагментации свинца, нагруженного нестационарными УВ амплитудами $P \sim 32 \div 43$ ГПа», Доклад на Харитоновские Чтения, Саров, 2017.

PROSPECTS OF X-RAY IMAGING OF SHOCK-WAVE EJECTA FROM THE SURFACE OF METALS

V.N. Smirnov, V.E. Cheremazov, M.Yu. Stolbikov, A.N. Vlasov, V.A. Pashentsev

FSUE «RFNC – VNIITF named after Academ. E. I. Zababakhin», Snezhinsk, Russia

Introduction

Registration methods such as streak photography, TEM, LGM, holography etc., are based on various physical principles, and used to perform ejecta diagnostics. High sensitivity of these methods to the jets, ejected in the course of the studied process, should be noticed. At the same time high sensitivity of these techniques requires greater number of tests because small variation in uncontrolled initial experimental data (metal structure, processing features etc.) can cause artifacts, which can be misinterpreted.

X-ray imaging plays important role in ejecta studies due to the clear picture it provides and the simplicity of the results interpretation. However, at the same time X-ray imaging is the the most rough tool for ejection diagnostics. X-ray imaging resolution is limited by the geometry of the experimental model (planar, cylindrical), the energy of the screening “soft” radiation, experimental setup (material and thickness of the shielding plates) and dynamic range of the recording system. The experimenters face the challenge to register extremely “thin” process of ejection with “the roughest” tool. This forms the goal of the work: the increase of ejection X-ray imaging resolution.

Features of ejection X-ray diagnostics

In figure 1a one can see spectrum change of the screening radiation with quanta energy $E_\gamma \leq 0.5$ MeV at the passing through tantalum dummy wedge 20-280 μm thick. T

he diagrams show that in the process of ejection imaging the key role is played by quanta with the energy $E_\gamma \leq 0.2$ MeV, since this part of spectrum is susceptible to absorption/scattering in low density ejecta cloud. In figure 1b one can see spectrum change of the diagnostics radiation with quanta energy $E_\gamma \leq 0.5$ MeV at the passing through Al and Be shielding plates 10+10 mm and 20+20 mm thick. When Al shielding plate thickness increases up to 20+20 mm, intensive absorption/scattering of the quanta flow takes place in “soft” spectral region (up to 0.2 MeV), which causes the decrease in X-ray ejection imaging sensitivity. With the Be shielding plate the absorption (or scattering) of “soft” quanta is significantly smaller.

The impact of Al shielding plates thickness on the sensitivity of X-ray imaging of ejection is demonstrated in the experiments with 4-mm-thick Pb samples with the surface roughness $R_z 10 - R_z 100$. The experimental setup is given in figure 2a, the results - in figure 2b. The pressure of the SW, when it reached the free surface of samples, was ~ 31 GPa.

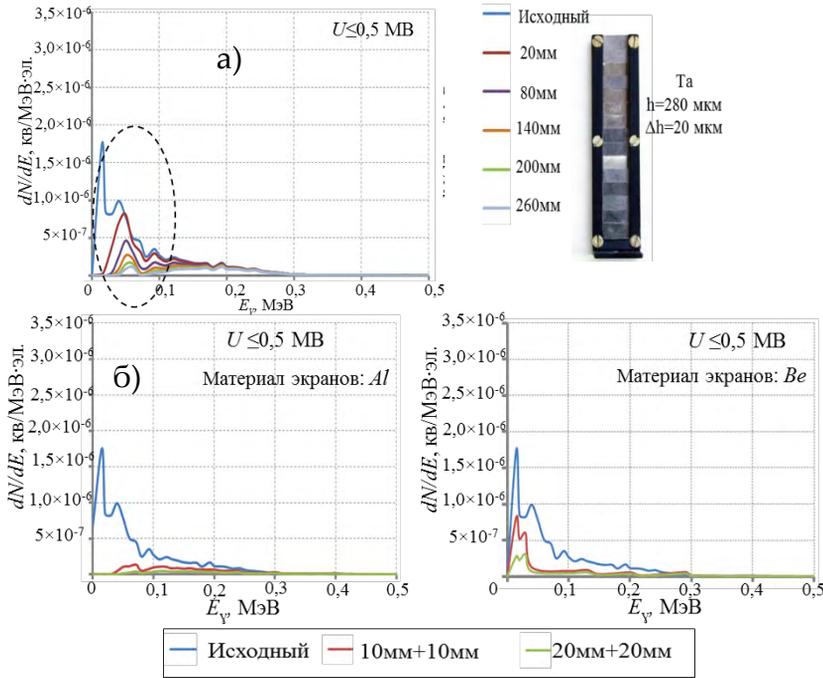


Figure 1. $E_\gamma \leq 0.5$ MeV irradiation spectrum change in dummy ejecta cloud (a), in Al and Be shielding plates (b)

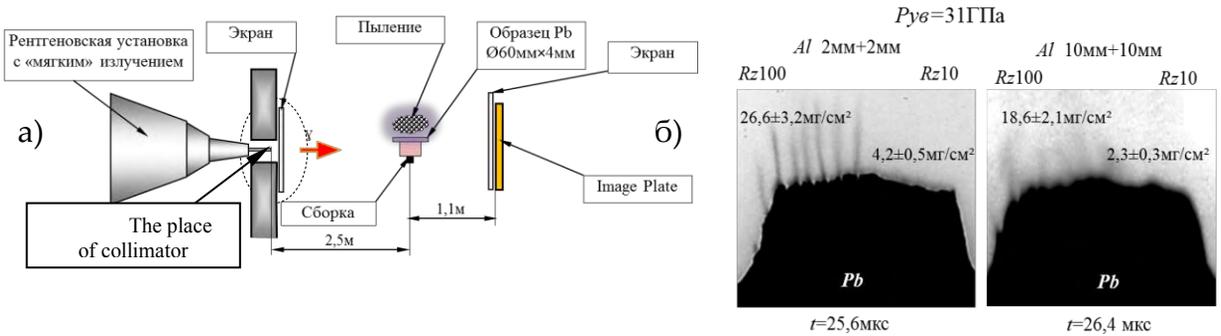


Figure2. The scheme of ejection registration setup X-ray images in the experiments with Al shielding plates (b)

In the course of the experiments it was found out, that the increase in the shielding plates thickness (from 4 to 20 mm Al) causes sensitivity reduction of X-ray imaging by more than 30% (at the surface roughness Rz 100 - 30%, at the surface roughness Rz 10 - 45%) (figure 2b).

Consider the impact of radiation energy increase from 0.5 MeV to 3.8 MeV on the sensitivity of ejection X-ray imaging. In figure 3 one can see spectrum change of the diagnostics radiation with quanta energy $E_\gamma \leq 3.8$ MeV at the passing through the tantalum dummy wedge 20-280 μm thick (figure 3a) and 100 μm , 300 μm , 1000 μm (figure 3b). The diagrams show that in the process of image generation of ejection equal to 20 μm of Ta the key role is played by quanta with the energy $E_\gamma \leq 0.3$ MeV. The spectrum changes insignificantly in the course of 20-100 μm diagnostics. It will be difficult to determine the step boundaries due to the influence of the scattered radiation. With the variation in the range from 300 to 1000 μm radiation spectrum ($E_\gamma \leq 3.8$ MeV) undergoes significant changes. Therefore, radiation energy $E_\gamma \leq 3.8$ MeV is the most suitable for registration of the densest ejecta flows and dispersed part of the ejected material.

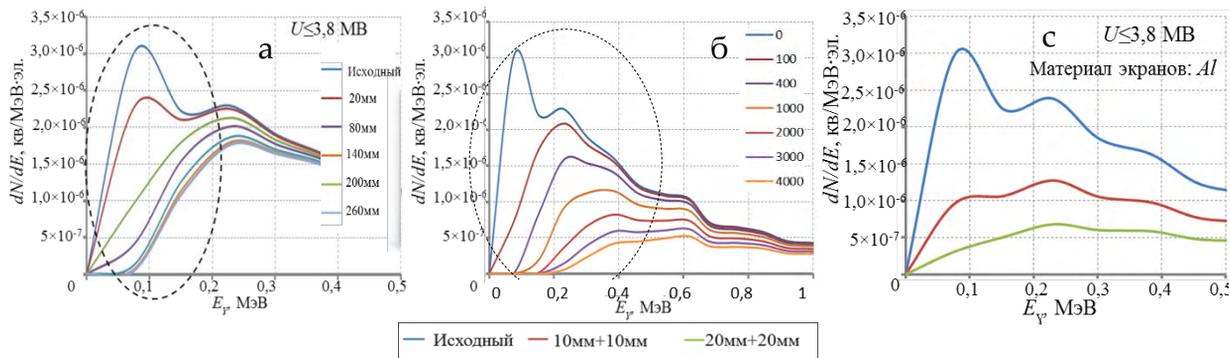


Figure 3. $E_{\gamma} \leq 3.8$ MeV irradiation spectrum change in dummy ejecta cloud (a), in Al and Be shielding plates (b), irradiation attenuation in the experiments with Al shielding plates VS irradiation energy $E_{\gamma} \leq 0.5$ MeV (c), $E_{\gamma} \leq 3.8$ MeV (d)

In figure 3c one can see spectrum change of the diagnostics radiation with quanta energy $E_{\gamma} \leq 3.8$ MeV at the passing through Al shielding plates 10+10 mm and 20+20 mm thick. When Al shielding plate thickness increases up to 20+20 mm, intensive absorption/scattering of the quanta flow takes place in “soft” spectral region (up to 0.2 MeV), which causes the decrease in sensitivity of ejection X-ray imaging.

Improvement of X-ray diagnostics of ejection to get extra information

Longer sample. In figure 4 one can see the scheme of ejection registration with the use of longer samples at linear initiation [4].

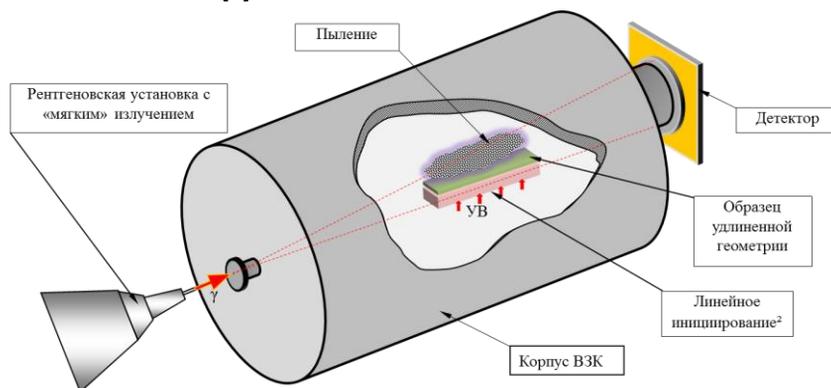


Figure 4. The scheme of ejection registration with the use of longer samples

The growth ρh of the ejecta cloud provides better X-ray detectability of the ejection. But such a setup imposes constraints on the sample geometry and type of the loading devices. Longer sample can not be used in case of tests with cylindrical models, as well as in case with LGG impactor loading.

Incase experimental setup Computational-experimental studies have shown the following: conventional technique of ejection registration provides that the irradiation source and detector are mounted outside the explosionproof chamber (figure 4), consequently X-ray imaging of ejection becomes significantly more difficult independently of the screening irradiation and can be improved only by shielding plates thinning.

Figure 5a shows ejection registration setup with no influence of shielding plates on the sensitivity of X-ray method.

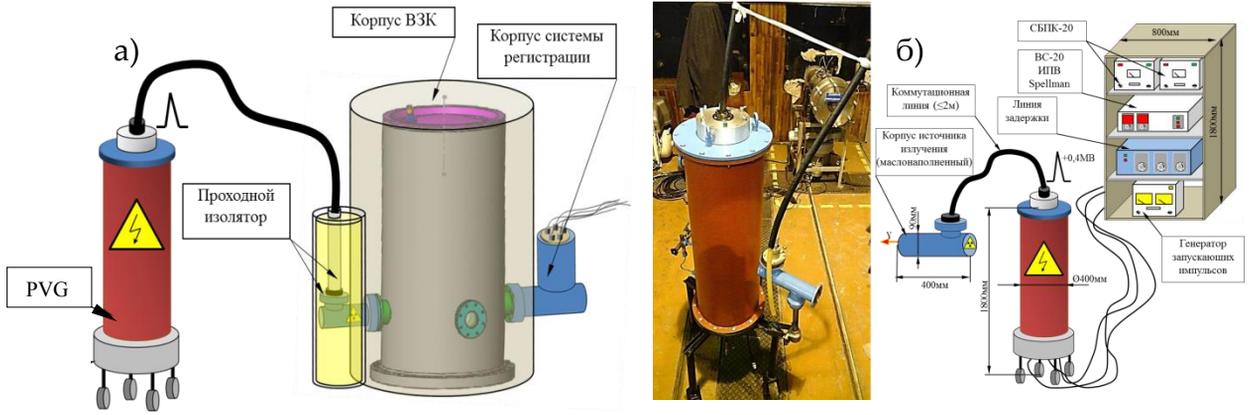


Figure 5. The scheme of ejection registration in explosionproof chamber (EPC) with the incase mounting of radiation source (RS) and detector (a), small-size X-ray apparatus with the external radiation source (RS)(b)

The registration scheme can incorporate pulse X-ray apparatus with the external (integrated into explosionproof chamber) radiation source, pulse voltage generator (PVG) and built-in detector of X-ray images.

Small-size X-ray apparatus $E_e \leq 0.4$ MeV

Figure 5b shows small-size X-ray facility “VIRUS” (High-voltage pulse X-ray apparatus) with the external radiation source. This apparatus was designed in RFNC-VNIITF.

Pulse current supply is provided by gas-filled (CO_2) 15 cascade pulse current Marx generator with the maximum output voltage 0.45 MeV (at charge voltage is 30 kV) (figure 6a).

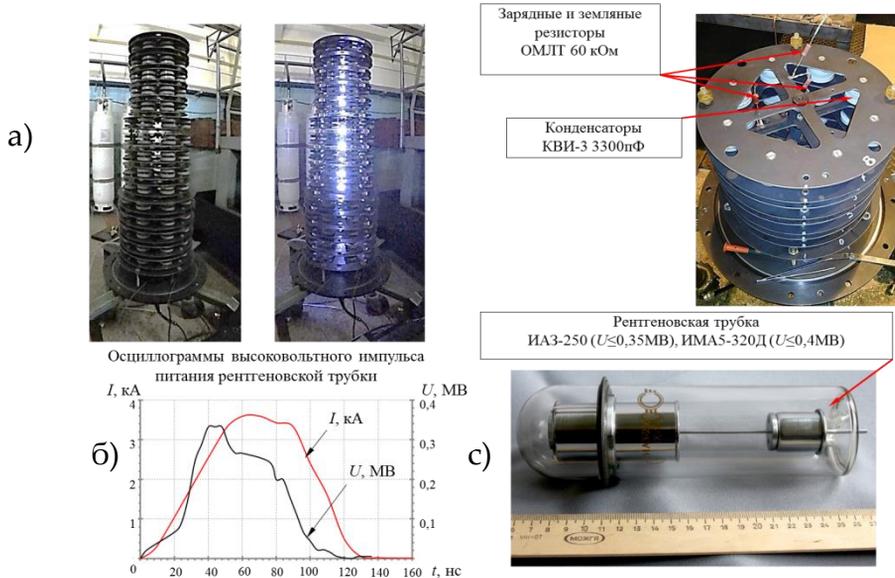


Figure 6. X-ray apparatus PVG (a), PVG voltage and current traces (b), X-ray tube IAZ-250 (c)

Figure 6b shows PVG current and voltage traces when charge voltage is 23 kV and CO_2 pressure inside the chamber is 2 atm. Output voltage was 0.345 MV, current 3.6 kA. IAZ-250 tube was used as a source of X-ray radiation (figure 6c)

Experimental validation of ejection registration scheme with the use of screening radiation energy, $E_\gamma \leq 0.4$ MeV

The experiments with registration of dummy ejection of steel (100-1500 μm), copper (100-1500 μm), tantalum (20-280 μm) were carried out to validate X-ray imaging by means of small-size X-ray apparatus

according to the scheme of the internal mounting of radiation source and detector. Figure 7a shows experimental scheme. Image Plates (photoluminescent plates with “memory”) were used as a detector to make X-ray images. Figure 7b presents X-ray pulse trace, γ -pulse time ≤ 80 ns. Figure 7c shows X-ray image of ejection dummies, when screening radiation energy, E_γ , was ≤ 0.4 MeV

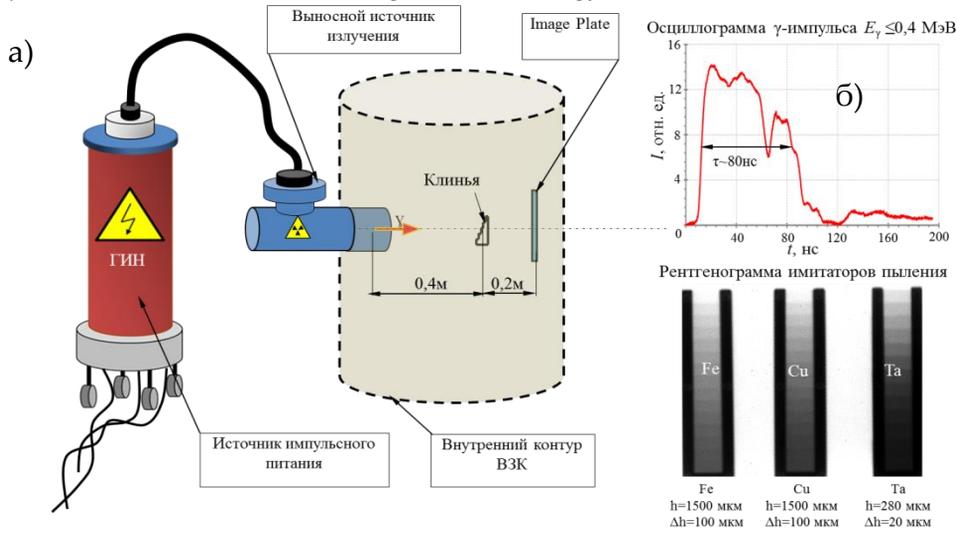


Figure 7. Dummy wedge registration scheme in the experimental setup with EPC (a), X-ray pulse image (b), X-ray image of model ejecta (c)

Proposed exterior of the X-ray imaging detector

The scintillation-converter-based system with image optical transport unit, and CCD or CMOS camera [3]. Figure 8a shows one of the variants of the advanced imaging system.

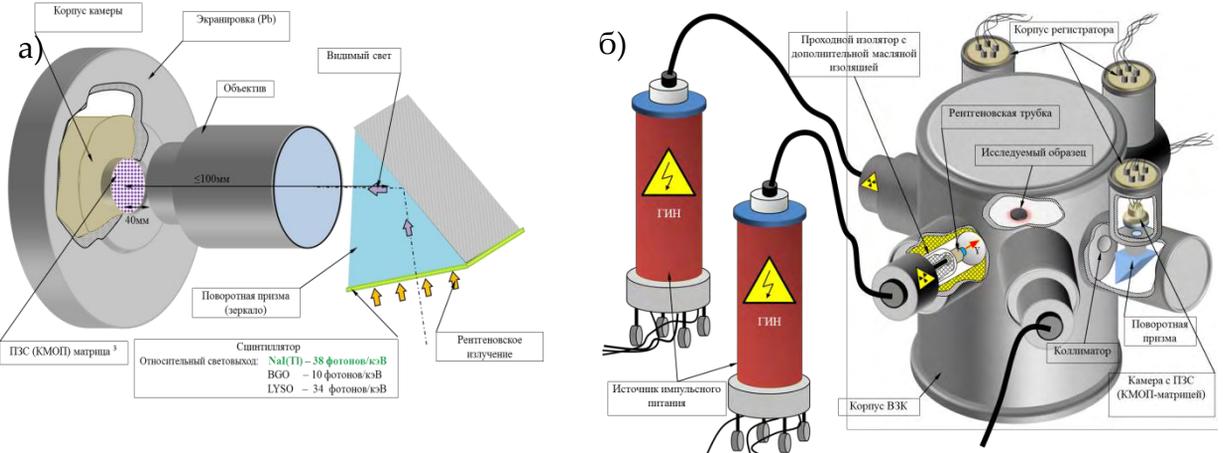


Figure 8. Detector scheme for ejection imaging inside the EPC (a), ejection imaging with the use of RVZK-M (b)

Ejection registration scintillator can be made of NaI(Tl), which has high specific light yield, 38 photons/keV, and is relatively cheap as compared to modern X-ray scintillators BGO, LSO, LYSO. CMOS camera can be used as a high-speed camera to make ejecta images [3]. The basic advantages of CMOS-camera are relatively low price, and small size (~ 60 mm \times 60 mm \times 35 mm), which is of importance in case of creating small-size system to mount inside the explosionproof chamber.

EPC models for the ejecta imaging tests

RVZK-M (small-size X-ray explosionproof chamber) can be used to conduct high-sensitivity ejection diagnostics experiments. The use of radiation sources and detectors integrated into the EPC casing will

allow us to make multiangle X-ray imaging of ejection from the surface of planar samples. Figure 8b shows the experimental setup.

Conclusion

The prototype of the small-size X-ray imaging apparatus with the external radiation source with the energy $E_\gamma \leq 0.4$ MeV has been assembled and tested. We proposed and experimentally validated scheme of ejection imaging with the use of radiation source $E_\gamma \leq 0.4$ MeV inside the EPC casing. The advantages of conducting experiments using RVZK-M: higher sensitivity of ejection X-ray diagnostics, because there are no losses on the chamber walls; reduction in time needed to prepare the experiment; minimization of external interference of the environment with the X-ray equipment. The drawbacks of conducting experiments using RVZK-M: one-time usage of the radiation source and detector; the chamber is only applicable to register low-density phenomena, since X-ray tube has low penetration power (≤ 20 mm Fe at 0.5 m from RS).

References

- 1 V.N. Smirnov, M.Yu. Stolbikov, "Specific features of X-ray experiments to study ejecta"; Proceedings of Khariton Scientific Talks, Sarov, Russia, 2017.
- 2 V.A. Ogorodnikov, M.A. Sirunin et al., Explosionproof chambers to study hydrodynamic processes and explosion technologies, Scientific Instruments and Methods, #2, 2015.
- 3 E.Yu. Grachev, A.E. Serebryakov et al., The system of visualization of microfocus X-ray images with automatic focus and zoom control, Scientific Instruments and Methods, #2, 2018.
- 4 K.N. Panov, V.A. Ogorodnikov et al., Results of ejection and fragmentation of led, loaded with transient SW amplitudes $P \sim 32 \div 43$ GPa, Proceedings of Khariton Scientific Talks, Sarov, Russia, 2017.

ЭВОЛЮЦИЯ ПАРАМЕТРОВ ПОТОКА ЧАСТИЦ В КСЕНОНЕ ПРИ УДАРНО-ВОЛНОВОМ НАГРУЖЕНИИ СВИНЦА НЕСТАЦИОНАРНОЙ УДАРНОЙ ВОЛНОЙ АМПЛИТУДОЙ $P \sim 43$ ГПа

*Д.Н. Замыслов, К.Н. Панов, А.Б. Георгиевская, М.В. Антипов, В.А. Аринин,
И.С. Гнуттов, Д.Н. Замотаев, А.М. Ивин, М.О. Лебедева, А.И. Лебедев, А.Н. Малышев,
А.В. Мишанов, В.А. Огородников, В.А. Раевский, М.А. Сырунин, Б.И. Ткаченко,
А.А. Утенков, А.В. Чапаев, Е.А. Чудаков, И.В. Юртов*

РФЯЦ - ВНИИЭФ, Саров, Россия

Аннотация

В работе представлены результаты эксперимента, проведенного с использованием радиографической, пьезоэлектрической и PDV методик. В эксперименте свободная поверхность свинцового образца нагружалась волной Тейлора амплитудой $P \sim 43$ ГПа при градиенте давления за фронтом $UV \frac{dP}{dx} \approx 65$ ГПа/см. Разгрузка исследуемого образца осуществлялась в ксенон, находящийся при атмосферном давлении. В эксперименте определены положения фронтов: ударной волны в газе, потока пыли и отколочно разрушенной части образца. Показан процесс торможения потока пыли в газе, формирование уплотнения у фронта отколочно разрушенной области образца. Радиографической методикой зарегистрировано пространственное распределение плотности и удельной массы материала диспергированного образца. Методикой пьезоэлектрических датчиков, определены временные зависимости давления от времени. Методика

PDV позволила определить начало движения свободной поверхности (СП) и ее начальную скорость, провести непрерывную регистрацию скорости фронта пыли при взаимодействии с газом и дисперсию скорости внутри пылевого облака.

I. Введение

Выход ударной волны на свободную поверхность конденсированного вещества, граничащего с вакуумом или газом, как правило, приводит к выбросу частиц, движущихся со скоростями, превышающими скорость поверхности разгруженного вещества. Многие авторы считают, что физической причиной выброса частиц с поверхности является развитие неустойчивости Рихтмаера-Мешкова [1, 2], когда ударная волна проходит через возмущенную границу из тяжелого вещества с плотностью ρ_1 в легкое с плотностью ρ_2 . При этом $\rho_1 \gg \rho_2$, т.е. число Атвуда либо равно, либо близко к -1. Наличие начальных возмущений на границе может быть связано с механической обработкой поверхности, порами, включениями, границами зерен. Во многих работах [3, 4, 5] исследовалось поведение потока частиц, образующегося вследствие наличия на поверхности шероховатости, оставленной после токарной обработки, или ее имитации при использовании специальных технологий [6]. Эти возмущения имеют периодическую структуру и зачастую близки к синусоидальной форме с амплитудой a_0 (половина глубины канавок) и длиной волны λ (расстояние от пика до пика между канавками). После выхода ударной волны из тяжелого вещества на границу с газом или вакуумом возмущения переворачиваются в противофазе, и в дальнейшем из впадин начальных возмущений развиваются струи, впоследствии распадающиеся на множество частиц, а вглубь вещества из вершин распространяются “пузыри” [7, 8, 9, 10].

Для решения задачи об источнике “пыления” (определение связи массы, скорости и размеров частиц между собой и с параметрами шероховатости, характеристиками материала и условиями нагружения) привлекаются такие экспериментальные методы как метод импульсной рентгенографии, метод пьезоэлектрического датчика [11, 3], PDV для измерения скоростей нескольких одновременно движущихся объектов [12, 13], оптические методики с короткой импульсной лазерной подсветкой, применяемые для получения изображения частиц (голография [14], фотография [15]), метод измерения интенсивности проходящего светового потока через облако частиц с привлечением теории Ми, используемой для оценки размеров частиц [6].

Метод импульсной рентгенографии и метод пьезоэлектрического датчика позволяют получать информацию о распределении плотности частиц в пространстве. Интегрируя плотность вдоль координаты, можно получить информацию о массе выброшенных частиц. Одновременное применение рентгенографического, пьезоэлектрического метода и методики PDV в экспериментах позволяет получать более полную и достоверную информацию о процессе пыления и точнее трактовать полученные результаты. Но задача осложняется тем, что эти методы имеют свои пределы по регистрации. Как правило, эта величина по плотности составляет не более $0,1 \div 0,2$ г/см³ [6, 11]. При этом плотность в облаке может меняться на несколько порядков. Особенно этот вопрос актуален для случая, когда металл после ударно-волнового воздействия переходит в жидкое состояние. Поэтому немаловажной задачей является получение информации о нарастании плотности частиц от фронта облака вплоть до плотности самого образца. Эту задачу можно решить применением метода протонной радиографии, позволяющего получать информацию о плотности частиц в более широком диапазоне оптических толщин.

Результатам и анализу эксперимента, проведенного со свинцом при разгрузке в ксенон, на протонографическом комплексе, посвящена данная работа.

II. Экспериментальная постановка

Исследование процесса пыления проводили в так называемой “протяженной геометрии” [16]. Особенность постановки эксперимента состоит в том, что нагружение свинцового образца осуществляли с помощью заряда ВВ протяженной формы – в виде параллелепипеда.

Отличие постановки эксперимента, представленной в данной работе, от проведенной ранее [16] состоит в использовании двухкаскадного нагружающего устройства с малым весом ВВ для создания плоской УВ в образце. Схема сборки представлена на рисунке 1.

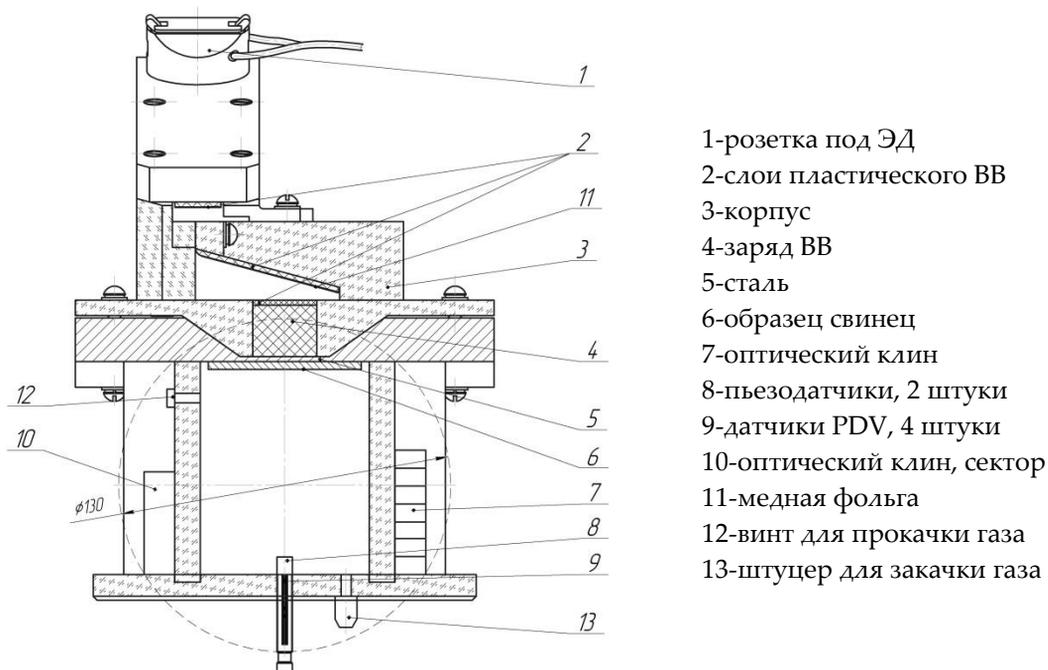


Рисунок 1. Схема экспериментальной сборки

Нагружающее устройство состоит из заряда ВВ на основе октогена размером $D \times Ш \times В = 100 \times 25 \times 20$ мм с подслоем из пластического ВВ на основе ТЭНа толщиной 2 мм и двух каскадов системы инициирования. В качестве образца использовали свинцовую пластину толщиной 3 мм. На свободной поверхности образца методом давления с помощью специальной матрицы наносили возмущения с параметрами $A_0 \approx 45$ мкм, $\lambda \approx 300$ мкм. Измерения шероховатости проводились на оптическом профилометре с погрешностью ± 1 нм. Полость, в которую осуществлялась разгрузка образца, заполняли ксеноном $P=1$ атм.

Пьезоэлектрические датчики с чувствительными элементами из кварца, устанавливали вдоль направления радиографирования. Пьезодатчики располагали на расстоянии 60 мм от начального положения СП образца, датчики PDV – на расстоянии 75 мм от СП. Регистрацию протонографических изображений проводили с помощью модульной многокадровой электронно-оптической системы регистрации на основе ПЗС-матриц.

III. Результаты и обсуждение

В опыте регистрация проводилась в интервале времени от 2 мкс до 7 мкс с интервалом 1 мкс от момента выхода УВ на СП. В этот интервал времени сохраняется еще область, не охваченная боковой разгрузкой, и происходит интенсивное взаимодействие потока частиц с газом.

На рисунке 2 представлены характерные фрагменты полученных изображений с разных пунктов регистрации протонных изображений (ПРПИ). При регистрации реализовано ранжирование по чувствительности с помощью разных коллиматоров: на втором ПРПИ 2 хорошо видна структура откольно разрушенной области образца; на ПРПИ 3 поток пыли и фронт УВ в газе. Видно, что в области нагружения весь образец полностью диспергировался. Внутри откольно разрушенной области, как в разгруженной области образца, так и в неразгруженной его части, видна область с повышенной плотностью - скомпактированный материал, которая образовалась в результате движения волн от стального корпуса. На изображениях видно, что пылевой поток интенсивно тормозится на тяжелом газе - облако пыли прижато к откольно разрушенной области.

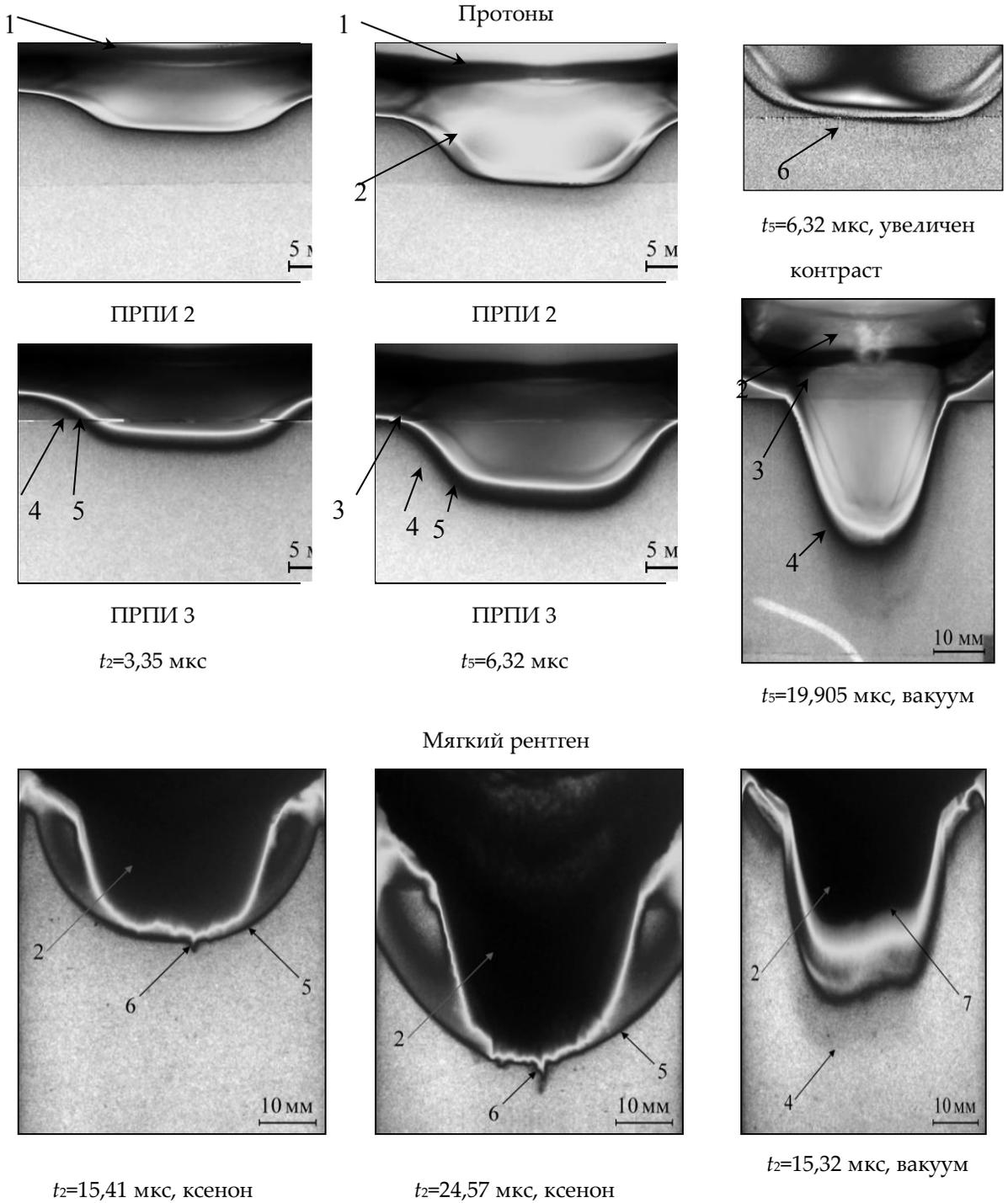
Анализ полученных изображений показывает, что, по-видимому, на первых 4 мкс после выхода УВ на СП фронт пыли и фронт УВ совпадают между собой. После этого происходит разделение - фронт УВ в газе опережает фронт наиболее плотной части потока пыли. При этом наверняка сказать невозможно, остается ли часть пыли вблизи фронта УВ или нет. Сам фронт УВ в газе зарегистрирован нечетко, сильно размыт. Сказать, есть ли частицы пыли перед фронтом УВ до и после видимого разделения фронта УВ и фронта пыли невозможно. Нужно отметить, что на изображениях на фронте откольно разрушенной области на пределе регистрации зарегистрированы отдельные струи длиной $\sim 1,5$ мм (правый верхний рисунок). Для сравнения на этом же рисунке (справа внизу) приведено изображение, полученное с такой же сборкой при разгрузке в вакуум, но на более поздний момент времени.

Ниже на рисунке 2 для визуального сравнения представлены фрагменты изображений, полученные при схожей постановке на рентгенографической установке с мягким спектром. Из первых двух изображений полученных на более поздний момент времени, видно, что фронт УВ в ксеноне фиксируется лучше, чем на протонографическом комплексе. Фронт УВ находится вблизи откольно разрушенной части образца. Все облако пыли скопмактировалось между фронтом УВ и фронтом откольно разрушенной части образца. В результате, на образовавшейся поверхности происходит развитие неустойчивости Рихтмайера-Мешкова в виде струй, отдельные из которых проникают за фронт УВ. Из представленных изображений видно, что струи (6) на фронте откольно разрушенного образца растут со временем. Структура откольно разрушенной области и скомпактированного облака пыли осталась непросвеченной. При разгрузке в вакуум видно, что структура пылевого облака лучше регистрируется с помощью мягкого рентгена. При этом откольно разрушенная часть образца осталась непросвеченной.

На рисунке 3 приведены итоговые распределения плотности от координаты, которые строились путем сшивания зависимостей с разных ПРПИ. Начало координат $X=0$ мм соответствует положению СП свинца в исходном состоянии.

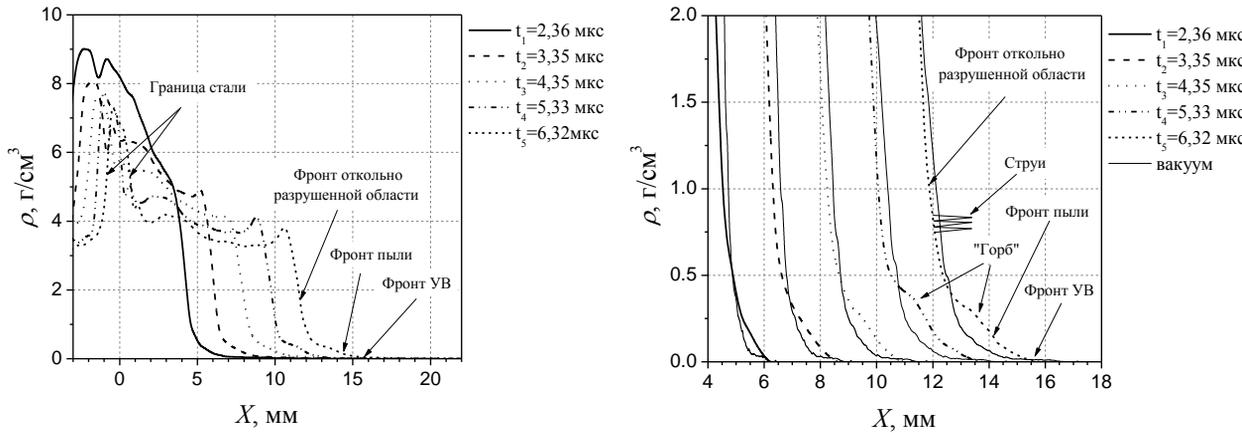
Видно, что плотность в откольно разрушенной области за время регистрации уменьшается в ~ 2 раза и достигает значения ~ 3 г/см³. На увеличенном фрагменте хорошо видна эволюция плотности потока пыли при взаимодействии с газом. Видно, что со временем, при торможении потока, происходит разделение потоков: фронт УВ в газе уходит вперед; основная масса пыли тормозится и прижимается к фронту откольно разрушенной зоны. При этом на распределении плотности образуется характерный "горб". Здесь стоит напомнить, что на это же время на ПРПИ 2 на фронте откольно разрушенной области зафиксированы множественные возмущения в виде струй, величина которых коррелирует с местом образования "горба" на распределении плотности. По-видимому, существует предельная величина зоны поджатой пыли, которая со временем уже не меняется и является источником развития неустойчивости Рихтмайера-Мешкова в виде струй, отдельные из которых проникают за фронт УВ. На этом же графике нанесены зависимости, полученные в опыте с вакуумом в той же постановке и пересчитанные на моменты регистрации в опыте с газом.

На рисунке 4 представлены распределение массы в диспергированном образце. Горизонтальной линией черного цвета показана исходная удельная масса образца ($m_{уд.исх.} = 0,32 \text{ см} \cdot 11,34 \text{ г/см}^3 = 3,6 \text{ г/см}^2$). Так как весь образец диспергировался, то, по закону сохранения массы, в точке пересечения зависимостей значение массы должно соответствовать значению $3,6 \text{ г/см}^2$. Полученные значения мало отличаются друг от друга и несколько выше - $\sim 4,2 \text{ г/см}^2$. Такое увеличение интегральной массы может быть связано с неверным (завышенным) значением плотности в откольно разрушенной области, которая зависит от калибровочной зависимости, полученной по оптическому клину. На графиках пунктирными линиями показано положение фронта откольно разрушенного материала. Значение массы пыли колеблется незначительно в пределах $0,10-0,12 \text{ г/см}^2$. Такое же значение получено в опыте при разгрузке в вакуум.



1-сталь (корпус капсулы); 2-оточно разрушенный образец; 3-зона компактирование внутри оточно разрушенного образца; 4-фронт пыли; 5-фронт УВ в газе; 6-струи, 7-фронт оточно разрушенного образца.

Рисунок 2. Снимки с разных радиографических установок

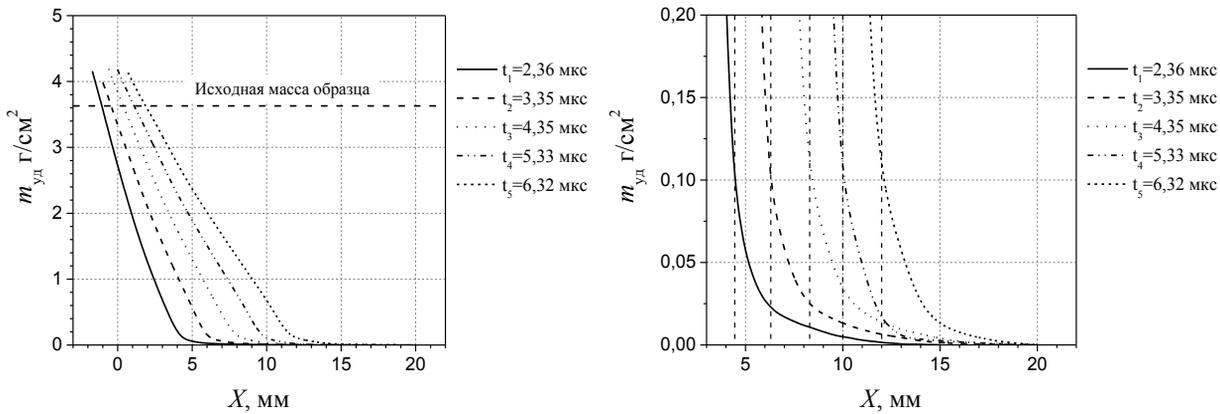


а) полное распределение плотности

б) увеличенный фрагмент, сравнение с вакуумом

Рисунок 3. Распределение плотности на разные моменты времени

Пьезоэлектрическую методику использовали для регистрации профилей давления $P(t)$, возникающих при воздействии на пьезодатчики потоков частиц, УВ в газе и фронта откольно разрушенной области. По этим данным определены временные зависимости плотности газо-пылевого потока и удельной массы материала. Анализ результатов опыта показал, что постановка опыта для пьезоэлектрической методики не совсем удачная. Датчики располагались на большом расстоянии от СП, где течение становится двумерным. Кроме того, методика не позволяет отделить составляющие УВ в газе и потока пыли в суммарном профиле давления. Эти результаты использованы для построения $X-t$ диаграммы движения характерных областей образца.

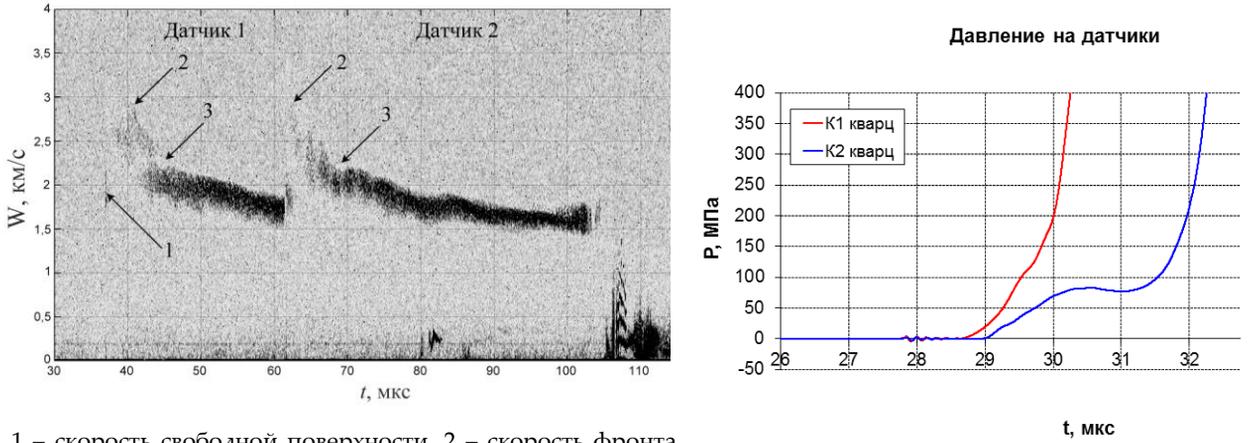


а) полная масса

б) увеличено

Рисунок 4. Распределение массы

На рисунке 5 приведены (а) спектрограммы скорости движения диспергированного образца от времени, зарегистрированные двумя датчиками и (б) временные зависимости давления от времени. Зарегистрирована скорость поверхности свинцового образца $W_{сп} \approx 1,9$ км/с, а также выброс потока частиц с СП $W_{п} = 3,6$ км/с. По полученным зависимостям видно, что на первых ~ 7 мкс происходит резкое снижение скорости фронта потока с 3,6 км/с до 2,2 км/с из-за торможении на газе.



1 – скорость свободной поверхности, 2 – скорость фронта потока частиц, 3 - место резкого падения скорости

Рисунок 5. Экспериментальные спектрограммы (а) и временные зависимости давления от времени

На рисунке 6 приведена X-t диаграмма движения характерных границ в разных зонах по данным всех методик. Точки, полученные пьезодатчиками, соответствуют удару плотной части образца и фронта пыли или УВ. Для данных PDV по фронту пыли в качестве исходной зависимости $W(t)$ выбиралась огибающая кривая для самых быстрых частиц. Такой прием предполагает, что частицы в облаке не перемещаются от фронта внутрь облака.

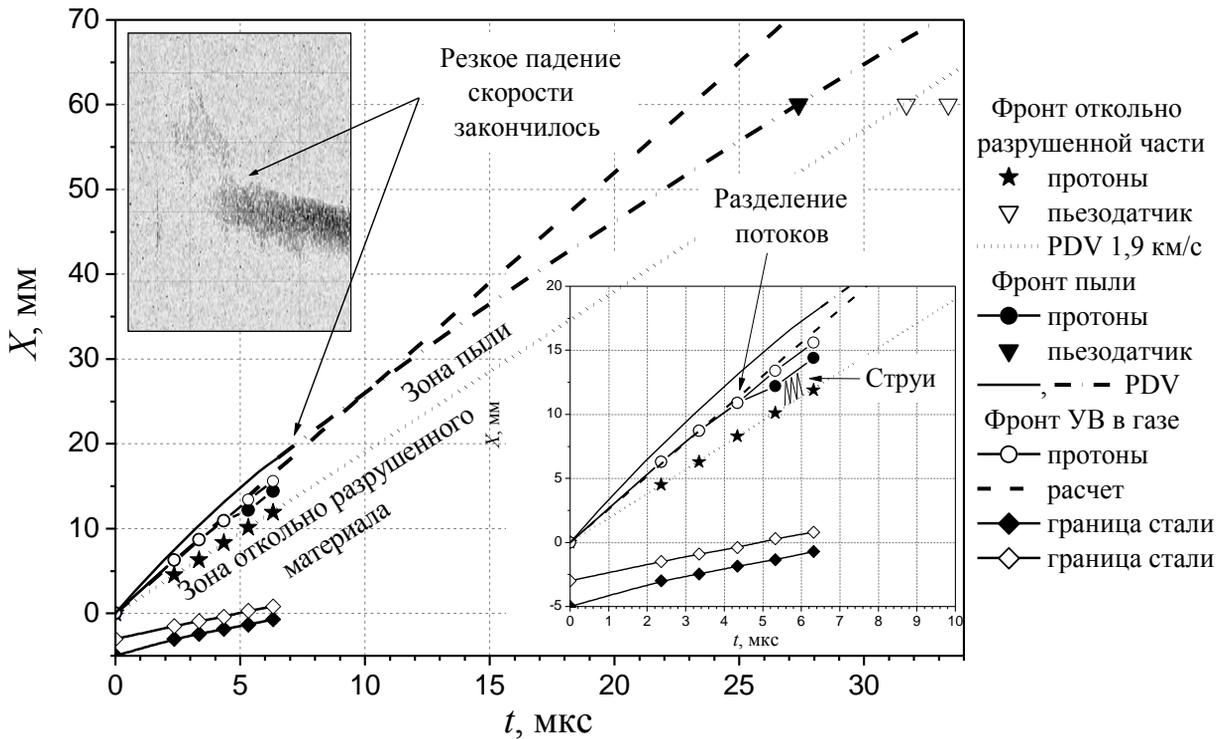


Рисунок 6. X-t диаграммы движения характерных границ, начальный участок

Данные PDV разбиты на две области: зона резкого падения скорости (на графике X-t толстая линия); зона медленного падения скорости (на графике X-t тонкая линия). Из относительного положения полученных зависимостей и расчетного положения скорости УВ в газе следует, что до

~6÷8 мкс после выхода УВ на СП фронт потока пыли движется впереди фронта УВ в газе и интенсивно тормозится.

По радиографическим данным фронт УВ в газе и фронт потока пыли начинают разделяться через ~5 мкс после выхода УВ на СП. Положение фронта УВ в газе удовлетворительно согласуется с одномерным расчетом. На X-t диаграмме схематично показано положение струй, которые видны на изображениях на фронте откольно разрушенной части образца. Возможно, разделение фронта УВ и фронта потока пыли связано с положением фронта струй, которые имеют большую плотность и фиксируются радиографическим методом.

Анализ результатов эксперимента показывает, что его постановка для пьезоэлектрической методики не совсем удачная. Датчики располагались на большом расстоянии от СП (60 мм). Одномерное течение сохраняется ~7 мкс (14 мм), после чего двумерные эффекты не позволяют регистрировать структуру потока, теряется автомодельность течения. Кроме того, на фронте откольно разрушенной области со временем начинает развиваться неустойчивость Рихтмайера-Мешкова в виде струй, отдельные из которых проникают за фронт УВ. В этом случае количественные измерения провести пьезоэлектрической методикой затруднительны.

IV. Заключение

Согласно эксперименту, после ударно-волнового нагружения свинцового образца ударной волной $P \sim 43$ ГПа, приводящей к плавлению металла, образовались две характерные области. Первая область связана с выбросом частиц с поверхности за счет развития неустойчивости Рихтмайера-Мешкова («пыление»). Плотность в этой зоне составляет $\approx 0,3$ г/см³. Датчиками PDV зафиксировано, что пылевой поток интенсивно тормозится на тяжелом газе. Вторая область – это диспергированный образец, образовавшийся в результате откольного разрушения после воздействия волны Тейлора. Плотность в этой области на момент регистрации спадает до ≈ 3 г/см³ из-за градиента скорости, навязанного волной Тейлора. Зона сплошного неразрушенного материала отсутствует. При этом вблизи фронта откольно разрушенного материала зафиксировано увеличение плотности (компактирование), которое может быть связано с особенностью нагружения.

С помощью радиографической методики зарегистрировано пространственное распределение плотности материала в пылевом облаке и в откольно разрушенной части образца. Определено пространственное распределение удельной массы материала, как в пылевом облаке (массы, пересекшей определенное расстояние от исходного положения СП, на единицу поверхности образца), так и в откольно разрушенной части образца. Получено, что масса пыли не изменяется со временем и составляет 0,10-0,12 г/см². Эти данные хорошо согласуются с опытом в той же постановке, но при разгрузке в вакуум. По радиографическим данным фронт УВ в газе и фронт потока пыли начинают разделяться через ~5 мкс после выхода УВ на СП.

С помощью методики пьезоэлектрических датчиков измерены временные зависимости давления на датчиках.

PDV диагностика позволила определить начало движения СП и ее начальную скорость, провести непрерывную регистрацию скорости фронта пыли и дисперсию скорости внутри пылевого облака. В опыте в течении ~7 мкс после выхода УВ на СП зарегистрировано резкое замедление фронта потока пыли из-за влияния газа. В течении этого времени фронт потока пыли движется впереди фронта УВ в газе и интенсивно тормозится. Диапазон скоростей движения фронта пылевого облака составил от $\approx 3,6$ км/с до $\approx 1,8$ км/с.

Список литературы

1. R.D. Richtmyer. Taylor instability in shock acceleration of compressible fluids// *Comm. Pure Appl. Math.* 13, 297–319, 1960.
2. Е.Е. Мешков. Неустойчивость границы раздела двух газов, ускоряемой ударной волной// *Изв. АН СССР, Механика Жидкости и Газа*, 1969, №5, стр. 151–158.
3. W.S. Vogán, W.W. Anderson, M. Grover, J.E. Hammerberg et al. Piezoelectric characterization of ejecta from shocked tin surfaces// *J. Appl. Phys.* 98, 113508, 2005.
4. Yongtao Chen, Haibo Hu, Tiegang Tang, Guowu Ren, Qingzhong Li Rongbo Wang, and William T. Buttler. Experimental study of ejecta from shock melted lead// *J. Appl. Phys.* 111, 053509, 2012.
5. В.А. Огородников, В.А. Раевский, А.И. Лебедев, Н.В. Невмержицкий, А.Б. Георгиевская, К.Н. Панов и др. Экспериментально-расчетное моделирование процесса выброса частиц с ударно-нагруженной поверхности// *ЖЭТФ*, 2014, 118, стр. 785–797.
6. S.K. Monfared, W.T. Buttler, D.K. Frayer, M. Grover et al.. Ejected particle size measurement using Mie scattering in high explosive driven shockwave experiments// *J. Appl. Phys.* 117, 223105, 2015.
7. A.B. Georgievskaya and V.A. Raevsky, Estimation of spectral characteristics of particles ejected from the free-surface of metals and liquids under a shock wave effect// *AIP Conf. Proc.* 1426, 1007–1010, 2012.
8. O. Durand and L. Souldard. Large-scale molecular dynamics study of jet breakup and ejecta production from shock-loaded copper with a hybrid method// *J. Appl. Phys.* 111, 044901, 2012.
9. F.J. Cherne, J.E. Hammerberg, M.J. Andrews, V. Karkhanis, and P. Ramaprabhu. On Shock Driven Jetting of Liquid from Non-Sinusoidal Surfaces into a Vacuum// *J. Appl. Phys.* 118, 185901, 2015.
10. Jian-Li Shao, Pei Wang, and An-Min He. Microjetting from a grooved Al surface under supported and unsupported shocks// *J. Appl. Phys.* 116, 073501, 2014.
11. М.В. Антипов, А.Б. Георгиевская, М.О. Лебедева, К.Н. Панов и др. Результаты исследований процесса выброса частиц со свободной поверхности металлов под действием ударной волны// *Труды международной конференции XVII Харитоновские тематические научные чтения «Экстремальные состояния вещества. Детонация. Ударные волны»*. Саров, 2015, стр. 702-709.
12. В.А. Огородников, А.Л. Михайлов, В.С. Сасик и др. Влияние газа на процесс выброса частиц со свободной поверхности образца при выходе на нее ударной волны различной интенсивности// *ЖЭТФ*, 2016, 150, 2, стр. 411.
13. W.T. Buttler, D.M. Oro, D.L. Preston, K.O. Mikaelian et al. Unstable Richtmyer-Meshkov growth of solid and liquid metals in vacuum// *J. Fluid Mech.* 703, 2012, p. 60–84.
14. D.S. Sorenson, R.W. Minich, J.L. Romero, T.W. Tunnell, and R.M. Malone. Ejecta particle size distributions for shock-loaded Sn and Al metals// *J. Appl. Phys.* 92, 5830–5836, 2002.
15. Н.В. Невмержицкий, А.Л. Михайлов, В.А. Раевский, В.С. Сасик и др. Микроскопическая электронно-оптическая регистрация процесса выброса частиц со свободной поверхности ударно-нагруженного свинца// *Вопросы Атомной Науки и Техники, Серия «Теоретическая и прикладная физика»*, Выпуск 3, 2010, стр. 3-6.
16. М.В. Антипов, А.Б. Георгиевская, В.В. Игонин, А.И. Лебедев, М.О. Лебедева, К.Н. Панов, В.А. Раевский и др. Расчетное моделирование процесса выброса частиц с ударно-нагруженной поверхности// *Труды международной конференции XVII Харитоновские тематические научные чтения «Экстремальные состояния вещества. Детонация. Ударные волны»*. Саров, 2013, стр. 666-674.

РЕЗУЛЬТАТЫ ОТРАБОТКИ МЕТОДА ТРАССЕРНОЙ ВИЗУАЛИЗАЦИИ
ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЙ ПУЛЬСАЦИЙ СКОРОСТИ В ЗОНЕ
ТУРБУЛЕНТНОГО ПЕРЕМЕШИВАНИЯ ЖИДКИХ И ГАЗОВЫХ СРЕД

Н.В. Невмержицкий, Е.А. Сотсков, Е.Д. Сеньковский, Е.В. Бодров, С.В. Фролов,
К.В. Анисифоров, О.Л. Кривонос, А.Р. Гавриш, А.С. Соколова

РФЯЦ-ВНИИЭФ, Саров, Россия,

Введение

В зонах турбулентного перемешивания веществ (ТП), развивающихся при неустойчивостях Кельвина-Гельмгольца, Релея-Тейлора и Рихтмайера-Мешкова [1]–[4], параметры течения (плотности, скорости, энергия), не постоянные во времени, несколько изменяются, т.е., пульсируют. Течение в зоне ТП рассматривают как результат наложения на усредненный поток движений (турбулентных пульсаций) различных масштабов [5]. Под масштабом движения понимают порядок величины расстояния, на протяжении которого существенно меняется скорость движения. Для анализа турбулентных течений вводят число Рейнольдса турбулентных пульсаций [5]:

$$Re_{\lambda} \sim \frac{U_{\lambda} \lambda}{\nu}, \quad (1)$$

где λ – масштаб пульсаций, U_{λ} – порядок величины скорости пульсаций, ν – коэффициент кинематической вязкости.

С ростом Re_{λ} в развитом турбулентном потоке появляются все более крупномасштабные пульсации, энергия от крупномасштабных пульсаций передается мелкомасштабным, где и происходит ее диссипация.

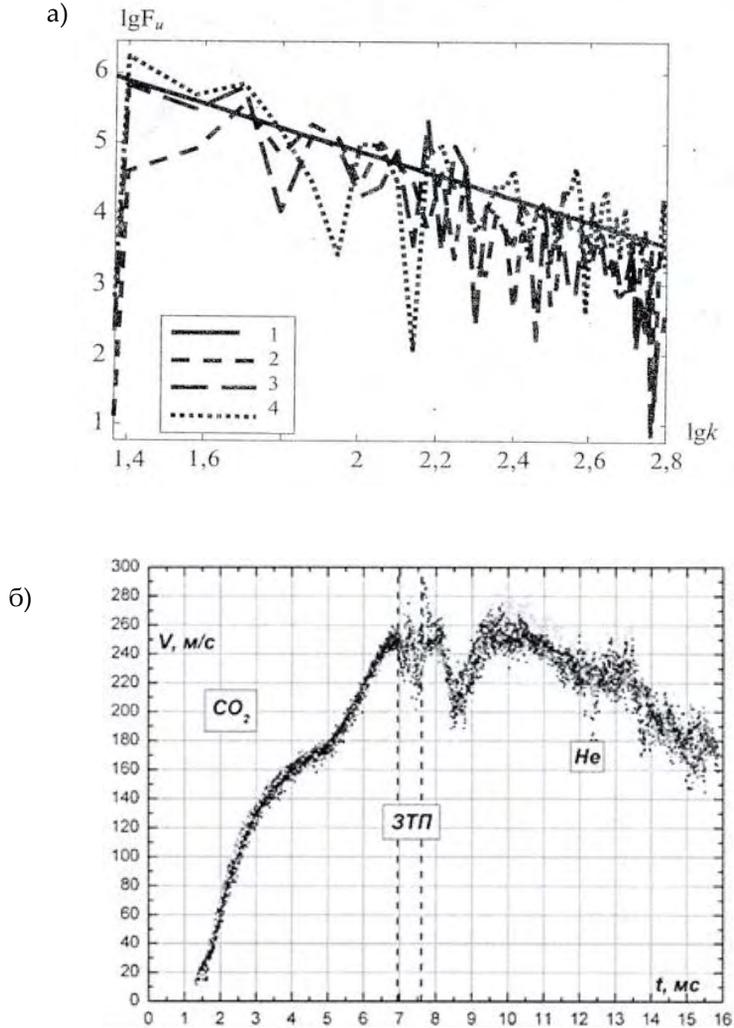
Для анализа турбулентности часто применяется разложение пульсаций гидродинамических величин (плотности, скорости) в зоне ТП в ряд Фурье. Для точек внутри ЗТП строят, например, среднюю спектральную плотность $E(k)$ в зависимости от модуля волнового вектора $k=2\pi/\lambda$ в логарифмическом масштабе и сравнивают ее с колмогоровским спектром и экспериментальными данными (если таковые имеются). Как правило, полученный спектр пульсаций должен быть близок к колмогоровскому спектру, при котором $E(k) \sim k^{-5/3}$.

На рисунке 1а для примера представлен спектр пульсаций компонент скоростей [5] по трем направлениям (x , y , z), полученный численным методом в расчетах зоны ТП на границе *воздух-SF₆* при числах Маха $U_B M = 10,6$. По графику видно, что скорости в зоне ТП по трем направлениям различны.

Для тестирования современных численных методик требуются экспериментальные данные о пульсациях скоростей. Эти данные исследователи пытаются получить с применением метода лазерной доплеровской анемометрии (ЛДА) [6]. Этим методом регистрируют пульсации скорости в одной точке зоны ТП. При этом, для получения полной картины течения, наряду с методом ЛДА необходимо применение другого метода для определения границ зоны, что достаточно дорого. На рисунке 1б представлены профили скорости в зоне ТП на границе *гелий-CO₂*, полученные методом ЛДА в экспериментах работы [7]. По графику видно, что при средней скорости течения в зоне ТП ≈ 240 м/с пульсации скорости составляют ≈ 50 м/с. На границе *воздух-CO₂* в этой работе пульсации составили ≈ 20 м/с при средней скорости течения в зоне ТП ≈ 200 м/с.

Альтернативным методом определения пульсаций скорости в зоне ТП может быть PIV-метод (Particle Image Velocimetry – цифровая трассерная визуализация) [8]. Метод часто применяется для исследования пульсаций скорости в однофазных течениях. Авторы в экспериментах отработали этот метод для определения пульсации скорости в двухфазных течениях, которыми являются зоны ТП жидких и газовых сред. Суть PIV-метода заключается в том, что в одно из перемешивающихся

веществ, как и в методе ЛДА, добавляются твердые взвешенные частицы (трассеры), которые регистрируются в зоне ТП видеокamerой при подсветке течения импульсами плоского тонкого лазерного луча (1-2 мм), разнесенными во времени. По величине смещения частиц и времени между лазерными импульсами определяются скорости частиц, а затем - пульсации скоростей. Принимается, как и в методе ЛДА, что скорость частицы равна массовой скорости течения в зоне ТП. Результаты обработки этого метода представлены в данном докладе.

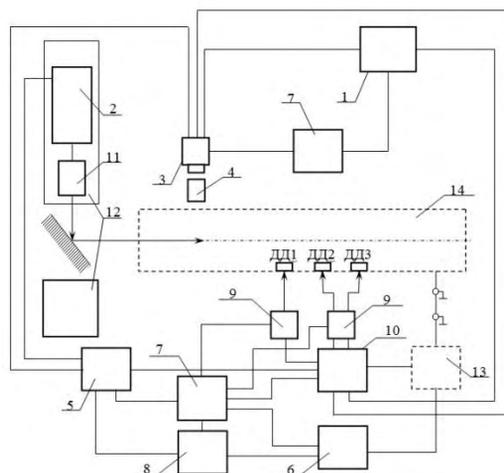


1 – колмогоровский спектр; 2, 3, 4 - вариант расчета; k – волновое число;
 F_u – относительная скорость; u_i – компоненты скорости

Рисунок 1. Расчетный спектр пульсаций компонент скорости в зоне ТП на границе *воздух-SF₆* (а) и профили скорости в экспериментах с системой *гелий-CO₂* (б)

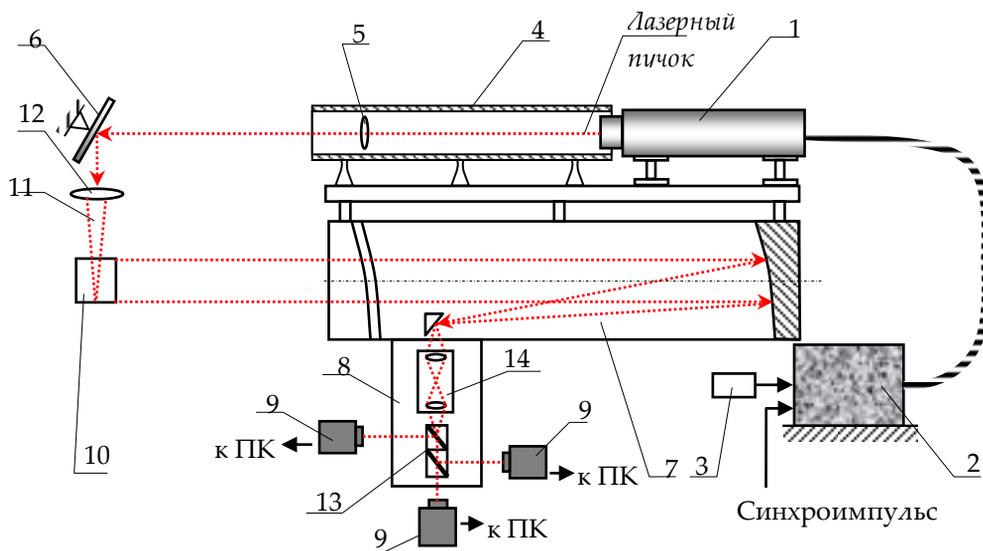
Применяемое для PIV-метода оборудование

Практический интерес представляют пульсации в зоне ТП в диапазоне величин ускорений течения от $10^2 g_0$ до $10^5 g_0$ ($g_0 = 9,8 \text{ м/с}^2$) и числах Маха ударной волны в газах от $M = 1,1$ до $M = 10$. Для измерений пульсаций скорости в указанных интервалах величин мы применяли оборудование, обеспечивающее пространственное разрешение на уровне 0,05 мм, временное – 7 нс. Блок-схема соединения аппаратуры и схема видеорегистрации представлены на рисунках 2 и 3.



1 – персональный компьютер; 2 – лазерная установка (532 нм, длительность импульса 7 нс);
3 – видеокамераССD (ПЗС-матрица 2000×2000 пикселей, размер пикселя – 7 мкм); 4 – оптический
телескоп; 5 – генератор задержек и импульсов (разрешение – 10 пс); 6 – блок формирования
высоковольтного импульса; 7 – источник бесперебойного питания; 8 – генератор испытательных
импульсов; 9 – усилитель заряда; 10 – осциллограф; 11 – телескоп для создания лазерного ножа;
12 – теньевая установка ИАБ-451; 13 – установка запуска ударной трубы; 14 – ударная труба
(легкогазовая пушка); ДД₁ – датчики давления

Рисунок 2. Блок-схема оборудования PIV-метода

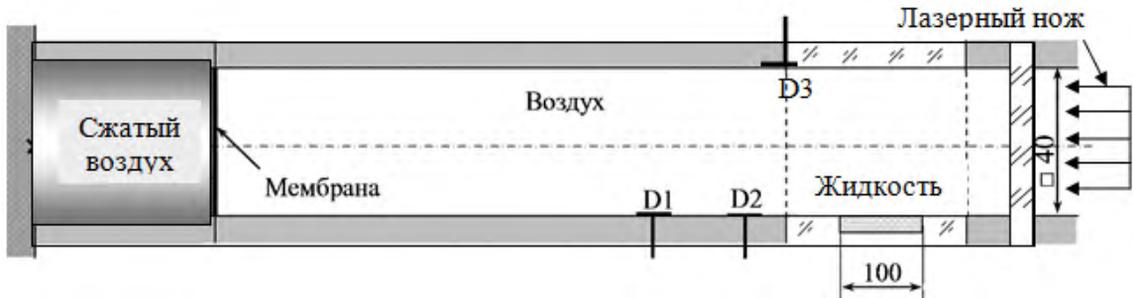


1 – лазерная головка; 2 – блок питания лазера; 3 – пульт управления; 4 – труба защитная;
5 – короткофокусная цилиндрическая линза; 6 – поворотное зеркало; 7 – оптическая система ИАБ-451;
8 – трехканальный оптический модуль; 9 – видеокамера ССD; 10 – экспериментальная сборка;
11 – лазерный нож; 12 – длиннофокусная цилиндрическая линза; 13 – светоделительные кубики; 14 – телескоп

Рисунок 3. Схема видеорегистрации течения PIV-методом

Отработка PIV-метода на экспериментах по исследованию ТП при неустойчивости Кельвина-Гельмгольца на границе газ-жидкость

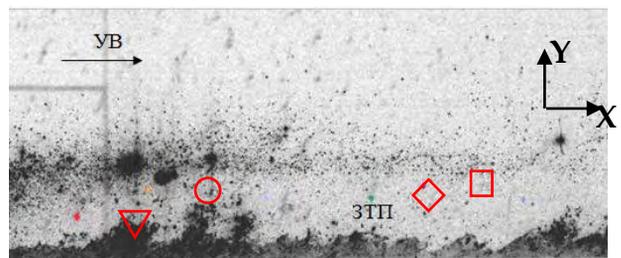
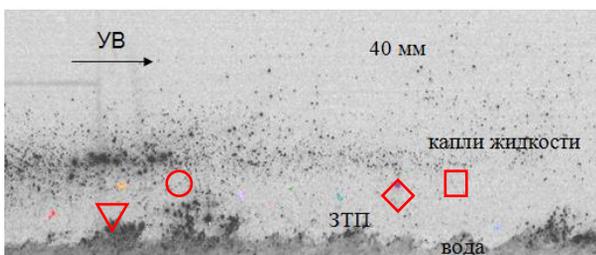
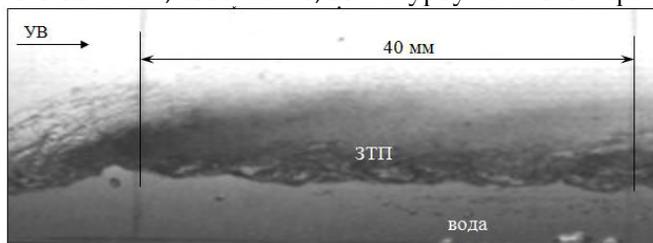
Эксперименты проводились на ударной трубе (УТ), схема которой приведена на рисунке 4.



D1, D2, D3 – отметчики времени (датчики давления) для определения скорости ударной волны

Рисунок 4. Схема проведения опытов

Камера высокого давления УТ заполнялась сжатым воздухом с начальным давлением 5,5 ати. В камере низкого давления и в измерительной секции находился воздух при атмосферных условиях. После разрушения мембраны в канале трубы формировалась ударная волна с числом Маха $M \approx 1,3$. Со временем она скользила по поверхности жидкости, находящейся в кювете. Это приводило к развитию на контактной границе воздуха и жидкости неустойчивости Кельвина-Гельмгольца и последующему турбулентному перемешиванию веществ. В качестве жидкости применялась вода (опыт № 1502) и водный раствор этилового спирта (опыт № 1626) плотностью $\approx 0,92 \text{ г/см}^3$. В раствор спирта добавлялись мелкие (менее 0,5 мм) частицы (трассеры) из полипропилена аналогичной плотности, т. е., частицы находились во взвешенном состоянии в растворе. В воду трассеры не добавлялись. На рисунках 5 и 6 представлены полученные видеокadres течения. На рисунке 6(a) (для сравнения) представлена кинограмма эксперимента с водой при регистрации течения в проходящем свете. На этом рисунке разрешается лишь интегральная ширина зоны турбулентного перемешивания, структура зоны не просматривается. В опытах № 1502 и № 1626, хорошо разрешаются капли воды и твердые частицы (трассеры), по которым можно определить пульсации скорости в зоне ТП. Сравнивая видеокadres рисунка 5а с 5б и 5в, можно заключить, что зона ТП состоит из зоны капельного облака и, собственно, зоны турбулентного перемешивания.



УВ – направление ударной волны, ЗТП – зона турбулентного перемешивания

а) - регистрация в проходящем свете, б) - регистрация PIV-методом, одни и те же частички показаны одинаковыми символами (между кадрами $\Delta t = 0,05 \text{ мс}$, число Маха $M = 1,3$, опыт № 1502)

Рисунок 5. Видеокadres регистрации турбулентного перемешивания на границе газ-вода

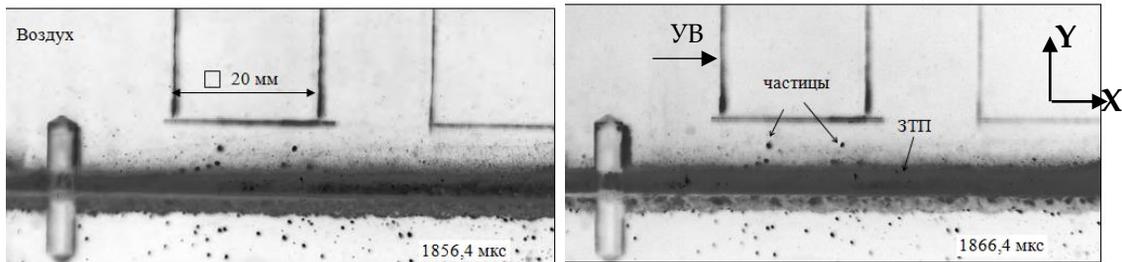


Рисунок 6. Развитие турбулентного перемешивания под действием скользящей ударной волны на границе раствора этилового спирта и воздуха (регистрация PIV-методом, опыт № 1626)

Отработка PIV-метода на экспериментах по исследованию ТП при неустойчивости Релея-Тейлора на границе газ-жидкость

Эксперименты проводились на легкогазовой пушке (см. рисунок 7). В качестве жидкости применялся водный раствор этилового спирта. В раствор добавлялись мелкие белые частицы из полипропилена. Слой жидкости массой ≈ 50 г наливался в прозрачный контейнер, который помещался в канал легкогазовой пушки. Объемы пушки над и под слоем заполнялись сжатым воздухом равного давления. После разрыва диафрагмы газ из-под слоя вытекал в атмосферную среду, под действием давления над слоем слой ускорялся. На границе воздух-жидкость развивалась неустойчивость Релея-Тейлора, которая со временем приводила к турбулентному перемешиванию веществ.

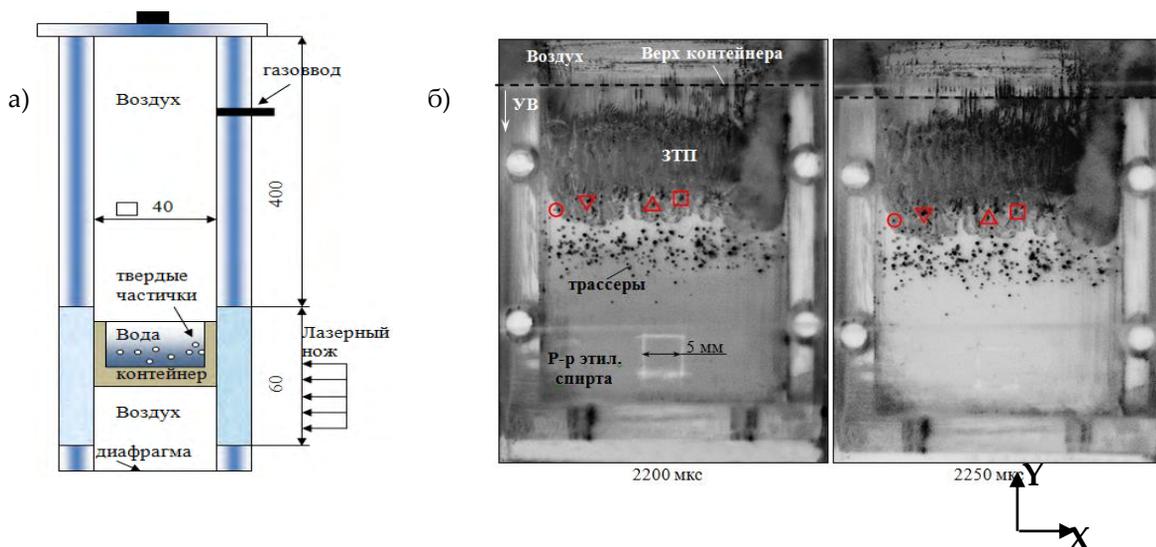


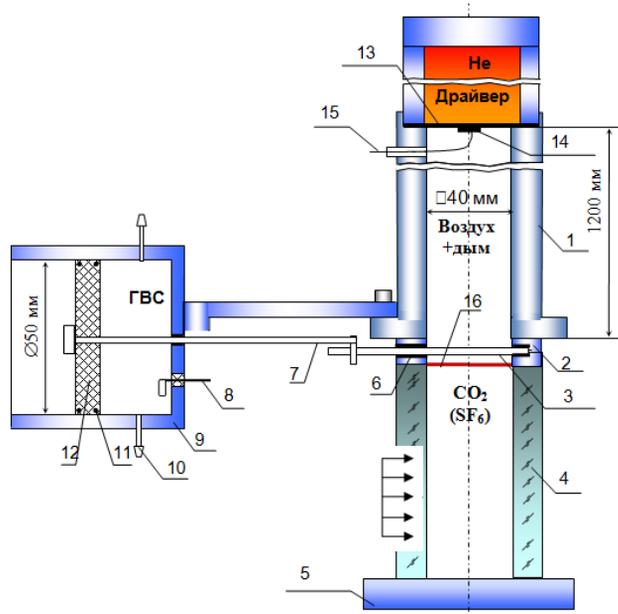
Рисунок 7. Схема постановки экспериментов и видеокadres течения, опыт № 1611 (размеры в мм)

На видеокadres символами ∇ \circ \square \triangle \diamond обозначены одни и те же частицы.

На видеокadres и в жидкости и в зоне ТП хорошо разрешаются трассеры. Зная их пролетное расстояние и время между видеокadresами, можно определить скорость трассеров.

Отработка PIV-метода на экспериментах по исследованию ТП газов при неустойчивости Рихтмайера-Мешкова

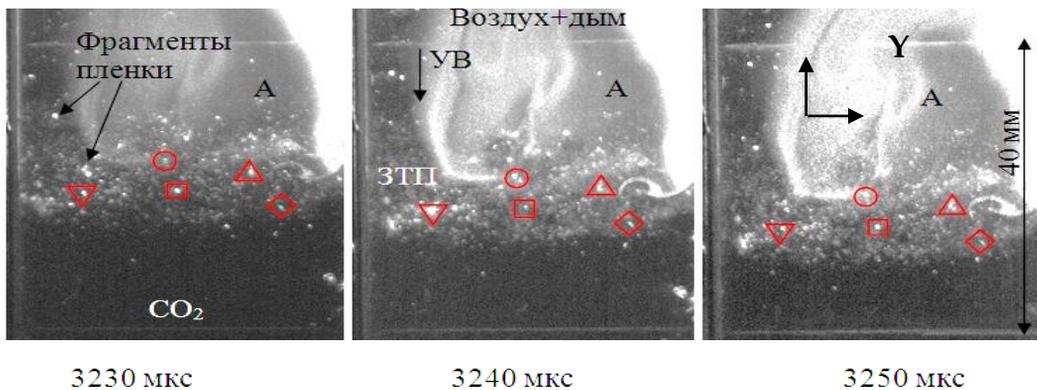
Эксперименты проводились на воздушной ударной трубе (рисунок 9) при числе Маха ударной волны $M = 1,5$. Исследовалось развитие ТП на контактных границах воздух-SF₆, воздух-CO₂.



1 – ударная труба; 2 – корпус заслонки; 3 – заслонка; 4 – измерительная секция ударной трубы; 5 – жесткая стенка (прозрачное оргстекло); 6 – прокладки; 7 – шток; 8 – электропровод; 9 – цилиндр; 10 – газовод; 11 – уплотнительное кольцо; 12 – поршень; 13 – мембрана; 14 – нихромовая проволока; 15 – электропровод; 16 – узкая полимерная пленка

Рисунок 8. Схема ударной трубы с устройством выдвигной заслонки

Газы в трубе изначально разделялись быстроходной выдвигной заслонкой 3. В легкий газ (воздух) для визуализации границ зоны ТП добавлялся сигаретный дым. На расстоянии примерно 5 мм под заслонкой (в тяжелом газе) располагалась узкая (2 мм) черная полимерная пленка толщиной 1-2 мкм. Заслонка выдвигалась из трубы поршнем 12, который ускорялся продуктами взрыва смеси ацетилена и кислорода. После разрыва мембраны ударная волна приходила на границу газов, затем разрушала полимерную пленку на мелкие фрагменты. Со временем фрагменты пленки попадали в зону ТП и служили в ней трассерами. По скоростям фрагментов пленки определялись величины пульсаций скорости. На рисунке 9 представлены видеок кадры турбулентного перемешивания на границе воздух- CO_2 .



На видеок кадрах символами ∇ \circ \square \triangle \diamond обозначены одни и те же частицы. А - область дыма.

Рисунок 9. Видеок кадры турбулентного перемешивания на границе воздух- CO_2 , опыт № 1633

Результаты обработки экспериментов

Обработка результатов экспериментов производилась по специальной математической программе ИФВ «QTSearcher». Программа определяла центр частиц и расстояние между этими центрами на разных видеокадрах. По этому расстоянию и времени между видеокадрами определялась скорость трассеров с погрешностью $\leq 15\%$.

Подчеркнем, в представленных экспериментах минимальный масштаб пульсаций λ не может быть меньше размера используемых трассеров (твердых частиц или фрагментов пленки).

На рисунке 10 представлены графики значения скоростей U на длине x зоны ТП, где x отсчитывается от вертикальной стенки контейнера (измерительной секции или кюветы с жидкостью).

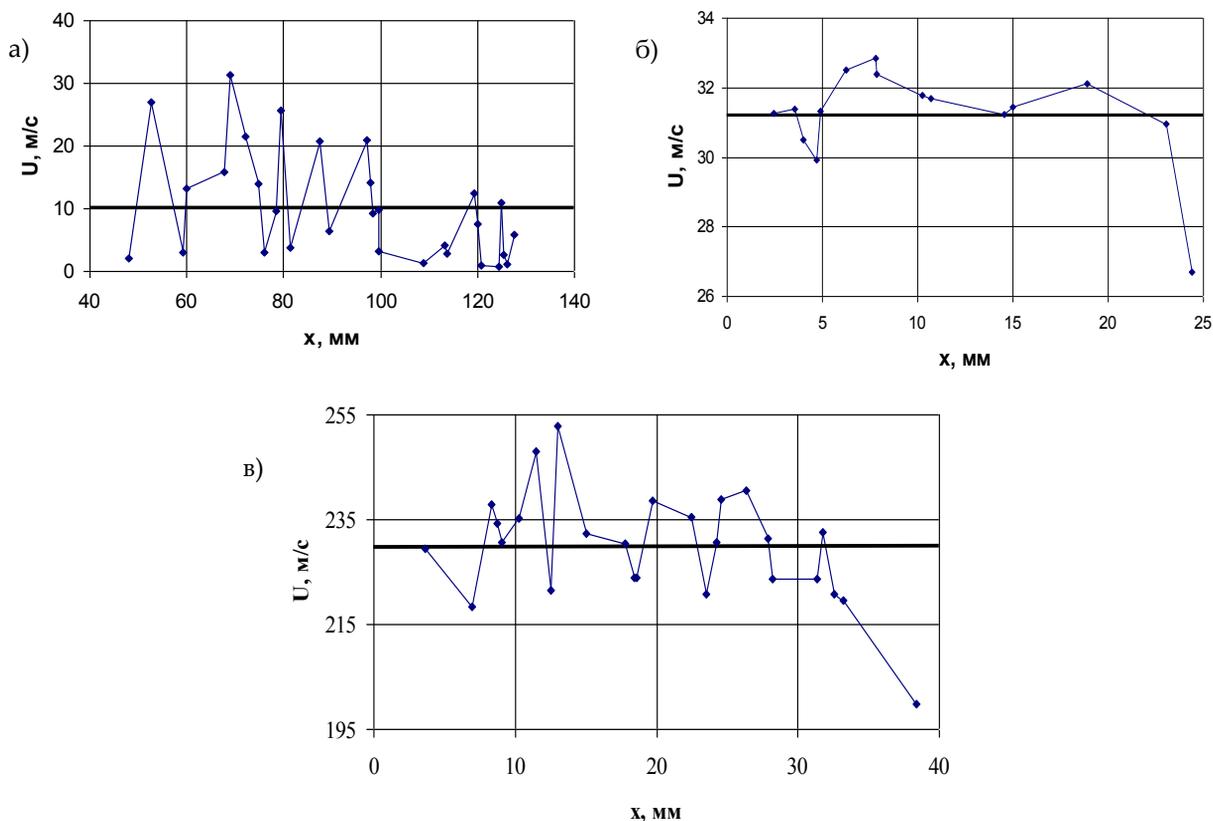


Рисунок 10. Значения скоростей в зонах ТП при неустойчивостях: а) Кельвина-Гельмгольца в опыте № 1626, где $M = 1,3$; б) Релея-Тейлора в опыте № 1611, где $g = 2,2 \times 10^3 \text{ go}$; в) Рихтмайера-Мешкова в опыте № 1633, где $M = 1,5$

По графикам видно, что:

- относительные пульсации скорости в зоне ТП при неустойчивости Кельвина-Гельмгольца из-за сильного вихревого течения значительно выше, чем при неустойчивостях Релея-Тейлора и Рихтмайера-Мешкова;

- максимальные пульсации скорости в зоне ТП на границе *воздух- CO_2* составляют $\approx 30 \text{ м/с}$, что коррелирует с пульсациями скорости, полученными методом ЛДА в работе [7].

Заключение

Показана возможность применения PIV-метода для исследования пульсаций скорости в зоне ТП жидких и газовых сред. Его преимущества: относительная простота, наглядность, дешевизна,

получение пульсаций по всей ширине зоны ТП в одном опыте. Недостаток – трудность идентификации некоторых частиц на разных видеокдрах.

В ходе отработки метода получены новые результаты:

- зона турбулентного перемешивания, развивающаяся на контактной границе газ-жидкость, под действием скользящей воздушной ударной волны состоит из двух областей: собственно, из зоны перемешивания и капельного облака;
- относительные значения пульсаций скорости в зоне ТП при неустойчивости Кельвина-Гельмгольца из-за сильного вихревого течения значительно выше, чем при неустойчивостях Рэлея-Тейлора и Рихтмайера-Мешкова.

Требуется дальнейшая экспериментальная и расчетная отработка метода с целью получения большого количества точек для разложения пульсаций скоростей в ряд Фурье, определения спектра пульсаций скорости.

Список литературы

1. H.L.F. Helmholtz. Uber discontinuirlich Flussigkeits-Bewegungen. Monatsberichte Konigl. Preus. Akad. Wiss. // Berlin. 1868. P.215.
2. G.I. Taylor. The instability of liquid surfaces when accelerated in a direction perpendicular to their planes. // I. Proc.Roy.Soc., 1950. V.A201. P.192.
3. R.D. Richtmyer. Taylor instability in shock acceleration of compressible fluids. // Commun.Pure Appl.Math., 1960. V.13. P.297.
4. Е.Е. Мешков. Неустойчивость границы раздела двух газов, ускоряемой ударной волной. // Изв.АН СССР, МЖГ, 1969, N 5. с.151-158.
5. Ю. В. Янилкин, В. П. Стаценко, В. И. Козлов. Математическое моделирование турбулентного перемешивания в сжимаемых средах. ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ». 2009. с. 507.
6. В.П. Коронкевич, В.С. Соболев, Ю.Н. Дубнищев. Лазерная интерферометрия. // Новосибирск: Наука. 1983. С. 214.
7. А.А. Тяктев, А.В. Павленко, Н.Б. Аринкин и др. Экспериментальное исследование характеристик зоны турбулентного перемешивания газовых сред, вызванной действием неустойчивости Рэлея-Тейлора, при числах Атвуда 0,2 и 0,8. // Труды Международной конференции «XVII Харитоновские тематические научные чтения». ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ». 2015. с. 645-656.
8. C. Brucker. Structure and dynamics of the wake of bubbles and its relevance for bubble interaction. // Phys. Fluids. 11. 1781. 1999.

ОПРЕДЕЛЯЮЩИЙ ФАКТОР ПРИ РАЗВИТИИ СДВИГОВОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ В СРЕДАХ С ПРОЧНОСТЬЮ

О.Б. Дреннов

РФЯЦ – ВНИИЭФ, Саров, Россия

В природе существует три типа неустойчивостей поверхности раздела:

- ❖ Рэлея-Тэйлора (когда на границу раздела веществ разной плотности действует ускорение, вектор которого направлен от вещества меньшей плотности [1]);
- ❖ Рихтмайера-Мешкова (когда границы раздела импульсно ускоряется ударной волной [2]);
- ❖ Кельвина-Гельмгольца (когда имеется разрыв тангенциальной составляющей поля скоростей [3]).

Необходимым и достаточным условием развития неустойчивости Рэлея-Тэйлора и Рихтмайера-Мешкова является наличие начального возмущения на границе раздела, которое растет и, развивается при ускорении последней.

Для развития неустойчивости Кельвина-Гельмгольца такое условие необязательно, так как система, состоящая из двух касающихся потоков, движущихся параллельно с различными скоростями, является абсолютно неустойчивой [4].

Такое утверждение абсолютно справедливо для жидкостей и газов. Однако, когда взаимодействуют вещества, обладающие прочностью (металлы), ситуация становится не столь однозначной.

Реализовать относительное скольжение двух металлических образцов с высокой скоростью достаточно сложно. Наиболее простой способ – косое соударение пластин. При определенном подборе скорости метания w и угла соударения пластин γ реализуется т.н. режим «сварки взрывом» [5]. Контактная граница образцов приобретает волнообразный вид, а сами образцы прочно соединяются. Образование волнообразных возмущений на границе раздела объясняется в гидродинамическом приближении развитием неустойчивости Кельвина-Гельмгольца. В точке контакта металлы рассматриваются как соударяющиеся струи, причем натекающая струя разделяется на прямую и обратную. Взаимодействие обратной струи (метаемой пластины) с неподвижной приводит к развитию неустойчивости, возникновению и росту возмущений [6, 7].

Однако подробный металлографический анализ соединенных образцов показал, что плавление происходит в ограниченных локальных зонах. Подавляющая область соединения происходит в твердой фазе [5, 8].

Следовательно, для развития неустойчивости необходимо наличие начального возмущения, рост которого и определяет волнообразную форму контактной границы.

Для выявления определяющего фактора для развития сдвиговой неустойчивости в средах, обладающих прочностью, была проведена серия экспериментальных исследований. Схема постановки опытов представлена на рисунке 1.

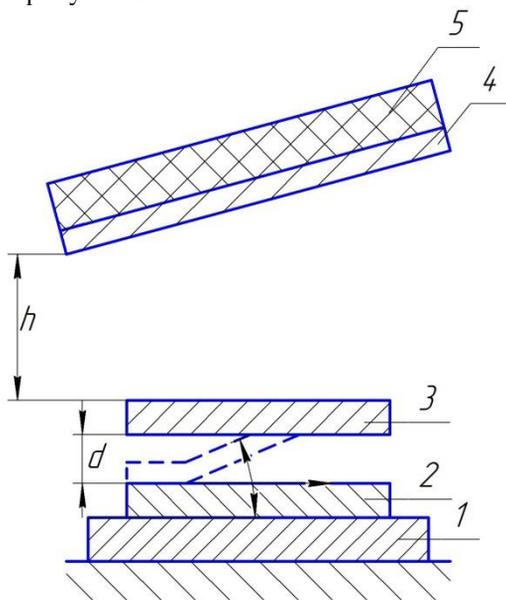


Рисунок 1. Схема постановки опытов

На массивное стальное основание (1) размещается неподвижная пластина (2) из меди М1 размером 100x60x5 мм. Над ней через зазор d фиксируется метаемая пластина (3) из алюминиевого сплава АМГ размером 100x60x5 мм. Над пакетом пластин устанавливается ударник (4) из алюминиевого сплава АМГ размером 150x120x4 мм. Минимальное расстояние, между ударником и метаемой пластиной $h = 20$ мм, что обеспечивает стационарность параметров соударения [5]. На поверхности ударника размещается слой ВВ (5) из тротила, в котором возбуждается плоская скользящая детонационная волна.

В каждой серии опытов динамические параметры ударника оставались неизменными. Варьировалось расстояние между поверхностями неподвижной и метаемой пластин. Основные результаты экспериментов приведены в таблице, где: u_k – скорость точки контакта; d – база полета метаемой пластины; a , λ – амплитуда и длина волны возмущений, реализующихся на контактной границе (средние значения после обсчета 20 соседних возмущений).

Таблица.

Номер опыта	u_k , мм/мкс	d , мм	a , мкм	λ , мкм	Номер рисунка (увеличение)
1	4	10	240 ± 20	750 ± 250	2 (x 100)
2	4	1	80 ± 10	350 ± 50	3 (x 100)
3	4	0,1	30 ± 5	150 ± 20	4 (x 100)
4	4	10	250 ± 20	800 ± 250	5 (x 100)
5	4	1	70 ± 10	350 ± 50	6 (x 100)
6	4	0,1	25 ± 5	140 ± 20	7 (x 100)

Фотографии микрошлифов контактных границ приведены на рисунках 2-7.

Рисунок 2. Микрошлиф контактной границы Al-Cu, $d = 10$ ммРисунок 3. Микрошлиф контактной границы Al-Cu, $d = 1$ ммРисунок 4. Микрошлиф контактной границы Al-Cu, $d = 0,1$ мм



Рисунок 5. Микршлиф контактной границы Al-Cu, $d = 10$ мм



Рисунок 6. Микршлиф контактной границы Al-Cu, $d = 1$ мм

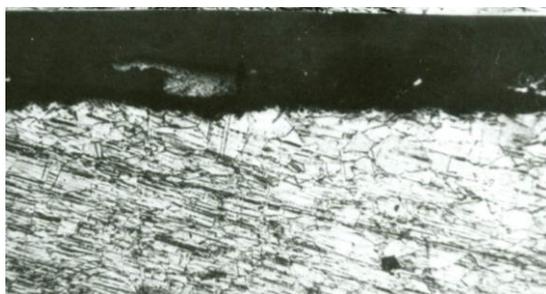


Рисунок 7. Микршлиф контактной границы Al-Cu, $d = 0,1$ мм

В опытах №№1-3 поверхности контакта нагружаемых пластин обрабатывались по классу точности 20 (шероховатость поверхности не более 20 мкм), в опытах №№4-6 – по классу точности R_z 0,05 (поверхности полировались до зеркальности).

Из результатов опытов следует: в пределах погрешности эксперимента не зафиксировано различие в параметрах и геометрическом виде реализующихся возмущений. Следовательно, начальной возмущение ($a \approx 20$ мкм) не является определяющим фактором для развития неустойчивости.

После соударения пластин в точке контакта реализуются интенсивные пластические деформации.

Тепло, выделяемое в процессе деформирования, приводит к термическому разупрочнению, росту скорости пластических деформаций и автокаталитической кинетике увеличения температуры. Узкие (десятки микрон) приграничные слои металлов полностью теряют прочность, переходят в некое «квазизидкое» состояние.

Известно, что тангенциальный разрыв (относительное движение двух контактирующих струй с разными скоростями) абсолютно неустойчив [4]. Именно относительное «течение» двух «квазизидких» слоев является определяющим фактором для развития неустойчивости Кельвина-Гельмгольца в средах, обладающих прочностью.

Список литературы

1. Taylor G. "The instability of liquid surfaces when accelerated in a direction perpendicular to their planes" Proceeding of Royal Society. Series A, 1950 v.201, № 1065, pp.192-196.
2. Е.Е. Мешков «Неустойчивость границы раздела двух газов, ускоряемой ударной волной» Механика жидкости и газа, 1969, №5, стр.151-158.

3. Г. Гельмгольц Два исследования по гидродинамике. I О вихревом движении. II О прерывном движении жидкости//Berlin Akad. 1868, 215-228с. (русский перевод под редакцией Е.А. Чаплыгина).
4. Г. Биркгоф //Гидродинамика. Методы, факты, подобие// Москва, Издательство иностранной литературы, 1963, 244с.
5. А.А. Дерibas Физика упрочнения и сварки взрывом// Новосибирск, Наука, СО, 1980, 221.с
6. J.Hunt Wave Formation in Explosive Welding// The Philosophical Magazine, Series 8, 1968, v.17, № 148, 669-680pp.
7. J. Robinson The mechanics of wave formation in impact welding// The Philosophical Magazine, 1975, v.31, № 3, 587-597pp.
8. Ю.А.Конон, Л.Б.Первухин, А.Д.Чудновский Сварка взрывом// Москва, Машиностроение, 1987.

МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ ВЛИЯНИЯ УСКОРЕННОГО СДВИГОВОГО ТЕЧЕНИЯ НА РАЗВИТИЕ НЕУСТОЙЧИВОСТИ РЭЛЕЯ-ТЕЙЛОРА

Е.Е. Мешков, Р.В. Мокрецов, И.Р. Смагин

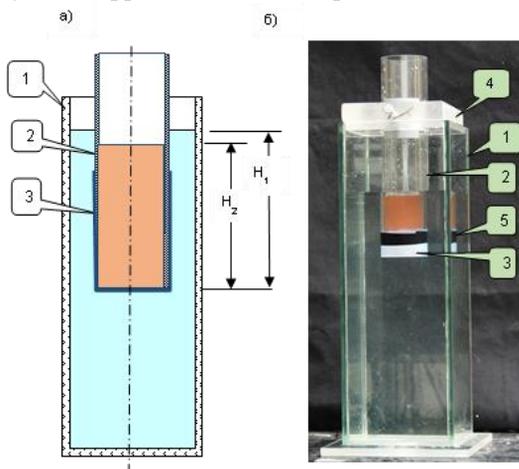
СарФТИ НИЯУ МИФИ, Саров, Россия

Локальное превращение турбулентного потока в трубе в ламинарный под действием его ускорения впервые было описано Тейлором в 1929 году [1]. В 1973 году Нарисима и Сринивассан опубликовали обзор исследований явления ламинаризации турбулентного пограничного слоя под действием ускорения течения [2]. Вопрос о возможном влиянии эффекта реламинаризации на характер развития неустойчивости Рэлея –Тейлора (РТ) [3,4] обсуждался в статьях Абаржи и Сринивассана [5,6]. Наряду с этим существует ряд экспериментальных исследований, указывающих на возможность подавления РТ неустойчивости ускоренным сдвиговым течением:

- на куполе крупного воздушного пузыря, всплывающего в воде [7-9] (число Атвуда $A \approx 1$);
- на куполе водяного пузыря, всплывающего в растворе соли [10] ($A \ll 1$).

Ниже описан метод исследования подавления РТ неустойчивости ускоренным сдвиговым течением на торце жидкого цилиндрического снаряда, тонущего в менее плотной жидкости.

На рис. 1 приведены: а) схема и б) общий вид экспериментального устройства, состоящего из вертикального стеклянного канала (1) (с поперечным сечением $11 \times 11 \text{ см}^2$), заполненного водой и помещённой в канал стеклянной цилиндрической трубки (2) диаметром 51 мм, на нижнем торце которой натянута диафрагма из тонкой резины (3).



- 1 – стеклянный канал, заполненный водой;
- 2 – стеклянная цилиндрическая трубка, заполненная раствором соли;
- 3 – натянута диафрагма из тонкой резины;
- 4 – крепление трубки в канале;
- 5 – изолянта, крепящая диафрагму к трубке

Рисунок 1. а) Схема и б) общий вид постановки эксперимента с жидким снарядом

В трубке налит раствор соли (с плотностью ρ_2); высота столба раствора в трубке H_2 . Высота столба воды (с плотностью ρ_1) в канале относительно торца трубки равна H_1 .

При проведении эксперимента течение инициируется пробоем диафрагмы иглой (по вертикали вниз, на схеме не показана). После прорыва и быстрого (за время ~ 1 мс) сжатия диафрагмы картина течения, возникающего на границе двух жидкостей в плоскости, совпадающей с осью симметрии трубки, визуализировалась при помощи метода PLIF (Planar Laser Induced Fluorescence) [11]. При этом через трубку пропусклся луч лазера с длиной волны 532 нм, трансформированный при помощи цилиндрической оптики в световой тонкий "лист"; раствор соли в трубке содержит вещество Родамин 6G, флюоресцирующее под действием лазерного излучения.

Регистрация картины течения осуществлялась цифровым фотоаппаратом Casio Exilim EX-F1 в режиме скоростной видеосъемки со скоростью 300 кадров в секунду.

В описанной постановке экспериментов можно исследовать режимы развития РТ неустойчивости как при отсутствии сдвигового течения, так и при его различных значениях. В случае, когда выполняется условие $\rho_2 \cdot H_2 = \rho_1 \cdot H_1$, на исследуемой границе (нижний срез трубки) устанавливается равновесие и жидкий снаряд (цилиндрический объем жидкости в трубке) после разрушения диафрагмы в целом покоится. Но РТ неустойчивость развивается беспрепятственно, а ускоренное сдвиговое течение практически отсутствует.

В системе координат, связанной с исследуемой границей раздела жидкостей, в начальный момент времени ускорение свободного падения $g_0 = 10$ м/с². Если граница движется вниз (в случае, когда $\rho_2 \cdot H_2 > \rho_1 \cdot H_1$) с ускорением $g(t)$, то ускорение свободного падения в выбранной системе координат будет: $g^*(t) = g_0 - g(t)$ (положительное направление вниз). Поскольку $g(t)$ заведомо всегда меньше g_0 , $g^*(t) > 0$ и все время на исследуемой границе должна развиваться РТ неустойчивость. Но при этом возникающее ускоренное сдвиговое течение может подавлять развитие РТ неустойчивости.

Варьируя H_2 при фиксированных ρ_2 , ρ_1 и H_1 , можно будет исследовать различные варианты влияния ускоренного сдвигового течения на РТ неустойчивость.

На рис. 2 приведены в сравнении результаты двух опытов: (а) $\rho_2 \cdot H_2 = \rho_1 \cdot H_1$; $\rho_2 = 1.029$ г/см³ (раствор соли); $H_1 = 8$ см (развитие РТ неустойчивости без сдвигового течения) число Атвуда $A = 0.015$ и (б) $\rho_2 \cdot H_2 > \rho_1 \cdot H_1$, $H_1 = 8$ см; $H_2 = 12$ см; $\rho_2 = 1.029$ г/см³ (стабилизация РТ неустойчивости сдвиговым течением, обтекающим фронт тонущего жидкого снаряда).

В случае (а) можно наблюдать "срез" зоны РТ перемешивания; здесь наибольший интерес представляет наблюдение образование и развитие пузыря, помеченного стрелкой на кадре на момент времени $t = 0.353$ с, на фоне растущей зоны перемешивания, течение в которой в основном имеет турбулентный характер. Здесь в пузырь проходит чистая вода без примеси раствора соли и это течение имеет если не ламинарный, то упорядоченный характер.

В случае (б), РТ неустойчивость начинает развиваться, однако движение жидкого снаряда вниз под действием силы тяжести приводит к обтеканию снаряда водой и образованию ускоренного сдвигового течения на исследуемой границе и в свою очередь к стабилизации РТ неустойчивости. В месте пересечения исследуемой границы с осью снаряда, где сдвиговое течение отсутствует, постоянно наблюдается небольшой выступ, но это возмущение не развивается.

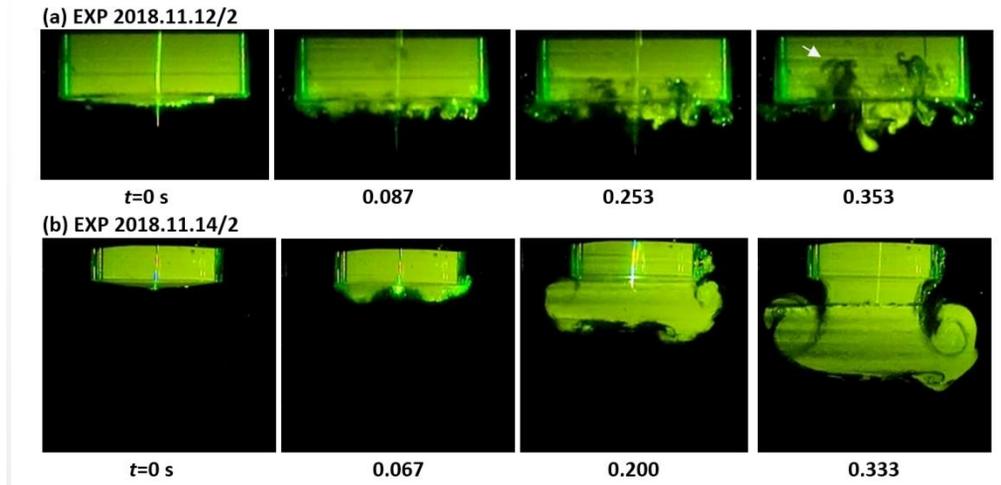


Рисунок 2. Результаты двух опытов: (а) $Q_2 \cdot H_2 = Q_1 \cdot H_1$; $Q_2 = 1.029 \text{ г/см}^3$, $H_1 = 8 \text{ см}$ (развитие РТ неустойчивости без сдвигового течения) и (б) $Q_2 \cdot H_2 > Q_1 \cdot H_1$; $H_1 = 8 \text{ см}$, $H_2 = 12 \text{ см}$, $Q_2 = 1.029 \text{ г/см}^3$ (на исследуемой границе возникает ускоренное сдвиговое течение, подавляющее развитие РТ неустойчивости)

Закключение. Разработана методика исследования влияния ускоренного сдвигового течения на развитие РТ неустойчивости на границе двух жидкостей. Получены подтверждения стабилизации РТ неустойчивости под действием ускоренного сдвигового течения.

Существенно, что эти результаты получены для случая развития зоны РТ перемешивания на границе двух взаимно растворимых жидкостей с малым числом Атвуда.

Список литературы

1. Taylor G.I. (1929). Proc. Roy. Soc. A, 124, 243
2. R. Narasimha & KR.Sreenivasan (1973) J. Fluid Mech, 61, , 417
3. Lord Rayleigh. (1883). Proc.London Math.// Soc. V.14, 70.
4. Taylor G.I. 1950. The instability of liquid surfaces when accelerated in a direction perpendicular to their planes.I. // Proc.Roy.Soc. V.A201, 192
5. S.I. Abarzhi. (2010) Europhysics Letters 91, 12867.
6. K.R. Sreenivasan, S.I. Abarzhi. (2013) Phil. Trans. Roy. Soc. A 371, , 20130167
7. Е.Е.Мешков. (2018) ЖЭТФ, том 153, вып.1, стр. 150–156
8. Е.Е.Meshkov etal, (2006) Proc. of 10th IWPCTM, Paris, France, p.p. 238-243
9. Е.Е.Meshkov, (2013) Phil. Trans. R. Soc. A2013 371, 20120288
10. R.I. Kanygin etal. (2018), Phys.Scr. , v.93, #2,
11. J.P.Crimaldi, Exp Fluids (2008) 44: 851

**МЕТОДИКИ ЭКСПЕРИМЕНТА
И ВЗРЫВНЫЕ ТЕХНОЛОГИИ.
МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ**

**TEST TECHNIQUES AND EXPLOSIVE TECHNOLOGIES.
SIMULATION OF DYNAMICAL PROCESSES**

**TECHNIQUES AND TECHNOLOGY OF NON-DESTRUCTIVE ANALYSIS
FOR NUCLEAR MATERIAL SECURITY**

Robert E. Reinovsky, Andrea Favalli

Los Alamos National Laboratory, Los Alamos, NM, USA

Confirming the presence or absence of a special nuclear material and its configuration, quantity, and properties inside a closed container is one of the most important and challenging tasks facing the international safeguard community. The experimental methodology of nondestructive assay (NDA) uses neutron, gamma or heat emissions from a sample under inspection to determine its mass and isotopic composition. Active probing with particles and photons can provide additional information including, potentially, information about the configuration and distribution of the material of interest. Based on the principal elements of applied nuclear physics, NDA methodology has achieved remarkable success in the past 50 years as a tool in international safeguards, nuclear material verifications and material accountability.

Rapid and unprecedented advances in the field of non-destructive analysis including advances in applied gamma-ray spectroscopy, new calorimetry techniques, and active interrogation with external signature detection using both static radioactive sources and pulsed neutron or gamma sources have added new dimensions and enhanced fidelity to the internationally developed capability to interdict illicit movement of nuclear materials. Novel detector systems increase the sensitivity of many new techniques.

Fast, high precision, radiography using various probes and techniques provide an additional approach exploring static objects for nuclear material security and can be used to diagnose dynamic experiments for fundamental research. Radiographic technique can be applied to inspect the contents of containers, packages and assemblies for global nuclear security applications ranging from conventional baggage inspection, to portal and boarder security and to examine, in detail, the motion of material in high speed dynamic experiments.

In this paper we present examples of a few NDA instruments and measurement methods that were developed at LANL and successfully implemented at domestic and foreign nuclear facilities and used by many organizations and discuss some applications of modern radiography to active interrogation. (LAUR-18-22326)

LASER-DRIVEN PULSE NEUTRON/X-RAY SOURCES FOR NUCLEAR MATERIAL SECURITY AND SCIENTIFIC APPLICATIONS

Andrea Favalli, Sasikumar Palaniyappan, Robert E. Reinovsky

Los Alamos National Laboratory, Los Alamos, NM, USA

Abstract

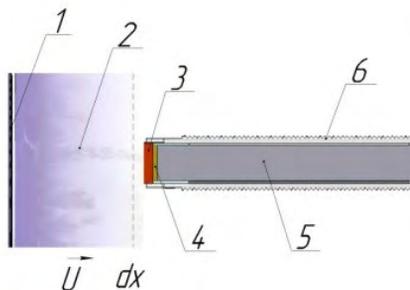
Los Alamos National Laboratory (LANL) has been studying ultra-high intensity laser beam to produced high intensity neutron and X-ray bursts. Using the Trident laser facility (in LANL) we have pioneered a new short-duration, yet intense source of neutron using a short-pulse laser. The neutron source features both high intensity (10^{10} fast neutrons per steradian per pulse) and directionality, and short-duration (~nanoseconds per neutron pulse). At Trident facility, also a high intense laser-driven X-ray pulse source was produced by impinging laser-driven multi-MeV electrons onto a high-Z converter foil. The features of the laser-driven neutron/X-ray sources make them particularly suitable for applications in global nuclear material security. We have been investigating applications, such as assay of special nuclear materials for materials accountancy, safeguards and security applications, spent nuclear fuel assay (at storage facility, in casks, for nuclear debris from reactor accidents). We are also pursuing laser-driven nuclear physics experiments, e.g. neutron resonance spectroscopy and cross section measurements. The experimental results both on the laser-driven neutron/X-ray sources characterization and applications in radiography and active interrogation of nuclear material will be presented and discussed. (LAUR-18-22055)

ОСОБЕННОСТИ РАБОТЫ ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ДАТЧИКОВ ПРИ ЛИНЕЙНОМ НАРАСТАНИИ ДАВЛЕНИЯ

*М.В. Антипов, И.В. Юртов, А.А. Утенков, А.В. Федосеев,
В.А. Огородников, А.Л. Михайлов*

РФЯЦ-ВНИИЭФ, Саров, Россия

Одним из наиболее простых, удобных и информативных методов, применяемых в экспериментах по исследованию ударно-волновых и взрывных процессов, является метод пьезоэлектрических датчиков импульсных давлений. Данный метод активно используется, в частности, для исследования процесса ударно-волнового пыления [1] (рисунок 1). По измеренным профилям давлений пылевых потоков на пьезодатчики, установленных на известном расстоянии от свободной поверхности ударно нагруженного образца, определяют скорость, плотность потоков и массу выброшенных частиц.



1 – образец, 2 – пылевой поток, 3 – экран, 4 – пьезоэлемент, 5 – опорное тело, 6 – пьезодатчик

Рисунок 1. Пьезодатчик и пылевой поток

Пылевой поток со временем удлиняется в направлении его движения, из-за чего его плотность уменьшается и давление, оказываемое им на датчик, нарастает плавно вплоть до подлета образца. Подбирая расстояние от начального положения пылящей поверхности можно добиться оптимального режима работы датчиков, при котором давления, создаваемые потоком, находятся в рабочем диапазоне пьезодатчиков. Обычно пьезодатчики располагают на расстояниях от 40 до 80 мм от поверхности образца. Пьезокерамические датчики имеют большую чувствительность и позволяют надежно регистрировать низкоплотные потоки в условиях наличия электромагнитных наводок, верхнее рабочее давление составляет ~0,5 ГПа. Кварцевые датчики сохраняют свою линейность на оказываемое воздействие вплоть до 4 ГПа и позволяют измерять более плотные потоки. В опытах обычно устанавливают оба типа датчиков. В случае, когда пылевой поток однороден, давления, регистрируемые пьезокерамическими и кварцевыми датчиками, обычно близки (рисунок 2).

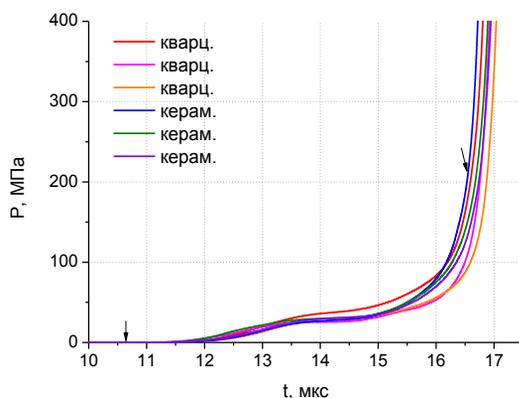


Рисунок 2. Профили давления, зарегистрированные кварцевыми и пьезокерамическими датчиками в одном опыте при их установке на расстоянии 40 мм от исследуемой поверхности

Как правило, при исследовании начальной стадии формирования потоков пыления при многоволновой конфигурации ударных волн, выходящих на поверхность образца, пьезоэлектрические датчики требуется устанавливать как можно ближе к исследуемой поверхности. Однако, проведение таких измерений сопровождается появлением резких спадов сигналов от пьезокерамических датчиков при давлениях, заметно меньших предельных, рисунок 3. Эти спады происходят задолго до подлета свободной поверхности образца к датчикам. Кварцевые датчики при таких измерениях работают вплоть до их разрушения при ударе по ним образца.

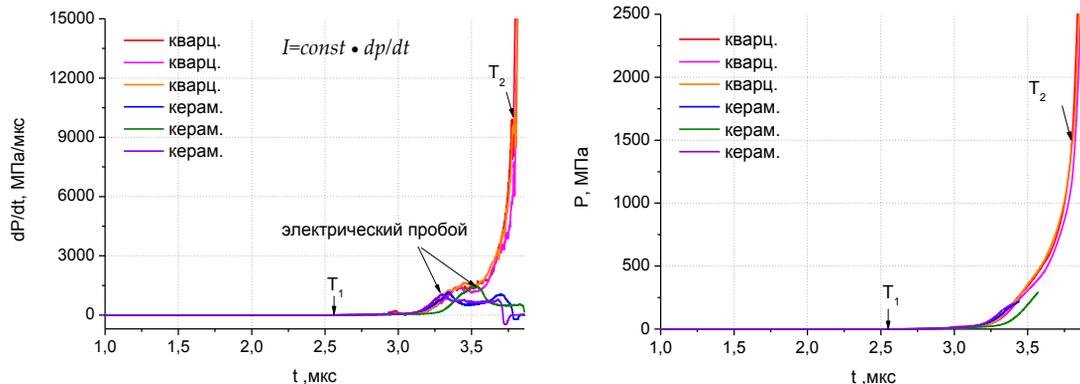


Рисунок 3. Скорость нарастания давления и профили давления при установке датчиков на расстоянии 10 мм

Резкий спад сигналов характерен для процесса электрического пробоя. Однако, максимальные напряжения на пьезоэлементах ~200 В оказались существенно ниже пробойных при

толщинах пьезоэлементов 0,5 мм. Так при статическом напряжении пробой в пьезоэлементах из ПК ЦТС-21 происходит при полях ~ 4 кВ/мм [4], что соответствует напряжению ~ 2 кВ на использовавшихся пьезоэлементах. Было сделано предположение, что сильные поля в объеме пьезоэлементов возникают из-за быстрого нарастания давления, при котором возникает большой его градиент вдоль толщины пьезоэлементов.

В литературе описаны электрическая реакция и электрические поля, возникающие в пьезоэлементах, подвергающихся воздействию давления для двух случаев:

- время изменения давления гораздо больше времени пробега звуковой волны через пьезоэлемент – режим «тонкого» датчика [2], [3], при этом давление во всем пьезоэлементе можно считать одинаковым;

- при нагружении ударной волной, когда фронт ударной волны разделяет пьезоэлемент на сжатую и несжатую зоны – режим «толстого» датчика [2].

В первом случае напряжение на пьезоэлементе и возникающие в нем электрические поля прямо зависят от подключаемой нагрузки. Выделяемый заряд пропорционален прикладываемому давлению (в линейной области), а ток, напряжение и напряженность поля внутри пьезоэлемента пропорциональны производной от давления. Для случая подключения датчика к активной нагрузке, когда $RC_{пэ}$ много меньше характерного времени изменения давления, имеем:

$$U(t) = R \cdot I(t) = R \cdot d_{ij} \cdot S \cdot \frac{dp(t)}{dt} \quad (1)$$

$$E(t) = \frac{U(t)}{x_0} = R \cdot \frac{d_{ij} \cdot S}{x_0} \cdot \frac{dp(t)}{dt} \quad (2)$$

где d_{ij} – пьезомодуль, S – площадь торца пьезоэлемента, R – подключаемая нагрузка, x_0 – толщина пьезоэлемента.

Как видно из этих выражений, для «тонкого» датчика электрическое поле внутри пьезоэлемента одинаково, если не учитывать краевые эффекты, и прямо зависит от нагрузки, а сигнал прямо пропорционален производной от давления.

Во втором случае генерируемый пьезоэлементом ток пропорционален давлению ударно-волнового нагружения. При этом поля, возникающие в объеме пьезоэлемента, в меньшей степени зависят от нагрузки и, независимо от ее величины, в объеме ПЭ генерируются максимально возможные значения полей для данного давления.

Если в пьезоэлемент входит прямоугольная ударная волна амплитудой p_0 , её фронт делит пьезоэлемент на две части: сжатую и несжатую. Генерируемый импульс напряжения и возникающие в пьезоэлементе электрические поля до выхода фронта ударной волны из пьезоэлемента, описываются нижеприведенными формулами [2].

$$U(t) = R \cdot I(t) = R \cdot \frac{d_{ij} \cdot p_0 \cdot c \cdot S}{x_0} \left(1 - \exp\left(-t/RC\right)\right) \quad (3)$$

Для не сжатой зоны:

$$E_1(t) = \frac{d_{ij} p_0}{\varepsilon \varepsilon_0} \left(\frac{t}{T} - \left(1 - \exp\left(-t/RC\right)\right) \frac{RC}{T} \right) \quad (4)$$

Для сжатой зоны:

$$E_2(t) = \frac{d_{ij} p_0}{\varepsilon \varepsilon_0} \left(1 - \frac{t}{T} + \left(1 - \exp\left(-t/RC\right)\right) \frac{RC}{T} \right) \quad (5)$$

Как можно видеть, независимо от величины нагрузки, в пьезоэлементе возникает максимальное электрическое поле, равное:

$$E_{\max} = \frac{d_{ij} p_0}{\varepsilon \varepsilon_0} \quad (6)$$

При некотором давлении p_0 величина поля E_{\max} будет превышать величину пробивного напряжения и, соответственно, в пьезоэлементе будут протекать пробойные процессы, а генерируемый импульс будет искажаться, что не позволит проводить измерения давления. Это явление ограничивает область применения кварцевых и ниобат-литиевых датчиков ударных волн [2].

Рассмотрение интересующего нас промежуточного случая, когда заметное изменение давления происходит за время, соизмеримое с временем пробега звука по пьезоэлементу, авторам доклада не известно. В дальнейшем такой режим работы будем называть динамическим.

Для описания работы пьезоэлементов при динамическом режиме нагружения разработана математическая модель их электрической реакции. Рассмотрение проведено для аксиального режима нагружения, при котором волна давления распространяется вдоль вектора поляризации в направлении от одного электрода к другому.

Математическая модель.

Будем считать, что давление, входящее в пьезоэлемент, нарастает линейно. При анализе работы пьезодатчика, нагружаемого импульсным давлением, необходимо отдельно рассмотреть два временных интервала:

- 1) от вхождения фронта волны давления в пьезоэлемент до выхода из него;
- 2) после выхода фронта волны давления из пьезоэлемента.

Наращение давления опишем законом:

$$p_{ns}(x, t) = \begin{cases} k \cdot (c \cdot t - x), & x \leq c \cdot t \\ 0, & x > c \cdot t \end{cases} \quad (7)$$

где $k = dp/dx = \frac{dp}{c \cdot dt}$ - крутизна переднего фронта импульса давления, c - скорость звука, t, x - текущие время и координата.

До начала воздействия напряжение между электродами пьезоэлемента равно нулю. Входящая в тело пьезоэлемента волна давления вызывает появление поляризационных зарядов, величина которых зависит от давления в соответствующем слое пьезоэлемента с координатой x :

$$P_x(x, t) = d_{ij} \cdot p(x, t) \quad (8)$$

Напряженность электрического поля внутри пьезоэлемента определяется выражением:

$$E(x, t) = \frac{1}{\epsilon \epsilon_0} (D_x(x, t) - P_x(x, t)) \quad (9)$$

где $D_x(x, t)$ - диэлектрическая индукция, а $P_x(x, t)$ - поляризация в срезе пьезоэлемента с координатой x . Считаем, что внутри пьезоэлемента нет свободных зарядов (нет проводимости), тогда величина $D_x(x, t)$ определяется свободными зарядами на электродах пьезоэлемента - $q(t)$:

$$D(x, t) = D(t) = \frac{q(t)}{S} \quad (10)$$

Напряжённость электрического поля, действующего в пьезоэлементе, определяется суперпозицией поля, создаваемого поляризационными зарядами, зависящими от давления, и поля, создаваемого свободными зарядами, находящимися на электродах пьезоэлемента:

$$E(x, t) = \frac{1}{\epsilon \epsilon_0} \left(\frac{q(t)}{S} - d_y \cdot p(x, t) \right) \quad (11)$$

Разность потенциалов между электродами пьезоэлемента будет равна:

$$U(t) = \int_0^{x_0} E(x, t) dx = \frac{1}{\epsilon \epsilon_0} \left(\frac{x_0}{S} q(t) - d_{ij} \int_0^{x_0} p(x, t) dx \right) \quad (12)$$

С учётом (7), интеграл в (12) будет равен:

$$\int_0^{x_0} p(x,t) \cdot dx = \begin{cases} \int_0^{ct} k \cdot (c \cdot t - x) dx = k \frac{(c \cdot t)^2}{2}, & t \leq \frac{x_0}{c} = T \\ \int_0^{x_0} k \cdot (c \cdot t - x) dx = k \cdot x_0 \left(c \cdot t - \frac{x_0}{2} \right), & t > \frac{x_0}{c} \end{cases} \quad (13)$$

В разомкнутом режиме напряжение на пьезоэлементе полностью определяется поляризационными зарядами. При подключении пьезодатчика к активной нагрузке из-за разности потенциалов заряды будут перетекать через неё с одного электрода на другой. На рисунке 4 показана эквивалентная схема пьезодатчика, подключённого к электрической цепи.

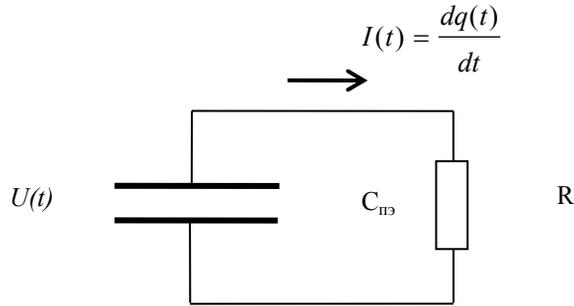


Рисунок 4. Эквивалентная схема пьезодатчика, подключённого к R-нагрузке

Работа такого датчика будет описываться уравнением:

$$RC_{пз} \frac{dq(t)}{dt} = \frac{d_{ij} \cdot S}{x_0} \int_0^{x_0} p_{пз}(x,t) dx - q(t) \quad (14)$$

В практически важном случае для датчиков импульсных давлений, работающих в короткозамкнутом режиме, выполняется условие $RC_{пз} \sim 0$. Выражение (14) можно преобразовать к виду:

$$\frac{q(t)}{d_{ij} \cdot S} = \frac{1}{x_0} \int_0^{x_0} p(x,t) dx \quad (15)$$

С учетом (13) можно получить выражения для свободных зарядов, перетекших между электродами через нагрузку:

$$q(t) = \begin{cases} \frac{d_{ij} \cdot S}{x_0} k \frac{(c \cdot t)^2}{2}, & t \leq \frac{x_0}{c} \\ d_{ij} \cdot S \cdot k \cdot \left(c \cdot t - \frac{x_0}{2} \right), & t > \frac{x_0}{c} \end{cases} \quad (16)$$

Используя (7), (11) и (16) получим выражение для распределения полей при замкнутом режиме работы пьезоэлемента:

$$\text{для } t \leq \frac{x_0}{c}: E(x,t) = \begin{cases} \frac{d_{ij} \cdot k}{\varepsilon_0} \left(\frac{(c \cdot t)^2}{2x_0} - c \cdot t + x \right), & x \leq c \cdot t \\ \frac{d_{ij} \cdot k}{\varepsilon_0} \cdot \frac{(c \cdot t)^2}{2x_0}, & x > c \cdot t \end{cases} \quad (17)$$

$$\text{для } t > \frac{x_0}{c}: E(x,t) = \frac{d_{ij} \cdot k}{\varepsilon_0} \left(x - \frac{x_0}{2} \right) \quad (18)$$

Распределения электрических полей по толщине пьезоэлемента для различных моментов времени, рассчитанные по (17) и (18) (рисунок 5).

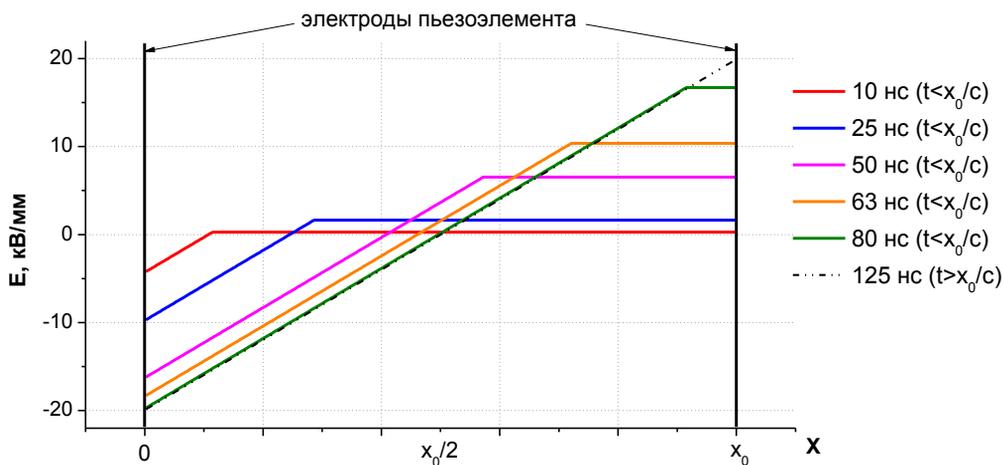


Рисунок 5. Распределения электрических полей внутри пьезоэлемента для различных моментов времени

Из рисунка 5 видно, что электрическое поле в пьезоэлементе распределено неравномерно: оно изменяется вдоль толщины пьезоэлемента.

При вхождении ударной волны и её распространении по пьезоэлементу наибольшее электрическое поле будет возникать вблизи переднего электрода. А своего максимального значения электрическое поле достигнет после выхода фронта волны из пьезоэлемента вблизи обоих электродов:

$$|E_{\max}| = \frac{d_y \cdot k \cdot x_0}{2\epsilon\epsilon_0} \quad (19)$$

где $k = dp/dx = \frac{dp}{c \cdot dt}$ - крутизна переднего фронта импульса давления

Выражение (19) показывает, что максимальные электрические поля в пьезоэлементе, подключённом к R-нагрузке, при динамическом режиме нагружения зависят от скорости его нарастания, подобно режиму «тонкого» датчика, однако при этом электрическое поле возникает в пьезоэлементе даже при его коротком замыкании. В отличие от «толстого» датчика, величины электрических полей линейно изменяются по толщине пьезоэлемента, при этом их значения зависят не от давления, а от скорости нарастания давления. Из уравнения (15) также следует, что протекший в цепи датчика заряд пропорционален среднему давлению в пьезоэлементе, т.е. в таком режиме датчик усредняет регистрируемое давление по времени пробега волны через пьезоэлемент $\tau = x_0/c_{зв}$.

При определенной скорости нарастания давления поля могут достигать значений, достаточных для проявления нелинейных эффектов: переполяризации и/или для возникновения пробойных эффектов, т.е. генерируемый сигнал нельзя будет использовать для определения давления.

Для пьезокерамических датчиков, на которых наблюдали резкий спад, рисунок 6, расчет электрических полей, возникавших перед пробоем, сделанный по формуле (19), дал значения $E_{\max} = 1,7 \div 3,3$ кВ/мм. При расчете использовали следующие параметры для ПК ЦТС-21: $\epsilon = 480$, $C_{зв} = 3,73$ мм/мкс, $d_{33} = 110$ пКл/н и значения скорости нарастания давления на пиках $dp/dt_{\max} = 1000 - 1900$ МПа/мкс.

Эти поля несколько ниже значений номинального пробойного напряжения 4 кВ для пьезокерамики ЦТС-21 при приложении статического напряжения.

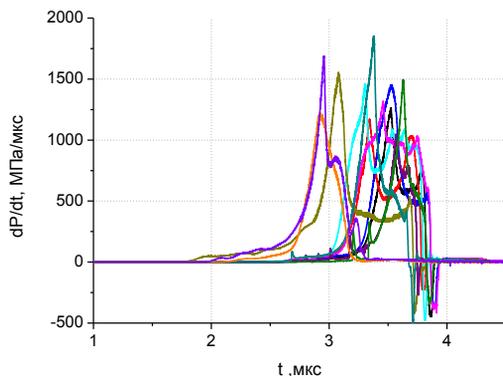


Рисунок 6. Зависимости скорости нарастания давления, зарегистрированные пьезокерамическими датчиками, установленными на расстоянии 10 мм от образца, на которых имеются признаки электрического пробоя

На сигналах большинства кварцевых датчиков спады, характерные для пробоя, наблюдаются в единичных случаях и, вероятно, связаны с наличием дефектов в кристаллах. Пример такого сигнала показан на рисунке 7. Пробой произошел при поле ~ 40 кВ/мм ($\varepsilon = 4,58$, $d_{11} = 2,3$ пКл/н).

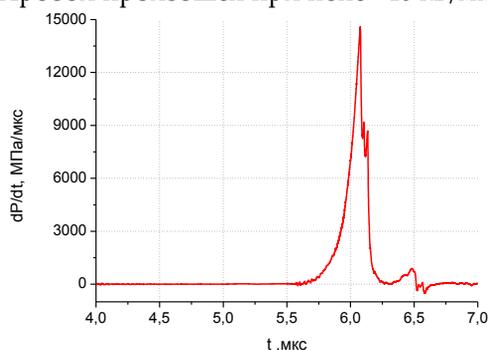


Рисунок 7. Сигнал кварцевого датчика, устанавливавшегося на расстоянии 10 мм от образца, на котором имеются признаки электрического пробоя

Выводы

- Проведенные расчёты и экспериментальные данные показывают, что при планировании экспериментов и обработке полученных с пьезодатчиков данных следует учитывать влияние электрических полей в пьезоэлементах в случаях, когда скорость изменения давления приводит к заметной разнице давлений внутри пьезоэлемента. Критические поля, при этом, близки к пробойным для соответствующего материала, определенным в статических условиях.
- Увеличить диапазон рабочих скоростей нарастания давления можно уменьшая толщину пьезоэлемента. При использовании для расчета давления формулы, применяемой в режиме «тонкого» датчика, получаемое давление будет усреднено по времени пробега волны через пьезоэлемент.

Список литературы

1. М.В.Антипов, А.А.Утенков, И.В.Юртов и др. Применение пьезоэлектрического метода для измерения параметров ударно-индуцированных пылевых потоков // ФГВ, 2018, т.54, №5.
2. Graham R.A. Solids Under High-Pressure Shock Compression // Mechanicals, Physics, and Chemistry, 1993, Springer-Verlag, New York, Inc., 221p.
3. Яровиков В.И. Теоретические основы проектирования пьезоэлектрических датчиков механических величин. Учебное пособие по кафедре «Информационно-измерительные системы»// Москва: МГУЛ, 2001-134с.
4. ОСТ11 0444-87 Материалы пьезокерамические. ТУ.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ИЗЭНТРОПИЧЕСКОГО СЖАТИЯ АЛЮМИНИЯ ПРИ МАГНИТНОЙ ИМПЛОЗИИ ЛАЙНЕРОВ В УСТРОЙСТВАХ ALT-1-3

*С.Д. Кузнецов, А.М. Буйко, С.Ф. Гаранин, М.А. Десятникова,
Г.Г. Иванова, В.А. Каренов, В.Б. Якубов*

РФЯЦ-ВНИИЭФ, Саров, Россия

Аннотация

Прецизионное измерение скорости ускоряемых лайнеров (оптическая велосиметрия методами VISAR, PDV), позволяет получать высокоточные изэнтропы исследуемых материалов - зависимости давления от плотности во всем диапазоне давлений, достигаемых в одном эксперименте [1]. При этом необходимо решать обратную математическую задачу, для чего используют методы типа ILA (Iterative Lagrangian analysis - итерационный лагранжев анализ). Но при магнитной имплозии лайнеров, когда наиболее высокие изэнтропические давления обеспечиваются кумуляцией, применение таких методов затруднительно.

В настоящей работе применяется аналогичный метод решения обратной задачи с использованием оптимизации - небольшое число параметров уравнения состояния варьируются до достижения наилучшего согласия экспериментальной скорости внутренней границы лайнера с расчетной, полученной в одномерном магнитно-гидродинамическом расчете. Для примера рассматривается имплозия алюминиевых лайнеров радиусом 4см и толщиной 2-3мм в устройствах ALT-1-3 [2-3] – под действием токов до 30-75МА (азимутальное магнитное поле до 2-10МГс) - при которой скорости лайнеров и изэнтропические давления в алюминии достигают 12-40км/с и 0.2-8Мбар. В экспериментах ALT-1,2 проводились VISAR-измерения скорости внутренней поверхности лайнеров, до 12 км/с. Полученная изэнтропа алюминия близка к имеющимся экспериментальным данным.

Введение

В 1999 г во ВНИИЭФ был проведен в рамках сотрудничества между ядерными лабораториями России и США первый опыт ALT-1 по демонстрации возможности получения скорости до 12 км/с с использованием ВМГ для проверки возможностей проектировавшейся в то время установки «Атлас». Сотрудничество было успешным и взаимодополняющим: ВНИИЭФ обладал технологией создания мощных ВМГ с хорошо воспроизводимыми токовыми характеристиками, а специалисты ЛАНЛ лучшими на тот момент диагностическими возможностями для измерения скорости лайнера. Основные результаты опыта были воспроизведены с хорошей точностью при повторном опыте ALT-2. Постановка опыта и начальная геометрия использовавшегося лайнера подробно описаны в [4], лайнер представлял собой цилиндр из технически чистого алюминия радиусом и длиной 40 мм и с толщиной стенок 2 мм, показанный на рисунке 1а. В этом опыте использовались целый ряд экспериментальных, согласованных по времени, методик для измерения тока и скорости внутренней поверхности лайнера. Основные результаты измерений полученных в опыте приведены в [4]-[5]. Измерение магнитного поля, создаваемого током в данном опыте, проводилось с помощью петлевых датчиков магнитного поля (B-dot датчиков), а также с помощью измерения фарадеевого вращения плоскости поляризации. Величины тока, измеренные в каждом из опытов разными методиками, хорошо согласуются между собой и между разными опытами в пределах экспериментальной погрешности. Сравнение средних величин тока и скорости из двух опытов, отнесенные к одной временной шкале, показаны на рисунке 1б. Используемые в опыте игольчатые датчики показали хорошую однородность схлопывания лайнера, петлевые датчики, расположенные под лайнером, подтвердили отсутствие разрывов контакта лайнера с токоподводящими стенками, получены экспериментальные погрешности измеренных кривых тока и скорости. В опыте проводилось рентгенографирование лайнера.

В работах [4]-[5] было проведено более подробное сравнение измерений тока и скорости, которые используются для определения свойств вещества. Экспериментально подтверждённая погрешность измерения тока с помощью петлевых датчиков составляет $< 5\%$, для измерений с помощью фарадеева вращения заявленная погрешность $\sim 1\%$, погрешность измерения скорости с помощью VISAR $\sim 1-2\%$, временная привязка экспериментальных кривых составляет < 100 нс. Обнаруженное на стадии обработки экспериментальных данных различие во временах начала токовых кривых от измерений петлевыми и фарадеевыми датчиками было устранено отнесением к неучтенной задержке в запуске регистрирующей аппаратуры.

Близкий к одномерному процесс схлопывания лайнера в этих опытах позволил с достаточной точностью предсказать и описать экспериментальные результаты с использованием одномерной методики [6]. Дальнейшее развитие этой методики позволило включить одномерный расчётный модуль в программы оптимизаторы [7], что позволяет осуществлять поиск оптимальных параметров задачи, в частности параметров УРС, находить решение обратной задачи по определению неизвестных граничных условий, вычислять погрешности полученных решений. В следующих разделах иллюстрируются возможности данной методики по нахождению тока и получению параметров УРС, осуществляющих наилучшее приближение.

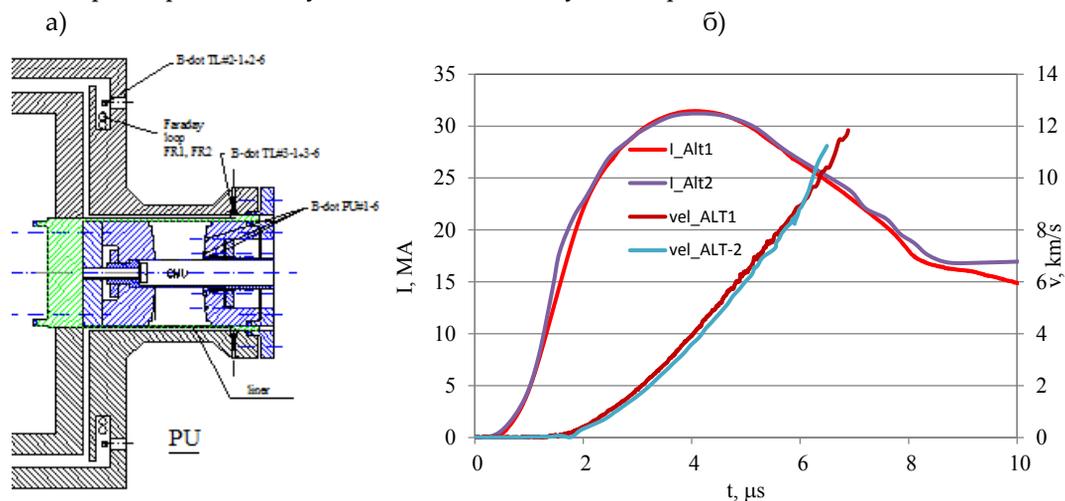


Рисунок 1. а) Схема лайнерной сборки экспериментального устройства. б) Сравнение токов и скоростей внутренней границы лайнера, приведённых к одной временной шкале, полученных в опытах ALT-1 и ALT-2

Численный эксперимент по восстановлению тока по заданной скорости границы

В геометрии задачи, представленной на рисунке 1, с током из опыта ALT-1, показанном на рисунке 2, проведен расчёт скорости внутренней границы лайнера. В начальный момент лайнер можно считать тонким (отношение толщины к радиусу ~ 20). Приложение сравнительно медленно растущего магнитного поля к внешней границе лайнера производит близкое к адиабатическому сжатию вещества лайнера. На рисунке 2 приведены профили распределения характерных величин в лайнере на момент подлёта к центральному измерительному блоку, видно, что максимально достижимое адиабатическое давление в этом опыте составляет 25 ГПа, плотности $1.35 \rho_0$, что определяет диапазон уравнения состояния, доступный для исследования в этом эксперименте.

Считая УРС вещества известным, проведено нахождение величин тока в 30 точках, методом минимизации суммы среднеквадратических отклонений скорости в заданных точках. Число точек выбрано таким, чтобы обеспечить точность восстановления тока с погрешностью порядка 1%. В качестве стартового значения параметров тока выбрана кривая ALT-1 на рисунке 3а. Начальный интервал, определяющий минимальное и максимальное значение тока в каждой точке был задан равным (0, 35) МА. На рисунке 3а показаны величины тока при достижении локального минимума функционала среднеквадратических отклонений скорости в заданных точках. Для продолжения

решения использовалась ожидаемое отсутствие резких изменений производной тока или гладкость токовой кривой, вводились ограничения на диапазон возможных значений величины тока в первой выпадающей точке, и расчёт продолжался до следующего локального минимума. Относительные модули отклонений величин скорости от точных стартовых значений скорости показаны на рисунке 3б. Эти результаты показывают, что в среднем результирующее отклонение полученных скоростей меньше 0.01%.

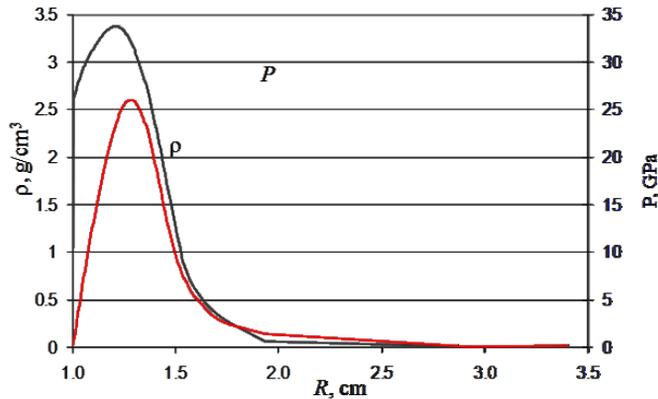


Рисунок 2. Профили термодинамических величин в лайнере на момент подлёта к центральному блоку или радиусу 1 см

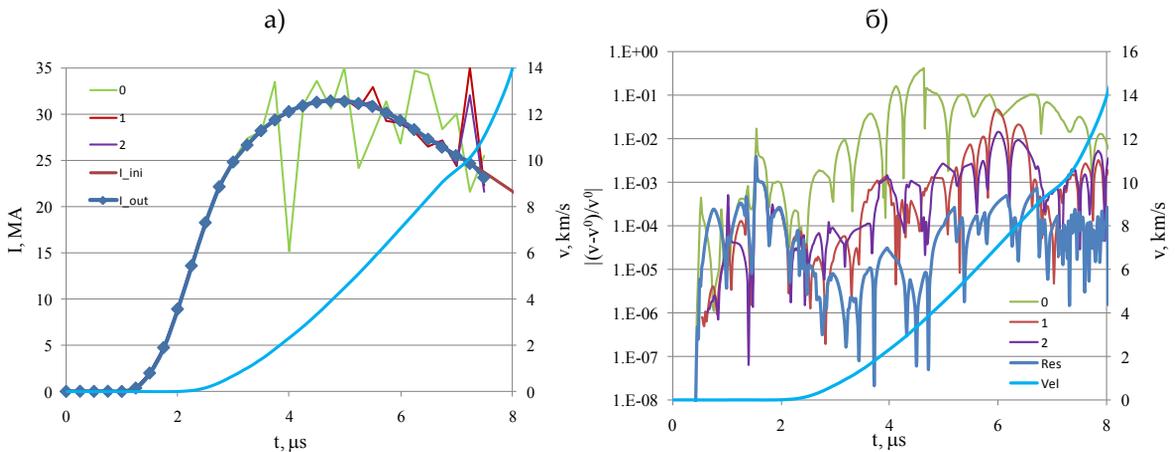


Рисунок 3. а) Несколько последовательных приближений токовой кривой построенных по кривой скорости расчётно полученной по токовой кривой начального тока I_{ini} . Окончательная токовая кривая отмечена маркерами в точка, в которых находилось значение тока. б) Элементы вектора невязки на несколько последовательных приближений токовой кривой. Окончательная токовая кривая отмечена маркерами в точка, в которых находилось значение тока.

Восстановление тока и определение УРС по экспериментальной кривой скорости внутренней границы

В целом восстановление тока произведено по точной кривой скорости с доверительным интервалом меньше 1%. При реальных случайных отклонениях скорости от точного значения в эксперименте точность такого восстановления может оказаться значительно хуже, но доверительный интервал может быть получен численно из расчётов по описанной методике.

Если УРС вещества считается известным, то восстановление тока можно провести по полученной в эксперименте зависимости скорости. Экспериментальная кривая скорости для эксперимента ALT-1 аппроксимировалась ~ 200 значений, взятыми через равные интервалы времени, которая показана вместе с экспериментальной кривой на рисунке 4а, ток находился в ~ 25

равноотстоящих точках. Постановка задачи аналогична рассмотренной в предыдущем разделе, дополнительную погрешность вносят случайные погрешности скорости. На рисунке 4а показаны результаты расчётов по восстановлению тока для экспериментов ALT1, а также указаны границы доверительного интервала для тока. На рисунке 4а представлен половинный доверительный интервал, отнесённый к значению тока, который определяет относительную погрешность восстановления тока по взятым значениям скорости. Погрешность значений тока не выходит за $\pm 15\%$, а на большей части токовой кривой не превышает $\pm 5\%$.

На рисунке 4б приведены аналогичные кривые для восстановления тока по результатам эксперимента ALT-2. Таблица скорости была взята из оцифровки графика скорости в 125 точках. Видно, что расчётная погрешность восстановления скорости при этом оказывается несколько хуже, чем для опыта ALT-1, что связано с меньшим числом точек скорости использовавшемся в расчёте, также кривая скорости была записана до меньших значений скорости и визуально является не такой гладкой и монотонной как кривая скорости, полученная в опыте ALT-1.

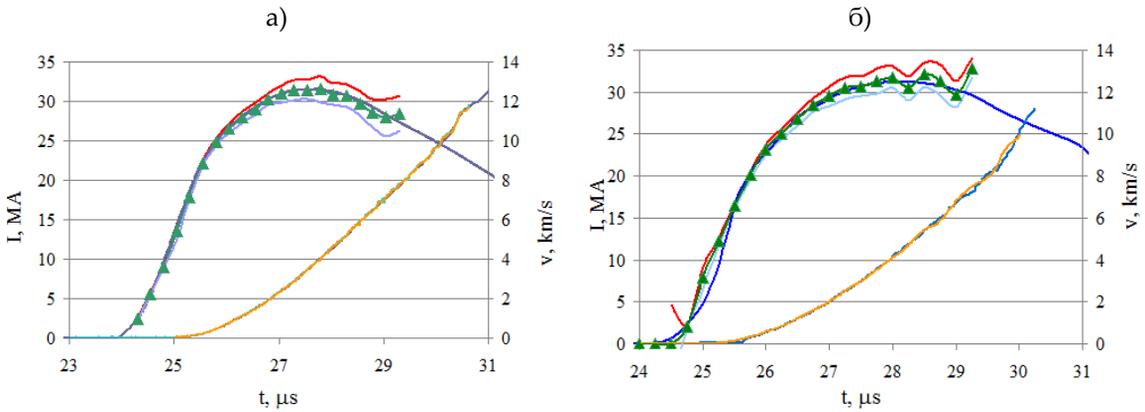


Рисунок 4. Восстановление расчётной кривой тока в опыте ALT-1 (а) и ALT-2 без учёта пластичности материала лайнера. Показан удвоенный доверительный интервал для тока и зависимость скорости на внутренней поверхности от времени.

Может быть поставлена и решена задача по определению оптимальных параметров УРС по полученным в эксперименте кривым тока и скорости, при этом важным может оказаться вопрос о точности временной привязки кривой тока и кривой скорости. Для примера, были проведены расчёты коэффициентов в используемой нами параметризации УРС в области малых сжатий, которые были реализованы в экспериментах ALT-1,2. Для

$$P_c = \frac{\rho_0 c_0^2}{n-m} (\delta^n - \delta^m), \text{ где } \delta = \rho / \rho_0, \text{ получено}$$

$c_0 = 4.89 \pm 0.036$ км/с, $n = 2.51 \pm 0.021$, $m = 2.24 \pm 0.094$.

Найденные значения близки к тем, что использовались в расчётах.

Может быть поставлена и решена задача по другим параметрам УРС, например оптимизация параметров отвечающих за зависящую от температуры часть УРС по полученным в эксперименте кривым тока и скорости. Были проведены расчёты по определению предела текучести и коэффициента Пуассона для материала лайнера, хотя по оценкам влияние прочности на движение лайнера незначительно. Найденные значения равны $\sigma = (3.33 \pm 0.17) \cdot 10^{-7}$ ГПа. $\nu = 0.39 \pm 0.19$, что примерно соответствует с учётом погрешности нагружению алюминия в статических условиях. На рисунке 5 представлена оптимизированная изэнтропия вещества лайнера, полученная в расчётах. Кривая получена в интервале давлений и плотностей достижимых в данном опыте.

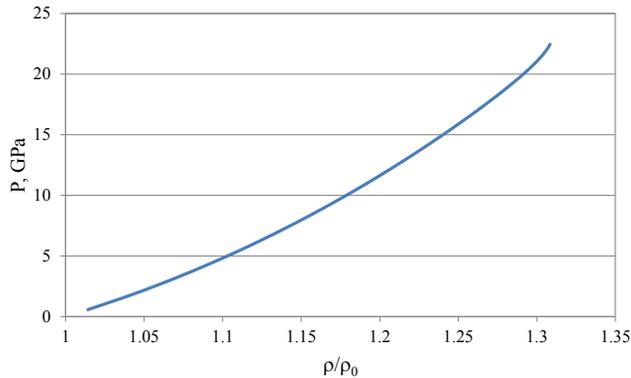


Рисунок 5. Изэнтропа материала лайнера, полученная в расчётах

Заключение

Произведено рассмотрение имплозии алюминиевых лайнеров радиусом 4 см и толщиной 2-3 мм в устройствах ALT-1-2 [2-3] – под действием токов до 35 МА (азимутальное магнитное поле до 20 МГс) – при которой скорости лайнеров и изэнтропические давления в алюминии достигают 12 км/с и 0.25 Мбар. Применен метод решения обратной задачи для восстановления кривой тока в модельной задаче, а также на основе экспериментальных данных полученных в опытах ALT-1 и ALT-2. Произведена оценка доверительных интервалов для получаемых результатов восстановления тока. Восстановлены параметры холодной кривой давления для получения изэнтропы сжатия материала лайнера. На примере предела текучести и коэффициента Пуассона показана возможность восстановления параметров уравнения состояния. Оценено влияние этих параметров на результаты восстановления тока.

Список литературы

1. R.W. Lemke, D.H. Dolan, D.G. Dalton, et al. Probing off-Hugoniot states in Ta, Cu, and Al to 1000 GPa compression with magnetically driven liner implosions // *Journal of Applied Physics* 119, 015904 (2016).
2. A.M. Buyko, Y.N. Gorbachev, V.V. Zmushko, et al. Simulation of ATLAS parameters in explosive magnetic experiments ALT-1,2 // *Proc. of IX Int. Conf. on Megagauss Magnetic Field Generation and Related Topics*, M. – St.-Pet., July 7-14, 2002. Edited by V.D. Selemir, L.N. Plyashkevich. Sarov, VNIIEF, 2004. PP. 747-751.
3. А.М. Буйко. Некоторые возможности магнитной имплозии высокоскоростных конденсированных лайнеров в устройстве ALT-3 // Доклад на международной конференции XXI Харитоновские тематические научные чтения, РФЯЦ-ВНИИЭФ, г. Саров, 2019 (будет опубликован в Трудах конференции).
4. A.M. Buyko, G.I. Volkov, Yu.N. Gorbachev, B.T. Yegorychev, V.V. Zmushko, V.A. Ivanov, G.G. Ivanova, A.I. Kuzyaev, A.A. Kulagin, V.N. Mokhov, V.V. Pavlii, S.V. Pak, A.A. Petrukhin, A.N. Skobelev, V.N. Sofronov, V.K. Chernyshev, V.B. Yakubov, B.G. Anderson, W.L. Atchison, D.A. Clark, R.J. Faehl, I.R. Lindemuth, R.E. Reinovsky, G. Rodrigues, J.L. Stokes, L.J. Tabaka. Experimental simulation of the energy parameters of the “Atlas. Capacitor” bank using a disk explosive-magnetic generator // *13th IEEE International Pulsed Power Conference Las Vegas, Nevada, June 17-22, 2001*
5. D. A. Clark, B. G. Anderson, G. Rodriguez, J. L. Stokes, L. J. Tabaka. Liner velocity, current, and symmetry measurements on the 32 megamp flux compression generator experiment ALT-1 // *13th IEEE International Pulsed Power Conference Las Vegas, Nevada, pp. 747-751, June 17-22, 2001*

6. Н.Ф. Гаврилов, Г.Г. Иванова, В.И. Селин, В.Н. Софронов. Программа UP-Ok для решения одномерных программ механики сплошной среды в одномерном комплексе //ВАНТ, Серия: Методики и программы, № 3(4), стр. 11-14, 1982
7. B. M. Adams, W. J. Bohnhoff, K. R. Dalbey, J. P. Eddy, M. S. Ebeida, M. S. Eldred, J. R. Frye, G Gerarci, P. D. Hough, K. T. Hu, J. D. Jakeman, M. Khalil, K. A. Maupin, J. A. Monschke, E. M. Ridgway, Ahmad Rushdi, L. P. Swiler, J. A. Stephens, D. M. Vigil, and T. M. Wildey. Dakota, a multilevel parallel object-oriented framework for design optimization, parameter estimation, uncertainty quantification, and sensitivity analysis: Version 6.6 developers manual. Technical Report SAND2014-5014, Sandia National Laboratories, Albuquerque, NM, Updated May 2017. Available online from <http://dakota.sandia.gov/documentation.html>

РАСЧЕТЫ ВЗРЫВОМАГНИТНЫХ УСТРОЙСТВ ТИПА АЛТ ДЛЯ БЕЗУДАРНОГО СЖАТИЯ МАТЕРИАЛОВ ПРИ МАГНИТНОЙ ИМПЛОЗИИ ЛАЙНЕРОВ

А.М. Буйко, Г.Г. Иванова, И.В. Морозова

РФЯЦ-ВНИИЭФ, Саров, Россия

Введение

Устройство АЛТ-3 (рисунок 1) было разработано [1-4] для проверки эффективности магнитной имплозии цилиндрического Al-лайнера как ударника, разгоняемого до 20км/с под действием азимутального магнитного поля $B \sim 6\text{МГс}$ (ток $\sim 70\text{МА}$, см. рисунок 2а). В экспериментах АЛТ-1,2 [5] (“Advanced Liner Technology”) с аналогичным устройством и 10-модульным ДВМГ такой же Al-лайнер толщиной 2мм был разогнан до 12км/с ($R_{imp}=1\text{см}$, поле $B \sim 2\text{МГс}$, ток $\sim 30\text{МА}$).

Магнитная имплозия лайнеров по сравнению с имплозией от взрывчатки имеет такие преимущества, как практически мгновенное (со скоростью света) выравнивание магнитных полей, действующих на лайнеры, разгон и сжатие лайнеров без образования ударных волн, получение более высоких давлений и регулировка времен их нарастания. Используются [1-9] однослойные (Al,Cu) и двухслойные лайнеры. Последние состоят из внутреннего слоя (ударник или исследуемый материал) и прилегающего к нему снаружи хорошо проводящего слоя (Al,Cu), по которому течет ток $I(t)$. На внешнюю поверхность лайнера $R_{out}(t)$ действует магнитное поле (1), которое диффундирует в скин-слой и формирует в нем магнитное давление (2) – результат действия объёмных сил, пропорциональных $[jB]$ ($j(r,t)$ и $B(r,t)$ - плотность тока и магнитное поле в скин-слое, рисунок 2б).

$$B(t) = I(t)/5R_{out}(t), \quad [\text{см}, \text{МА}, \text{МГс}] \quad (1)$$

$$P_B = B^2/8\pi, \quad [\text{МГс}, \text{Мбар}] \quad (2)$$

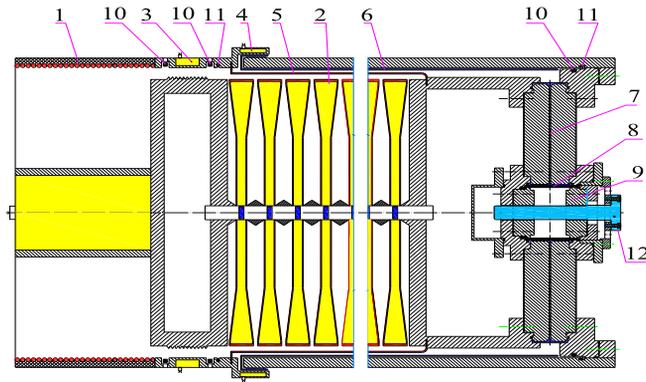


Рисунок 1. [3,4]. Схема и основные параметры устройства ALT-3 (проект). 1 и 2 – спиральный и 15-модульный дисковый взрывомагнитные генераторы Ø0.4м (СВМГ и ДВМГ); 3 и 4 – взрывные замыкатели тока (ВЗТ): кроубар 3 отключает СВМГ при начальном токе ДВМГ $I_0 = 7\text{MA}$ ($t = t_0$); ВЗТ 4 имеет малое сопротивление R_k и подключает нагрузку индуктивностью $L_0 = 6\text{нГн}$ в заданное время t_{0l} - при напряжении на ФРТ $U_{0l} < 10\text{kV}$; 5 – электровзрывной фольговый размыкатель тока (ФРТ) с Cu-фольгой толщиной $\Delta_f = 0.12\text{-}15\text{мм}$ и высотой $\sim 90\text{см}$; 6,7 – коаксиально-радиальная передающая линия (ПЛ); 8 – пондеромоторный узел (ПУ) с Al-лайнером, имеющим наружный и внутренний радиусы $R_l = 4\text{см}$ и $R_{in0} = 3.7\text{см}$ ($\Delta l = 3\text{мм}$) и высоту $H_l \sim 1.2R_l$; 9 – торцевые стенки ПУ; 10,11 – токовые датчики; 12 – измерительный узел радиусом $R_{imp} = 1\text{см}$ (глубина имплозии $R_{in0}/R_{imp} = 3.7$) с датчиками фотонно-доплеровской велосиметрии (PDV) и образцами исследуемых материалов

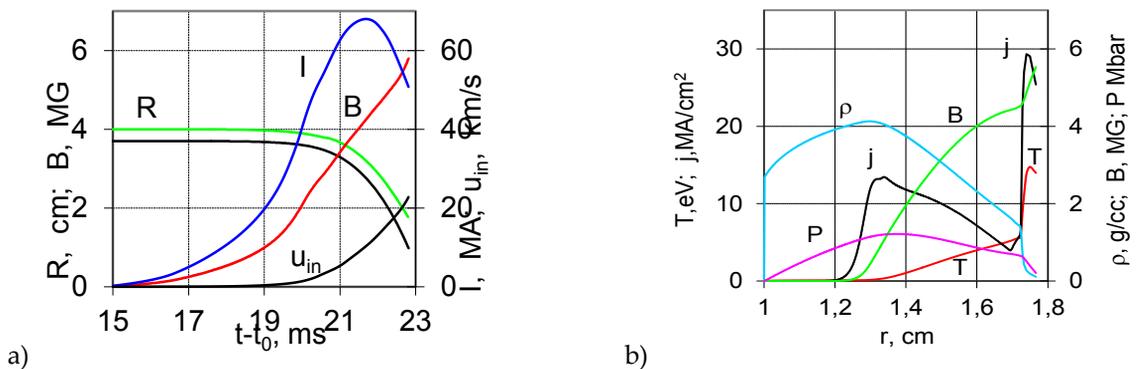


Рисунок 2. [8]. Результаты одномерных магнитно-гидродинамических (1D МГД) расчетов имплозии лайнера в устройстве ALT-3. а) ток $I(t)$ и магнитное поле $B(t)$ на лайнере, $R(t)$ – радиусы обеих границ лайнера и скорость $v_{in}(t)$ его внутренней границы $R_{in}(t)$; б) профили магнитного поля $B(r)$ и плотности тока $j(r)$, безударного давления $P(r)$, плотности $\rho(r)$ и температуры $T(r)$ в лайнере перед его соударением с измерительным узлом ($R_{in} = R_{imp} = 1\text{см}$)

К концу имплозии вблизи наружной границы лайнера ALT-3 температура может достигать 15эВ (рисунок 2б), что определяется переносом излучения в образующейся здесь плазме. Но внутренняя часть лайнера, до 50% его массы, находится в твердом безударно сжатом до 1Мбар ($P_B \sim 1\text{Мбар}$) и динамически упрочненном состоянии, что должно ограничивать развитие основных неустойчивостей лайнера (Релея-Тейлора, сосисочной и др.).

В устройствах типа ALT-3 можно получать безударные давления в металлах более 10Мбар [8], уменьшая радиусы лайнерного и измерительного узлов, - за счет более высоких магнитных полей и, особенно, более глубокой имплозии лайнеров, таких как двухслойные лайнеры с параметрами

$$R_l = 30\text{ мм}, \Delta l = 3.0\text{ мм}, \Delta C_{ul}(w) = 0.34(0.16)\text{ мм}, H_l > 1.2R_l; R_{imp} = 1\text{ мм} (R_{in0}/R_{imp} \sim 27) \quad (3)$$

Увеличение относительной толщины этих лайнеров (при прежней массе $\sim 20\text{ г/см}$) должно привести к уменьшению развития их основных неустойчивостей [9], а при указанной их высоте **влияние**

торцевых стенок на их имплозию может быть слабым [10]. Безударное сжатие внутренних слоев таких лайнеров в процессе их имплозии было предложено [7,8] исследовать по прецизионным PDV измерениям скорости $v_{in}(t)$ их внутренней границы – аналогично исследованиям [6].

В экспериментах [6] на Z-машине в Сандийской Национальной Лаборатории США были проведены исследования имплозии двухслойных лайнеров со следующими параметрами:

$$R_l = 3.43-3.20 \text{ мм}, \Delta_{Al} = 1.0-1.2 \text{ мм}, \Delta_{Cu(Ta)} = 0.53(0.30) \text{ мм}; R_{imp} = 0.35 \text{ мм} (R_{in0}/R_{imp} \sim 5) \quad (4)$$

Под действием тока, нараставшего до 16МА за 0.8мкс ($B \sim 16$ МГс, $P_B \sim 10$ Мбар) безударные давления во внутренних слоях этих лайнеров достигали ~ 10 Мбар. Здесь были получены прецизионные измерения скорости внутренней границы лайнеров $v_{in}(t) < 20$ км/с – с погрешностью ~ 10 м/с. Это позволило – в отличие от рентгенографии – путем «обратного лагранжева анализа» получать непрерывную зависимость безударных давлений от плотности и более высокую точность: «5,7% (1,8%) по давлению (плотности) или меньше».

В настоящей работе приводятся уточненные расчеты разработанных устройств ALT-1-3 (раздел 1) и возможных устройств типа ALT-3 – с разными лайнерным и измерительным узлами (раздел 2). Используемый код 1D(MHD)_n [11,12] был разработан Буйко А.М., Ивановой Г.Г. и Софроновым В.Н. на базе методики УП-ОК [13] и тестирован рядом экспериментов [5,12]. Показаны возможности устройств типа ALT-3 по изэнтропическому сжатию материалов до давлений 20 Мбар при магнитной имплозии лайнеров – в рамках 1D МГД моделирования. Для проверки этих возможностей необходимы аналогичные [4,10] 2D МГД расчеты имплозии предлагаемых лайнеров, глубина которой существенно больше, чем при имплозии лайнеров (4) или ALT-3, – с учетом влияния торцевых стенок и развития основных неустойчивостей. Еще более важна экспериментальная проверка эффективности требуемой глубокой имплозии таких лайнеров.

1. Моделирование устройств ALT-1-3

В используемом коде 1D(MHD)_n параллельно решается произвольное количество (n) 1D МГД задач, которые моделируют основные узлы устройств (рисунок 1) и связаны между собой граничными условиями типа (1) и (5). В расчетной схеме рассматриваемых устройств $n=13$ и используются две взаимосвязанные токовые цепи: ДВМГ-ФРТ с током $I_g(t)$ и ФРТ-ПУ с током $I(t)$. Каждая из них составляется из готовых модулей, которые берутся из «библиотек» источников энергии (ДВМГ, ФРТ и др.), передающих линий (коаксиалы, радиальные линии и др.) и лайнерных ПУ (цилиндрические, квазисферические и др.). Ток $I_g(t)$ при $t > t_0$ и ток $I(t)$ при $t > t_{0l}$ находятся из уравнений баланса магнитного потока в соответствующих цепях (при $t < t_0$ имитируется ток СВМГ с требуемым максимумом I_0 , что важно для получения правильного состояния Си-фольги к началу t_0 работы ДВМГ). Для тока $I(t)$ уравнение цепи имеет вид [мкс, нГн, МА, кВ]:

$$d(L I)/dt = U_f - U = U_f - (U_{kl} + U_{nl} + U_{pu} + U_l), \quad t > t_{0l}, \quad I(t_{0l}) = 0. \quad (5)$$

Здесь $L(t)$ – индуктивность нагрузки; $U_f(t)$ и $U(t)$ – напряжение на фольге ФРТ и суммарная скорость потерь магнитного потока в нагрузке; $U_{nl}(t)$ и $U_{pu}(t)$ – на стенках ПЛ и ПУ, $U_l(t)$ – на лайнере, $U_{kl}(t) = R_{kl}(t)I(t)$ – на ВЗТ ($R_{kl}(t)$ берется из экспериментов); для моделирования устройств без ВЗТ [1,2] полагается $U_{0l} = 0$ ($t_{0l} = 0$). Эти напряжения и изменение индуктивности нагрузки $\Delta L(t)$ вычисляются по результатам соответствующих 1D МГД расчетов: $U_l(t)$ – по электрическим полям $E_l(t)$, возникающим из-за магнитной диффузии на поверхности Си-фольги ФРТ, на стенках ПЛ и ПУ и на лайнере; $\Delta L(t)$ – по смещениям этих стенок $\delta_l(t)$ и наружной границы лайнера $R_l - R_{out}(t)$. В 1D МГД расчетах проводники описываются широкодиапазонными комплексами «уравнение состояния – проводимость» – от твердотельного их состояния до испаренного (Cu) [14] или плазменного (Al, Cu) [15,16] состояний.

В уточненных расчетах используются более тонкие лагранжевы сетки, ~ 1 мкм (было ~ 20 мкм), и более адекватно моделируется нагрузка от ФРТ до лайнера – потери в ней магнитного потока и изменения ее индуктивности. Например, используется 8 1D МГД расчетов с током $I(t)$ (было 6), два из которых моделируют лайнер, обратный токопровод и изоляторы между ними. В расчете

имплозии лайнера учитывается перенос излучения в приближении «вперед-назад» [17], а также электронная теплопроводность; поток излучения через наружную границу лайнера учитывается, но не влияет на изолятор (возможны Н-отжатый разряд и ответвление в него тока, которые, по оценкам, слабо влияют на имплозию). Как и ранее, пять 1D МГД задач моделируют систему ДВМГ+ФРТ. Две задачи с током $I_g(t)$ моделируют потери магнитного потока в стенки полостей ДВМГ и в токопроводы от них до ФРТ; существенно двумерное движение этих стенок моделируется двумя функциями - минимальным радиусом $R_{min}(t)$ стенок (для расчета упомянутых потерь) и индуктивностью полостей $L_g(t)$, - которые берутся из «библиотеки» ДВМГ (они были получены в специальных 2D расчетах сжатия полостей под действием продуктов взрыва данного ДВМГ). Три задачи моделируют ФРТ как многослойную систему, которая имеет три токонесущих внутренних слоя (рисунок 1) - токопровод ДВМГ с током $I_g(t)$, Cu-фольга с обратным током $I_g(t)$ и током $I(t)$, токопровод нагрузки с обратным током $I(t)$ - и изоляторы между ними; граничные условия для этих задач взаимосвязаны и обеспечивают «сквозное» 1D МГД-моделирование всей системы.

Уточненный и прежний [4] расчеты устройства ALT-3 (рисунки 3а-с) заметно различаются – в отличие от аналогичных расчетов устройств ALT-1,2 (рисунки 4а,б). Так, уточненный расчет дает прежний максимум тока в ДВМГ 71МА, но заметные отличия напряжения на ФРТ и производной тока в нагрузке, существенный рост скорости потерь в ней магнитного потока $U(t)$ и снижение на 11% ее индуктивности при достижении максимума тока. Этот максимум снижается слабо (62.7МА при 7.5нГн вместо 64.1МА при 8.4нГн), но безударное давление в лайнере к концу имплозии снижается заметно, на 14% (до 0.97Мбар) - при практически прежней максимальной скорости лайнера ~21 км/с. В расчете №1 [8] (рисунки 4а-д, пунктир), как показал анализ, были занижены индуктивность нагрузки и, особенно, потери в ней магнитного потока, что привело к завышению тока и магнитного давления в лайнере, безударного давления и скорости лайнера.

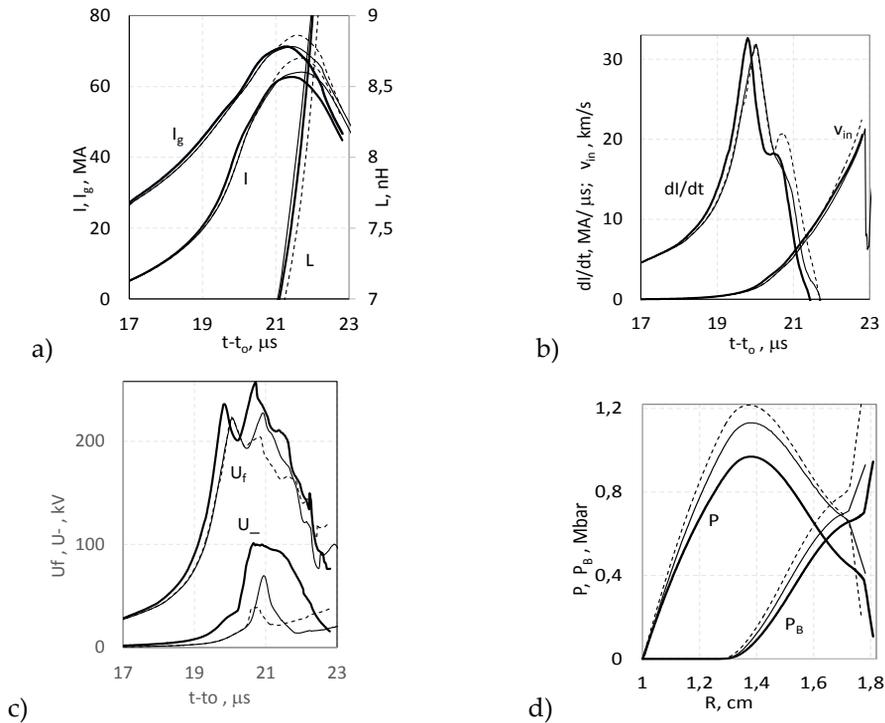


Рисунок 3. Результаты уточненного расчета устройства ALT-3 (жирные линии), прежнего расчета (№1 в [4], тонкие линии) и расчета №1 в [8] (пунктир): а) токи $I_g(t)$ и $I(t)$ и индуктивность $L(t)$ нагрузки; б) производная тока dl/dt и скорость внутренней границы лайнера $v_i(t)$; в) напряжение на ФРТ $U_f(t)$ и скорость потерь магнитного потока в нагрузке $U_-(t)$; д) профили безударного $P(r)$ и магнитного $P_B(r)$ давлений в лайнере к концу имплозии ($R_{in}=R_{imp}=1\text{cm}$)

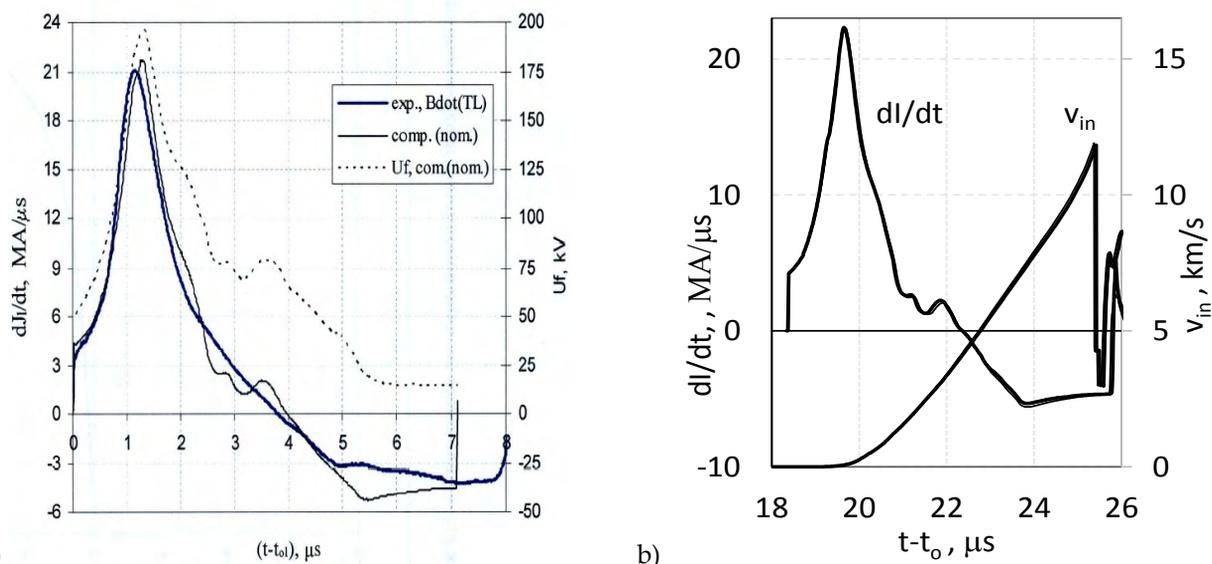


Рисунок 4. а) производная тока в нагрузке dI/dt - в эксперименте ALT-2 и в прежнем расчете (жирная и тонкая линии, пунктир – расчетное напряжение U_f на ФРТ) [12]; б) $dI/dt(t)$ и скорость внутренней границы лайнера $v_{in}(t)$ в уточненном и прежнем расчетах (жирные и тонкие линии)

2. Уточненные расчеты устройств типа ALT-3

Результаты таких расчетов устройства с двухслойными лайнерами (3) приведены в таблице 1 (расчеты 1-4). Они отличаются от результатов таких же расчетов в работе [8] сильнее, чем аналогичные расчеты устройства ALT-3 в конце раздела 1. Так, при толщинах Cu-фольги 0.12-15мм максимальный ток в лайнерах снизился на 12-14% (было 65-70МА), что привело к падению достигаемых к концу их имплозии безударных давлений на 26-29% в W-слое (было 17.2-18.0 Мбар) и на 25-27% в Cu-слое (было 13.1-13.7 Мбар), соответственно.

Таблица 1. Результаты расчетов устройств с Al/W- и Al/Cu-лайнерами (3), $R_{in0}/R_{imp} \sim 27$ (1-4) и с Cu/W- и Cu-лайнерами (6), $R_{imp} = R_{in0}/R_{imp} = 18-26$ (5-10)

№№ расчетов	Δ_f mm	U_{0f} kV	I_g MA	$U_{f1} - U_{f2}$ kV	U kV	I MA	L nH	B MG	P_B Mbar	P_{ex} Mbar	P_{max} Mbar	v_{max} km/s
1(2W)	0.12	6	66	250-277	118	57	7.6	8.0	2.57	11.8	12.7	28
2(4W)	0.15	6	77	337-262	132	60	6.8	7.6	2.32	11.8	12.8	29
3(2Cu)	0.12	6	66	250-277	118	57	7.6	7.9	2.46	8.5	9.8	32
4(4Cu)	0.15	6	77	337-262	132	60	6.8	7.5	2.22	8.5	9.9	32
5 (2w)	0.12	6	62	263-298	115	52	7.9	10.7	4.56	15.7-19.0	15.7-19.0	25-27
6 (4w)	0.15	6	75	351-279	131	55	7.0	10.5	4.39	16.1-19.5	16.1-19.7	26-28
7 (2cu)	0.12	6	62	265-304	114	51	8.0	10.8	4.64	-	11.6-13.5	28-30
8 (4cu)	0.15	6	75	352-283	131	55	7.0	10.6	4.47	-	12.3-14.5	30-33
9 (2w0)	0.12	0	63	385-375	117	49	9.2	11.0	4.81	11.8-13.6	11.9-14.1	21-23
10(4w0)	0.15	0	78	452-295	137	53	8.0	10.9	4.73	14.4-17.6	14.6-17.6	23-25

Обозначения в таблице 1: Δ_f и U_{0f} - толщина Cu-фольги и напряжение на ней при $t=t_{0f}$ (Рис. 1); I_g , U_{f1} и U_{f2} , U - максимальные величины тока ДВМГ, напряжений на ФРТ (1-й и 2-ой пики) и на стенках нагрузки; I и L - максимальный ток и соответствующая ему индуктивность нагрузки; B и P_B -

наибольшие магнитное поле и магнитное давление в скин-слое лайнера; P_{ex} , P_{max} и v_{max} - давления на наружной поверхности и внутри слоя и скорость слоя в конце имплозии ($R_{in} = R_{imp}$)

Предполагается, что в таком же устройстве можно использовать «малый медный ПУ» - с прежней индуктивностью нагрузки бНГн и Cu- или Cu/W-лайнерами со следующими параметрами ($R_{imp} = 0.7$ мм возможен – он вдвое больше радиуса измерительного узла (4) в экспериментах [6]):

$$R_l = 20 \text{ мм}, \Delta_{Cu} = 2.0 \text{ мм}; \Delta_{Cu+W} = 1.75 + 0.25 \text{ мм}; R_{imp} = 1.0 - 0.7 \text{ мм} (R_{in0}/R_{imp} = 18 - 26) \quad (6)$$

Результаты расчетов 5-10 такого устройства приведены в таблице 1 и на рисунке 5. В расчетах 5-8 токи в ДВМГ, пиковые напряжения на ФРТ и на стенках нагрузки близки к расчетам 1-4, а токи в лайнерах снизились на 5-6%. Но магнитные давления в медном скин-слое лайнеров выросли почти вдвое, что привело к росту в 1.4-1.5 раза достигаемых безударных давлений.

При толщине Cu-фольги 0.15мм (расчеты 6(4w) и 8(4cu), рисунки 5a-d) достигаемые давления и скорости лайнеров максимальны - 19.7 и 14.5 Мбар, 29 и 32км/с, - в Cu/W- и Cu-лайнерах при $R_{in0}/R_{imp} = 26$. При менее глубокой имплозии давления ниже - 16.1 и 12.3 Мбар при $R_{in0}/R_{imp} = 18$, - но они существенно превышают давления в Al/W- и Al/Cu-лайнерах (3) при более глубокой их имплозии (12.8 и 9.9 Мбар, $R_{in0}/R_{imp} \sim 27$). Отметим, что указанные давления в Cu/W-лайнере достигаются вблизи границы W-слоя: в меди - при $R_{imp} = 1.0$ мм, в вольфраме - при $R_{imp} = 0.7$ мм. Отметим также, что в этих расчетах 1-й электровзрывной пик напряжения на ФРТ является наибольшим, ~350кВ (2-ой пик - на ~70кВ ниже).

Уменьшение толщины Cu-фольги с 0.15 до 0.12 мм (расчеты 5(2w), 7(2cu) в таблице 1) позволяет почти сохранить достигаемые давления и существенно снизить 1-й пик напряжения на ФРТ - почти на 90 кВ (так что он станет на 35-40кВ ниже 2-ого пика этого напряжения).

При устранении ВЗТ – что было бы существенным упрощением конструкции устройства - токи в лайнерах и достигаемые давления снижаются не сильно, но 1-е пики напряжения на ФРТ растут существенно, на 100-120кВ (расчеты 9(2w₀) и 10(4w₀), Рис. 5a,b,d).

Следует отметить, что давления $P_{ex}(t)$ на наружной поверхности исследуемого W-слоя лайнера и скорости $v_{in}(t)$ внутренней границы этого слоя - на начальной стадии имплозии, при $P_{ex}(t) < 0.3$ Мбар - имеют двухволновую структуру (рисунок 5c). Она формируется МГД процессами в скин-слое лайнера и наиболее выражена в устройствах без ВЗТ. Указанные давления P_{ex} и скорости v_{in} растут с уменьшением соответствующих границ в процессе имплозии (рисунки 5e,f), - приблизительно, как $P_{ex} \sim (R_{ex})^{-2}$ и $v_{in} \sim (R_{in})^{-0.2}$ при $R_{in} < 1.7$ мм (кумуляция). Это может снизить точность расчетного анализа скоростей лайнеров $v_{in}(t)$ [6,7], необходимого для изучения изэнтроп исследуемых материалов, особенно для наиболее высоких достигаемых давлений.

Заключение

В разделе 1 дано краткое описание используемого численного кода для рассматриваемых устройств и уточнений расчетов их лайнерной нагрузки. Уточненные и прежние расчеты экспериментальных устройств ALT-1,2 дают практически одинаковые результаты. Уточненный расчет устройства ALT-3 (разработанный проект) дает близкие к прежнему расчету ток в нагрузке ~63МА и скорость Al-лайнера ~21км/с ($R_l = 40$ мм, $\Delta_{Al} = 3$ мм, $R_{imp} = 10$ мм), но снижение на 14% безударного давления ~1Мбар, достигаемого при глубине имплозии $R_{in0}/R_{imp} \sim 4$.

В разделе 2 приведены уточненные расчеты устройств типа ALT-3 – сначала с двухслойными Al/W и Al/Cu лайнерами с параметрами $R_l = 30$ мм, $\Delta_{Al} = 3.0$ мм, $\Delta_{Cu(W)} = 0.34(0.16)$ мм, $R_{imp} = 1$ мм (глубина имплозии $R_{in0}/R_{imp} \sim 27$). Результаты существенно отличаются от аналогичных прежних расчетов. Так, при толщине Cu-фольги 15мм максимальный ток в лайнерах снизился на 14%, что привело к падению на 29% безударных давлений, достигаемых в W-слое (до 12.8 Мбар). Затем рассмотрены аналогичные устройства с Cu- и Cu/W-лайнерами со следующими параметрами:

$$R_l = 20 \text{ мм}, \Delta_{Cu} = 2.0 \text{ мм}; \Delta_{Cu+W} = 1.75 + 0.25 \text{ мм}; R_{imp} = 1.0 - 0.7 \text{ мм}, R_{in0}/R_{imp} = 18 - 26.$$

В них ток снизился до 55МА (на 5МА), но магнитные давления выросли до 4.5Мбар (в ~2 раза), а достигаемые безударные давления - в ~1.5 раза. Безударное давление максимально в Cu/W-лайнере - 19.7Мбар - при $\Delta=0.15\text{мм}$ и глубине имплозии $R_{in0}/R_{imp} = 26$ ($v_{imp} = 29\text{км/с}$). При $R_{in0}/R_{imp}=18$ давление ниже, 16.1Мбар, но оно существенно превышает давление в Al/W-лайнере при его более глубокой имплозии (см. выше). Уменьшая толщину Cu-фольги с 0.15 до 0.12мм, можно почти сохранить достигаемые давления и снизить на 90кВ пик напряжения на ФРТ. Без ВЗТ – что было бы существенным упрощением устройства - токи и давления в лайнерах снижаются не сильно, но пик напряжения на ФРТ растет существенно, с 350 до 450 кВ.

Давления $P_{ex}(t)$ на наружной поверхности внутреннего исследуемого слоя лайнера и скорости $v_{in}(t)$ этого слоя - на начальной стадии имплозии, при $P_{ex}(t) < 0.3\text{Мбар}$ - имеют двухволновую структуру, наиболее выраженную в устройствах без ВЗТ. Указанные давления P_{ex} и скорости v_{in} растут с уменьшением соответствующих границ в процессе имплозии приблизительно как $P_{ex} \sim (R_{ex})^{-2}$ и $v_{in} \sim (R_{in})^{-0.2}$, $R_{in} < 0.17\text{мм}$ (кумуляция). Это может снизить точность расчетного анализа скоростей лайнеров $v_{in}(t)$, необходимого для изучения изэнтроп исследуемых материалов, особенно при наиболее высоких достигаемых давлениях.

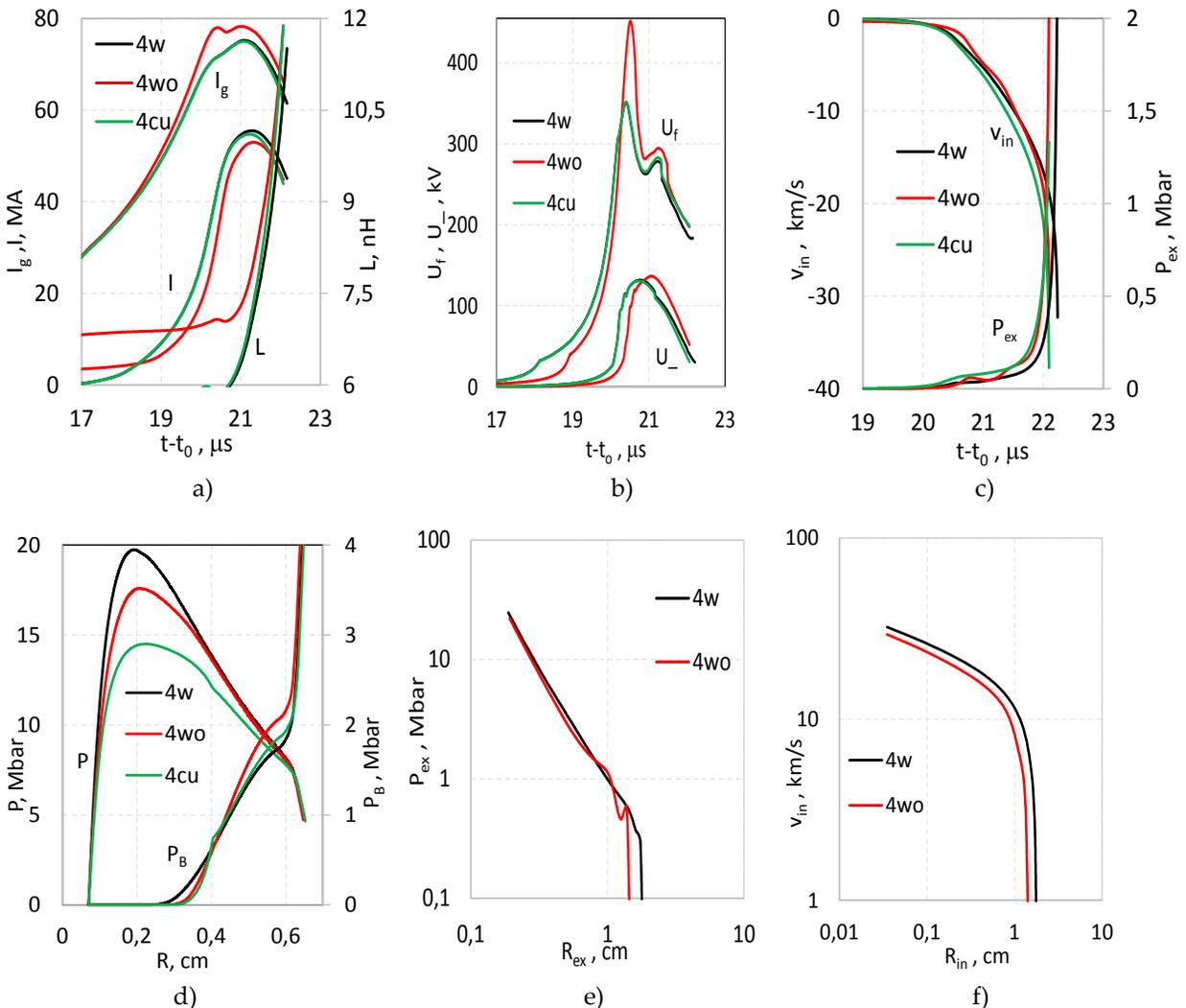


Рисунок 5. Результаты расчетов устройств с Cu/W- и Cu-лайнерами (6) при толщине Cu-фольги ФРТ 0.15мм (№№ 6(4w), 8(4cu) и 10(4wo) в таблице 1). а) токи в ДВМГ $I_g(t)$ и в лайнере $I(t)$, индуктивность нагрузки $L(t)$; б) напряжения на фольге $U_f(t)$ и на стенках нагрузки $U_-(t)$; в) давление $P_{ex}(t)$ на наружной границе $R_{ex}(t)$ исследуемого слоя лайнеров и скорость $v_{in}(t)$ внутренней границы $R_{in}(t)$ этого слоя; д) профили безударного $P(r)$ и магнитного $P_B(r)$ давлений в лайнере в конце имплозии ($R_{in} = R_{imp} = 0.7\text{мм}$); е, ф) ($P_{ex} - R_{ex}$) и ($v_{in} - R_{in}$) диаграммы наружной и внутренней границ исследуемого W-слоя лайнера

Приведенные результаты могут представить интерес для разработки экспериментов по исследованию изэнтропического сжатия материалов до давлений ~20 Мбар.

Авторы выражают благодарность С. Ф. Гаранину, С. Д. Кузнецову и В. Б. Якубову за полезные обсуждения.

Список литературы

1. А.М.Буйко, Ю.Н.Горбачев, Г.Г.Иванова и др. Устройства с дисковыми взрывомагнитными генераторами для высокоскоростной имплозии конденсированных лайнеров // Труды XII-ой междунар. конф. «Генерация мегагауссных магнитных полей и родственные эксперименты», Новосибирск, 2008. Редактор Швецов Г.А., издание СО РАН, Новосибирск, 2010, с. 475-485.
2. A.M.Buyko, S.F.Garanin, Yu.N.Gorbachev et al. Explosive magnetic liner devices to produce shock pressures up to 3 TPa // Digest of Technical Papers of the 17th IEEE Int. Pulsed Power Conf., Eds. F. Peterkin and R.Curry. Washington, DC, USA, June 28 – July 2, 2009. S.I., 2009. p. 215-220.
3. А.М.Буйко, С.Ф.Гаранин, А.М.Глыбин и др, У.Л.Атчисон, Р.Е.Рейновский, Д.Б.Холткэмп. Система с дисковым ВМГ для ускорения лайнеров-ударников до скоростей ~20км/с // Труды Междунар. конф. XIII Харитон. тематич. научн. чтения, ред. А.Л. Михайлов, ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», Саров, 2011. с. 488-495. А.М.Buyko, S.F.Garanin, А.М.Glybin et al., W. L. Atchison, R.E.Reinovsky, D.B. Holtkamp. A Disk EMG System for Driving Impacting Liners to ~ 20 km/s // Digest of Technical Papers, 18-th IEEE Int. Pulsed Power Conf., Chicago, USA, 2011. p. 1330-1335.
4. А.М.Буйко, С.Ф.Гаранин, А.М.Глыбин и др. Проверка и уточнение параметров устройства для разгона лайнера до 20км/с в эксперименте ALT-3 // Сб. докл. междунар. конф. XVI Харитоновские тематические научные чтения «Мощная импульсная электрофизика», 2014, ФГУП «РФЯЦ ВНИИЭФ», Саров, с. 216-222. А.М.Буйко, С.Ф.Гаранин, А.М.Глыбин и др. Уточнение параметров устройства для разгона лайнера до 20км/с // ПМТФ, 2015, т. 56, №1, с. 116-124.
5. A.M.Buyko, Yu. N. Gorbachev, V.V. Zmushko et al., B.G. Anderson, W. L. Atchison, D.A. Clark et al. Simulation of Atlas parameters in explosive magnetic experiments ALT-1,2 // Proc. IX Int. Conf. Megagauss Magnetic Field Generation and Related Topics, M.–St. Petersburg, 2002. Eds V.D.Selemir and L.N.Plyashkevich, VNIIEF, Sarov, 2004. p. 747-751.
6. R.W. Lemke, D.H. Dolan, D.G. Dalton, et al. Probing off-Hugoniot states in Ta, Cu, and Al to 1000GPa compression with magnetically driven liner implosions // Journal of Applied Physics **119**, 015904 (2016).
7. С.Д. Кузнецов, А. М. Буйко, С. Ф. Гаранин, и др. Моделирование изэнтропического сжатия алюминия при магнитной имплозии лайнеров в устройствах ALT-1-3 // Настоящий сборник докладов.
8. А.М.Буйко Некоторые возможности высокоскоростных конденсированных лайнеров в устройстве ALT-3 // Труды Междунар. Конф. XIX Харит. Тематич. Научн.Чтения, ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», Саров, Том II, 2017. с. 143-152. А.М.Buyko. Some Promises of Magnetic Implosion of High-velocity Condensed-matter Liners in the ALT-3 Driver // IEEE Trans-actions on PLASMA CIENCE, 2018, vol. 46, no. 10, p. 3512-3517.
9. A.M.Buyko, V.A.Vasyukov, S.F.Garanin, et al. Possibility of the investigation of condensed liner magnetic implosion instability in the experiments with disk EMG // 20th IET Symp. on Pulsed Power 2007. STFC Rutherford Appleton Laboratory, Oxfordshire, UK, 2007. p. 133-138.
10. А.М.Буйко. Моделирование взаимодействия высокоскоростных конденсированных лайнеров с токоподводящими стенками // Труды Междун. конференции «XVIII Харитоновские тематические научные чтения по проблемам физики высоких плотностей энергии». ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», Саров, 2016. Том 1, с. 307-317.

11. А.М.Буйко. Disc Explosive Magnetic Generator and Quasi-Spherical Liner Simulations with a 1D code // Proc. 2006 Int. Conf. Megagauss Magnetic Field Generation Related Topics, Nov. 5-10, 2006, Santa Fe, NM, USA. Eds Kiuttu G.F., Turchi P.J., Reinovsky R.E., IEEE, Inc., 2007. p. 287-292.
12. А.М.Буйко. Электровзрывные размыкатели сильноточных взрывомагнитных генераторов // Сборник докладов международной конференции XVI Харитоновские тематические научные чтения «Мощная импульсная электрофизика», 2014, ФГУП «РФЯЦ ВНИИЭФ», Саров, с. 109-127. А.М.Буйко. Электровзрывные размыкатели сильноточных взрывомагнитных генераторов // ПМТФ, 2015, т. 56, №1, с. 137-149.
13. Н.Ф.Гаврилов, Г.Г.Иванова, В.И.Селин, В.Н.Софронов. Программа УП-ОК для решения одномерных задач механики сплошной среды в одномерном комплексе // ВАНТ, сер. Методики и программы численного решения задач математической физики, 1982, № 3 (4), с.11-14.
14. Ю.Д.Бакулин, В.Ф.Куропатенко и А.В.Лучинский. Магнитогидродинамический расчет взрывающихся проводников // ЖТФ, 1976, том 46, вып.9. с. 1963-1969.
15. А.М.Буйко, S.F.Garanin, V.A.Demidov, et al. Investigation of the dynamics of a cylindrical exploding liner accelerated by a magnetic field in the megagauss range // Megagauss Fields and Pulsed Power Systems. Edited by V. M. Titov and G. A. Shvetsov, MG-V, New York: Nova Science Publishers, 1990. p. 743-748.
16. С.Ф.Гаранин, В.И.Мамышев. Остывание замагниченной плазмы на границе со взрывающейся металлической стенкой // ПМТФ, 1990, № 1, с. 30-37.
17. Я.Б.Зельдович, Ю.П.Райзер. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений // М: Наука, 1966, с. 688.

ИЗМЕРЕНИЕ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ ФРОНТА ДЕТОНАЦИИ С ПОМОЩЬЮ КВЧ РАДИОИНТЕРФЕРОМЕТРА-РАДИОМЕТРА

Е.Н. Богданов, Н.С. Корнев, К.В. Минеев, А.В. Назаров, А.А. Седов

РФЯЦ-ВНИИЭФ, Саров, Россия

Интерес к измерению температуры продуктов взрыва (температуры детонации) взрывчатых веществ сохраняется на протяжении более чем 70 лет, начиная с пионерских работ советских [1] и американских [2] исследователей, в которых предложены и апробированы оптические методы измерения температуры, важнейшей термодинамической величины, позволяющей анализировать кинетику взрывного превращения и оценивать корректность уравнений состояния. Несмотря на выдающиеся результаты оптических методов, по-прежнему остается сложной задачей прямого измерения температуры процессов, протекающих внутри непрозрачных сред, а также жидких сред при ударно-волновом нагружении в области температур ниже 1000...1500 К, где оптические методы, ввиду крайне низкого уровня светимости, неэффективны [3].

На данный момент перспективным направлением исследований является поиск решений, позволяющих использовать принципы микроволновой радиометрии для регистрации собственного теплового излучения быстропротекающих процессов с высокой разрешающей способностью внутри оптически непрозрачных сред. Для быстропротекающих газодинамических процессов, компактно локализованных в пространстве и времени, в том числе и процессов детонации, измерения яркостной температуры фронта процесса T_j и коэффициента отражения R могут быть проведены с помощью активно-пассивного радиометра. При этом термодинамическая температура T исследуемого объекта будет определяться по формуле:

$$T = \frac{T_y}{1 - R^2} \quad (1)$$

Спецификой режима активно-пассивных измерений является зависимость параметров преобразователей частоты приемного устройства от амплитуды принимаемого узкополосного сигнала передатчика, а также появление относительно мощных комбинационных квазигармонических составляющих в спектре принимаемого сигнала, возникающих при нелинейном преобразовании составного сигнала в смесителях приемного устройства. Для их подавления требуется проводить нелинейную фильтрацию принятого сигнала в частотной области по признаку значительного превышения среднего уровня шума комбинационными гармониками, как описано в [4]. Другим ограничивающим фактором является необходимость работы цифрового регистратора в режиме регистрации слабых сигналов. С этой целью мощный сигнал передатчика ослабляется с помощью аттенюатора до тех пор, пока не становится сопоставим со слабым тепловым сигналом исследуемого объекта, что значительно сужает динамический диапазон и снижает точность измерения коэффициента отражения.

Метод измерения термодинамической температуры, представляющий собой синхронные измерения слабого теплового сигнала пассивным радиометром и сильного сигнала передатчика, отраженного от фронта процесса, приемником радиоинтерферометра, лишен вышеописанных недостатков.

Разработанный в филиале РЯЦ-ВНИИЭФ «НИИИС им. Ю.Е. Седакова» радиоинтерферометр-радиометр (РИРМ) позволяет производить одновременное измерение средней мощности широкополосного теплового шумового излучения объекта (радиометрический режим), в котором развивается исследуемый процесс, и средней мощности отраженного от поверхности объекта узкополосного сигнала передатчика в рабочей полосе частот приемника (радиоинтерферометрический режим). По сигналу теплового шума определяется яркостная температура, по отраженному сигналу передатчика – коэффициент отражения [5]. По известным значениям яркостной температуры и коэффициента отражения в соответствии с формулой (1) рассчитывается термодинамическая температура исследуемого объекта.

Повышение точности измерения термодинамической температуры в РИРМ достигается тем, что яркостная температура и коэффициент отражения измеряются в двух независимых частотных каналах трехмиллиметрового и двухмиллиметрового диапазонов длин волн. Данное техническое решение позволяет избежать эффекта блокирования радиометра мощной помехой со стороны передатчика радиоинтерферометра, тем самым увеличивается точность измерений яркостной температуры путем сохранения дополнительных статистических сведений в принятом радиометрическом сигнале, а также увеличивается точность измерения коэффициента отражения благодаря увеличению мощности сигнала передатчика и возможности работы на всем линейном участке амплитудной характеристики приемника радиоинтерферометра. Другим преимуществом измерений на разнесенных частотах является возможность отказа от процедуры нелинейной фильтрации в частотной области в пользу обработки сигналов во временной области, как описано в [6].

Для проверки работоспособности предложенной в [5] методики измерений была проведена серия из двух газодинамических экспериментов по измерению термодинамической температуры детонационного фронта в шашке тринитротолуола (ТНТ). Шашка ТНТ представляла собой цилиндр диаметром 120 мм и высотой 40 мм, входящий в состав экспериментальной сборки, представленной на рисунке 1. В экспериментах измерения яркостной температуры производились в трехмиллиметровом диапазоне длин волн, где в качестве антенны использовался открытый конец прямоугольного диэлектрического волновода сечением 2,2×1 мм, а измерения коэффициента отражения производились в двухмиллиметровом диапазоне длин волн, где в качестве антенны использовался диэлектрический конус из полистирола с диаметром апертуры 16 мм.

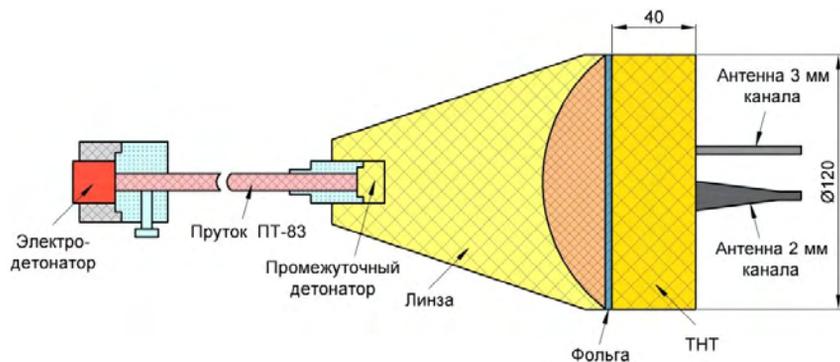


Рисунок 1. Эскиз экспериментальной сборки

Зависимости яркостной температуры представлены на рисунке 2. Графики совмещены в моменты времени, соответствующие входу ударной волны в шашку TNT.

Как видно из рисунка 2, до момента времени $t = 98$ мкс регистрируется тепловой шум исследуемого объекта, находящегося при температуре окружающей среды $T_0 = 278$ К. Начиная с момента времени $t = 98$ мкс, когда скользящее окно усреднения соприкасается с участком сигнала, соответствующим началу детонации в образце, наблюдается рост яркостной температуры и затем – стационарный участок. При этом радиометр фиксирует стабильную яркостную температуру фронта детонации в объеме взрывчатого вещества. С момента времени $t = 104$ мкс начинается резкий рост яркостной температуры, обусловленный выходом детонации на поверхность образца TNT и ударным разогревом прилегающего к образцу воздуха. При этом происходит разрушение антенно-фидерной системы радиометра.

Результаты расчета среднего значения яркостной температуры на участке, соответствующем стационарной детонации, и погрешности ее измерения для всех опытов представлены в таблице 1. Под погрешностью измерения яркостной температуры в данном случае понимается флуктуационная чувствительность радиометра при времени усреднения 1 мкс.

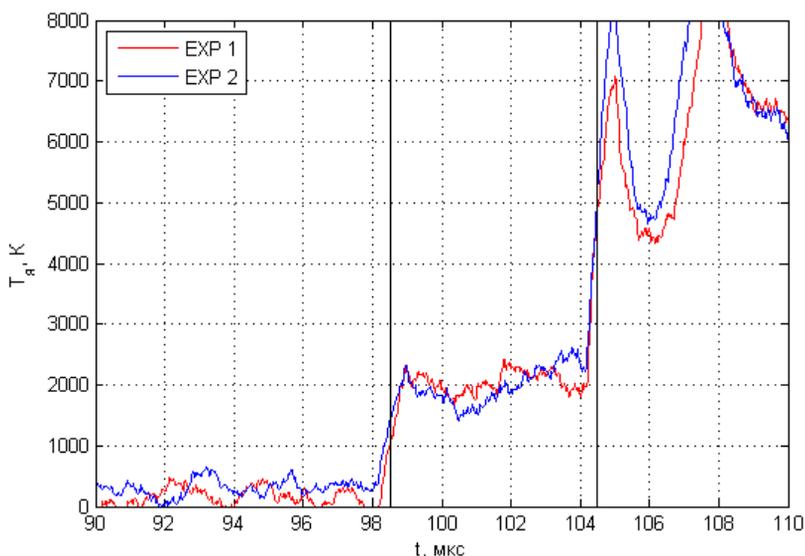


Рисунок 2. Яркостная температура фронта детонации в шашке TNT

Расчет коэффициента отражения от поверхности детонационного фронта представляет собой сравнение отражательной способности самого детонационного фронта с эталонной поверхностью, в качестве которой, согласно постановке опыта, выступает алюминиевая фольга, размещенная на противоположном от антенны торце шашки TNT. Шероховатость поверхности фольги достаточно

низкая, поэтому можно принять коэффициент отражения электромагнитного излучения от нее равным единице.

На первом этапе по зарегистрированным РИРМ экспериментальным сигналам формируются квадратурные составляющие отраженного от детонационного фронта сигнала передатчика на доплеровской частоте (так называемая интерферограмма процесса) [7].

По интерферограмме процесса для каждого n -го отсчета рассчитывается амплитуда $U_a(n)$ зарегистрированного сигнала активного канала по формуле:

$$U_a(n) = \sqrt{U_{\sin}^2(n) + U_{\cos}^2(n)}, \quad (2)$$

где $U_{\sin}(n)$ и $U_{\cos}(n)$ – квадратурные составляющие сигнала.

График зависимости $U_a(n)$ для опыта № 1 представлен на рисунке 3. Для второго опыта зависимость аналогичная.

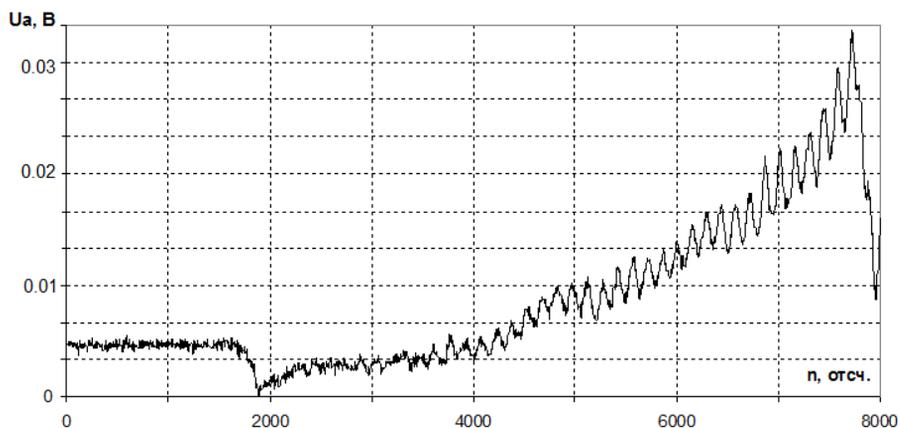


Рисунок 3. Амплитуда сигнала активного канала в опыте № 1

На втором этапе по полученной зависимости $U_a(n)$ оценивается коэффициент отражения на участке стационарной детонации вблизи точки входа ударной волны в шашку ТНТ. Расчет коэффициента отражения производится следующим образом: вычисляется среднее значение амплитуды U_Φ на участке от $n = 0$ до $n = 1800$, соответствующем отражению сигнала передатчика от металлической фольги, затем производится нормировка всей амплитудной зависимости U_a на среднюю амплитуду сигнала U_Φ . Для определения коэффициента отражения нужна не вся амплитудная зависимость, а только участок в окрестности точки возникновения детонации в ТНТ ($n = 1900$), указанный на рисунке 4.

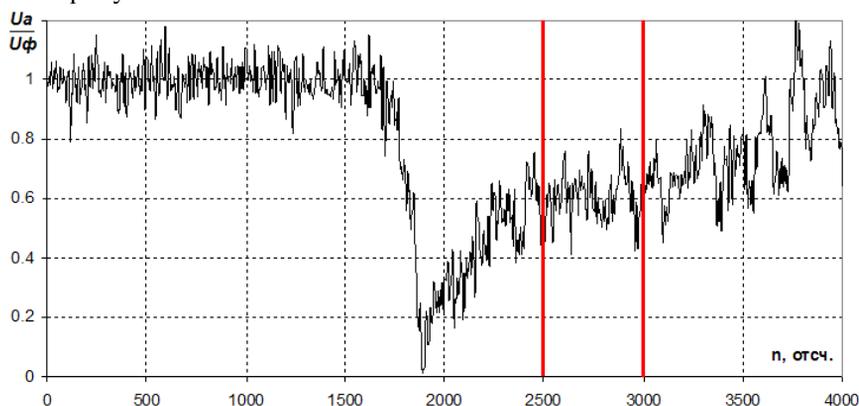


Рисунок 4. Нормированная амплитуда сигнала активного канала в опыте № 1

Начальному участку стационарной детонации в опыте № 1 на рисунке 4 соответствуют значения n из интервала $[2500, 3000]$, выделенного вертикальными линиями, где коэффициент отражения по амплитуде составляет 0,608. Погрешность измерения коэффициента отражения ΔR с

доверительной вероятностью 0,95, рассчитанная как двойное среднеквадратичное отклонение нормированной амплитуды на выбранном участке, составила 0,13.

Результаты расчета коэффициента отражения представлены в таблице 1.

Термодинамическая температура детонационного фронта в шашке ТНТ определяется по формуле (1). Тогда абсолютная погрешность измерения термодинамической температуры будет определяться как погрешность косвенных измерений по формуле [8]:

$$\Delta T = \sqrt{\Delta T_{Tя}^2 + \Delta T_R^2}, \quad (3)$$

где:

$$\Delta T_{Tя} = \left| \frac{\partial T}{\partial Tя} \right| \Delta Tя = \frac{\Delta Tя}{1-R^2}, \quad (4)$$

$$\Delta T_R = \left| \frac{\partial T}{\partial R} \right| \Delta R = \frac{2R\Delta R Tя}{(R^2 - 1)^2} \quad (5)$$

Подставив (4) и (5) в формулу (3), получим:

$$\Delta T = \frac{Tя}{1-R^2} \sqrt{\left(\frac{\Delta Tя}{Tя} \right)^2 + \left(\frac{2R\Delta R}{1-R^2} \right)^2} \quad (6)$$

Относительная погрешность измерения термодинамической температуры:

$$\varepsilon_T = \frac{\Delta T}{T} \times 100\% \quad (7)$$

Результаты расчета среднего значения термодинамической температуры на участке стационарной детонации $Tя$, абсолютной ΔT и относительной ε_T погрешностей представлены в таблице 1.

Таблица 1. Результаты измерений

№ опыта	$Tя_{cp}$, К	$\Delta Tя$, К	R	ΔR	$Tя$, К	ΔT , К	ε_T , %
1	2097	122	0,608	0,13	3382	870	25,7
2	2132	159	0,587	0,15	2929	825	28,1

Согласно таблице 1, результаты опытов близки друг к другу. Значения термодинамической температуры фронта стационарной детонации совпадают в пределах доверительного интервала и хорошо согласуются с теоретическими данными, приведенными в [9].

Список литературы

1. Аленцев М. Л. Измерение температуры свечения взрыва взрывчатых веществ оптическим методом / М. Л. Аленцев, А. Ф. Беляев, Н. Н. Соболев, Б.М. Степанов // Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 1946. – № 11. – С. 990–995.
2. Boyer R. L. Determination of detonation temperature in high explosives / R. L. Boyer // Phys. Rev. – 1948. – V. 74, N 9. – P. 1221–1222.
3. Горелик А.Г. Радиометрическое исследование импульсного микроволнового излучения / А.Г. Горелик, Т.А. Семенова, В.Б. Соколов [и др.] // Инженерная физика. – 2002. – № 1. – С. 2-10.
4. Ботов, Е.В. Измерение яркостной температуры быстропротекающих газодинамических процессов с помощью КВЧ радиоинтерферометра-радиометра при наличии сигнала активного канала / Е.В. Ботов, В.Н. Иконников, В.А. Канаков [и др.] // Известия Вузов. Радиофизика. – 2018. – т.61. – №5. – С. 432-439.
5. Ботов Е.В. Одновременное измерение параметров движения и тепловых характеристик быстропротекающих процессов радиоинтерферометром-радиометром КВЧ диапазона / Е.В.

- Ботов В.Н. Иконников, Н.С. Корнев [и др.] // Информационные системы и технологии. ИСТ – 2017: Материалы XXIII Международной научно-технической конференции. – Нижний Новгород, 2017. – С. 1160-1164.
6. Богданов Е.Н. Реализация радиометрического канала в КВЧ интерферометре для диагностики быстропротекающих газодинамических процессов / Е.Н. Богданов, В.Н. Иконников, В.А. Канаков [и др.] // Экстремальные состояния вещества. Детонация. Ударные волны. Труды Международной конференции XVII Харитоновские тематические научные чтения. – Саров, 2015. – С.442–446.
7. Бельский В.М., Михайлов А.Л., Родионов А.В., Седов А.А. Микроволновая диагностика ударно-волновых и детонационных процессов / В.М. Бельский, А.Л. Михайлов, А.В. Родионов, А.А. Седов // Физика горения и взрыва. – 2011. – № 6. – С. 29-41.
8. Фокин С.А. Обработка результатов измерений физических величин. Учебное пособие для лабораторного практикума по физике / С.А. Фокин, А.М. Бармасова, М.А. Мамаев. Под. ред. С.А. Фокина. – СПб.: РГГМУ, 2009. – 58 с.
9. Андреев С.Г. Физика взрыва / С.Г. Андреев, А.В. Бабкин, Ф.А. Баум [и др.]. Под ред. Л.П. Орленко. – Изд. 3-е, переработанное. – В 2 т. Т.1. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2002. – 832 с.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ПЬЕЗОМЕТРИИ ДЛЯ ОЦЕНКИ СТЕПЕНИ ДЕФОРМИРОВАНИЯ КОРПУСОВ ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ ЗОНДОВ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ИМПУЛЬСНЫХ НАГРУЗОК

М.Ю. Сотский, В.А. Велданов, В.И. Пусев

МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва, Россия

Введение

Известно множество методов и технологий, используемых при решении задачи исследования кинематики начальной фазы функционирования импульсного устройства, его элементов. Одним из используемых вариантов измерительных технологий является использование инерциальных измерительных зондов, содержащих в корпусе акселерометры, регистрирующие параметры движения зонда в исследуемой среде. Реализуемая комбинация скорости сближения корпуса зонда со средой и прочностных характеристик может вызвать пластические деформации корпуса. Высокая степень деформирования корпуса приводит к погрешностям определения величин действующих на зонд нагрузок и коэффициентов в зависимостях динамического прочностного сопротивления прониканию зонда.

В частности, одной из актуальных задач для создания условий безопасного освоения космического пространства является разработка средств и технологий всестороннего изучения ударных взаимодействий. Эффективная подготовка исследовательских миссий с применением контактных инерциальных зондов осуществляется с помощью испытательных стендов, моделирующих функционирование устройств динамического контактного зондирования с учетом факторов, действующих на изучаемые объекты [1]. Частными прикладными задачами миссий являются:

- исследование динамических механических свойств поверхностных и заглубленных слоев планет и малых небесных космических тел;

- исследование процессов высокоскоростного движения зондов в различных реологических средах, составляющих массив астероидов;
- проникание в малые небесные тела для предотвращения опасности их столкновения с Землей;
- проникание в малые небесные тела для исследования состава массива тел и добычи ценных элементов.

Задача осложняется тем, что область пространства, окружающая исследуемое устройство импульсного действия представляет собой пространство с возмущенными параметрами среды, пространство выделения высокоэнергетических потоков: газодинамических, тепловых, электромагнитных и дисперсных. Наиболее надежными в условиях проведения таких исследований зарекомендовали себя методы интегральной оценки результатов функционирования устройств импульсного действия. Это различного вида баллистические маятники (маятниковый стенд, патент 2237844 RU) или, например, контактные отметчики пути в исследованиях действия импульсных аккумуляторов давления (патент 2106510 RU). Применение оптических технических средств исследования быстропротекающих процессов [2] затруднено или невозможно в силу указанных выше причин. Применимы лазерные [3], рентгеновские [4] и радарные технологии измерения скорости устройств. Наиболее информативными объективно являются технологии пьезометрии [5], так как позволяют получать данные об изменении во времени ускорения устройства или его элементов [6], а затем и другие кинематические параметры исследуемого устройства с применением точных операций интегрирования. Ниже представлены, разрабатываемые нами техника диагностики [7] и один из методов испытаний [8,9], базирующиеся на технологии пьезометрии. Использование метода открывает возможность определять характеристики силового импульса, используя регистрации истории ускорения измерительного стержня (зонда) в области малых времен действия импульса и высоких амплитуд ускорения стержня. Регистрации в испытаниях реализованы в диапазонах амплитуд ускорений до 10^8 м/с², переднего фронта нарастания импульса от 4 мкс и скоростей механического удара металлическим метаемым элементом до 1500 м/с.

1. Методика эксперимента

Пьезоэлектрический акселерометр, соединенный кабельными линиями с регистратором, не всегда может быть установлен на исследуемом устройстве или в возмущенной области перемещения движущегося под воздействием энергетического материала элемента импульсного устройства. Схематично может быть представлена картина функционирования устройства в начальной фазе его движения в направлении X от точки начала движения X_0 (в момент времени t_0) к точке X_m (в момент времени t_m), в которой элемент устройства приобретает заданную максимальную скорость движения V_m . На рисунке 1 энергетический материал 1 нестационарно воздействует с переменным усилием $P(t)$ на подвижный элемент устройства 2. В точке X_0 на элементе закреплен пьезоэлектрический акселерометр 3. В точке X_m элемент приобретает заданную максимальную скорость перемещения в направлении X . Перемещение участка с закрепленным пьезоэлектрическим акселерометром происходит в возмущенной области 4, прилегающей к элементу. Технической задачей исследования является получение данных о величине и изменении во времени кинематических параметров элемента: ускорения $dV/dt(t)$, скорости $V(t)$ и перемещения $X(t)$ на пути от точки X_0 до точки X_m .

Частный вариант измерительной технологии пьезометрии осуществлен в условиях метания элемента из газодинамического импульсного устройства на измерительный зонд, выполненный в виде стержня [8,9].

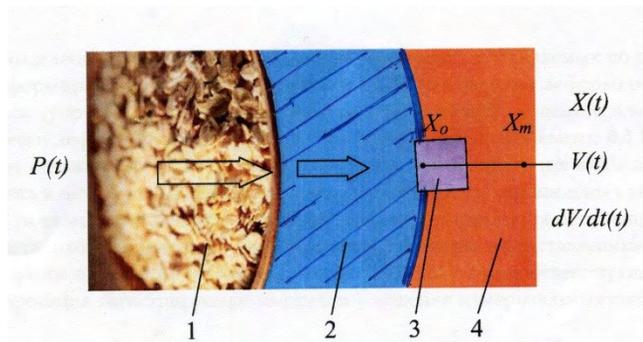


Рисунок 1. Схема функционирования устройства импульсного действия в начальной фазе движения

2. Развитие методики

Технической основой метода экспериментального исследования кинематических параметров элементов газодинамических устройств являются малогабаритный высокочастотный пьезоэлектрический акселерометр АСМ-4 по патенту 1741082 RU и способ монтажа пьезоэлектрического акселерометра по патенту 1799744 RU. Методической основой проведения испытаний является методика испытаний по патенту 1741082 RU. Возможность регистрации и анализа экстремальных ударных импульсов была установлена в серии испытаний в широком диапазоне скоростей соударения и вариантов материалов, примененных в паре «ударник - измерительный стержень». Измерительный стержень снабжен пьезоэлектрическим акселерометром АСМ-4. Акселерометр в собранном состоянии содержит основание с узлом крепления, съемный корпус, пьезоэлектрический элемент, инерционный элемент, провода связи, съемную втулку. Вариант конструкции пьезоакселерометра и вариант его закрепления на измерительном стержне представлены в публикации [8].

В зависимости от конкретных материалов пары, вида и степени деформирования элемента и стержня реализуется и большое разнообразие физических картин в зоне контакта (таблица 1).

Таблица 1. Начальные условия опытов

Вид деформирования	Номер серии опытов	Материал корпуса стержня	Удлинение стержня l_0 / d	Материал ударника (элемента)	Скорость соударения v , м/с
I	173	Армко-железо	4	Сталь 35ХГСА	218
	166	Сталь 30	6	Сталь 35ХГСА	430
II	84	Сталь У10	15.2	Сплав Д16	524
	126	Сталь 30	15	Сталь 30	680
III	156	Сталь 30	20	Сталь 30	1320
	128	Сталь 30	10	Сталь 30	1400
	127	Сталь 30	15	Сталь 30	1078

Условно выделены нами несколько характерных случаев, определяемых по преобладающим в них видам деформирования элемента и стержня: ВД I - пластически деформируемый стержень без потери массы (упруго деформируемая «жесткая» поверхность метаемого элемента-мишени); ВД II - пластически деформируемые стержень (без потери массы) и элемент; ВД III - пластически деформируемые стержень (с эрозией материала) и элемент. Выделенные виды деформирования воспроизводились в сериях испытаний, начальные условия которых приведены в таблице 1.

На рисунке 2 показаны типичные для каждого вида деформирования остаточные пластические деформации метаемых элементов и измерительных стержней, представленные

фотографиями продольных разрезов элементов. На рисунке 3 представлена предложенная схема координирования регистрируемых осциллограмм на примере данных, соответствующих виду деформирования II, приведенных в таблице 1. В правой части на рисунке 2 показаны соответствующие выделенным видам деформирования регистрируемые импульсы ускорения измерительных стержней.

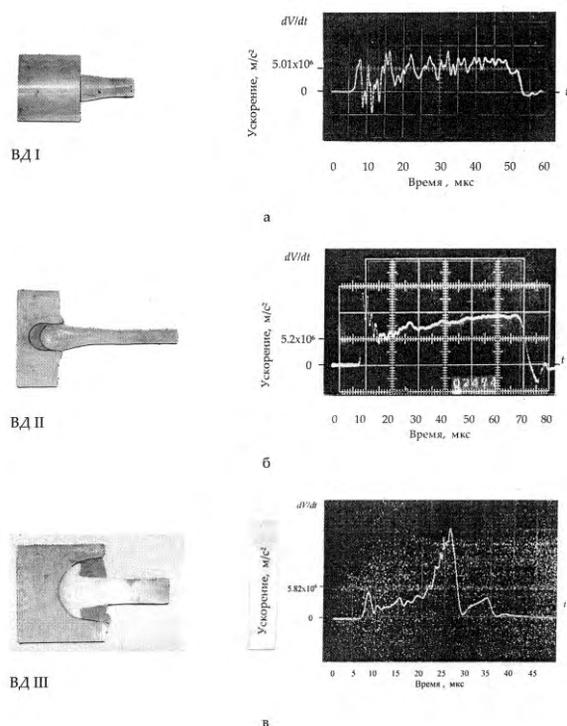


Рисунок 2. Результаты опытов для выделенных видов деформирования измерительного стержня

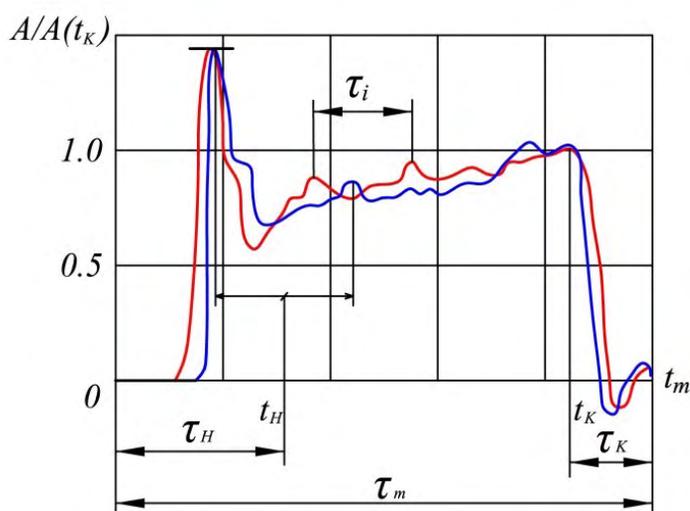


Рисунок 3. Схема анализа типовой регистрации

Кроме указанных в таблице имеются также результаты регистрации в сериях испытаний со стержнями, выполненными из других материалов: меди М1, М2, М14, стали 40Х.

Предложено перестраивать историю ускорения стержня, представляя ее в безразмерных координатах, где за единицу по оси ординат принимают значение ускорения на конечном участке осциллограммы $A(t_k) = dV/dt(t_k) = 1$. По оси абсцисс откладывается в безразмерных единицах время процесса, где за единицу принимают значение времени, регистрируемого в момент выхода амплитуды ускорения к нулевому значению.

3. Обсуждение

Анализ результатов, представленных на рисунке 3, показывает, что для вида деформирования I характерно почти монотонное изменение ускорения в преобладающей части времени процесса. Некоторые из коэффициентов взаимосвязи для двух реализованных в опытах видов деформирования стержня представлены ниже. Найденные их значения при анализе всех серий опытов сведены в таблице 2 с указанием интервала значений.

Таблица 2. Коэффициенты взаимосвязи кинематических параметров модели

Участки регистрации	Коэффициенты взаимосвязи	Диапазон значений, % для рассмотренных видов деформирования		
		I	II	III
Начальный участок	$K_1 = \frac{\tau_n}{\tau}$	19±7	25±5	25±5
Конечный участок	$K_2 = \frac{\tau_k}{\tau}$	30±5	18±3	35±3
Среднее ускорение (замедление) на начальном участке	$K_3 = \frac{A(\tau_n)}{A(t_k)}$	35±9	79±5	14±3
Падение (увеличение) скорости на начальном участке	$K_4 = \frac{v_m - v(t_n)}{v_m}$	9±3	16±3	7±2
Падение (увеличение) скорости на конечном участке	$K_5 = \frac{v(t_n)}{v_m}$	19±2	7±1	13±2
Длина недеформированной части стержня	$K_6 = \frac{l_{ex}(t_n)}{l_0}$	35±5	29±3	45±3
Перемещение заднего торца стержня относительно мишени	$K_7 = \frac{S(t_n)}{l_0}$	10±5	18±3	50±5

Для количественной оценки данные измерений анализировались по следующей методике. Отмечался момент времени t_n (рисунок 3), определяемый, как время между первым и вторым пиковыми значениями амплитуды ускорения. Период времени τ_i используется для нахождения из осциллограммы первого значения средней за этот период длины хвостовой части стержня $l_e(\tau_i)$, находящейся в упругом состоянии. Таким образом, выделялись начальный от нуля до t_n и конечный, от t_k до t_m , участки на регистрируемой осциллограмме с периодами соответственно τ_n и τ_k . Затем находилась их продолжительность по отношению к полному времени процесса τ_{np} . Далее определялись коэффициенты взаимосвязи, представляющие собой безразмерные соотношения значений кинематических и деформационных характеристик процесса на выделенных участках регистрируемой осциллограммы.

В конце процесса движения стержня в элементе (на осциллограмме это участок спада амплитуды ускорения от $A(t_k)$ до нуля) проявляются упругие свойства материалов стержня и элемента, наблюдаемые в виде локальных всплесков амплитуды ускорения стержня, не достигающих обычно значения $A(t_k)$. В тоже время, различие условий деформирования стержней приводит к отличиям не только в характере изменения во времени ускорений стержня или истории ускорения. Отличается также и степень изменения других показателей процессов, в частности, кинематических и деформационных характеристик процессов. Сопоставление результатов, получаемых в опытах для различающихся видов деформирования стержня, подтвердило эти выводы.

Заключение

Теоретические исследования процесса взаимодействия элемента со стержнем, как правило, оперируют экспериментальными данными, относящимся к конечным интегральным результатам взаимодействия. Коэффициенты взаимосвязи позволяют исследовать процесс изнутри. Так, среднее ускорение K_3 и падение (увеличение) скорости K_4 на начальном участке показывают степень замедления упругой части стержня относительно элемента, определяемую на участке от t_n до t_k . Коэффициент K_6 характеризует степень укорочения стержня в реализованном процессе. Каждый комплекс значений коэффициентов определяет тот или иной характер изменения ускорений в процессе, а также позволяет сделать вывод о реализованном в процессе виде пластического деформирования стержня.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 19-08-00701 а) и с использованием оборудования ГЗ 3.6196.2017/7.8 и ГЗ 3.6257.2017/7.8.

Список литературы

1. Проектирование испытательных стендов для экспериментальной отработки объектов ракетно-космической техники / А.Г. Галеев, Ю.В. Захаров, В.П. Макаров, В.В. Родченко. – М.: Изд-во МАИ, 2014. – 283 с.: ил.
2. S. Bernhardsson, S. Mousavi, P. Appelgren, S. Leonardsson. Small Calibre Projectiles Perforating Thin Steel Plates, Numerical Calculations and Physical Characterization of Constitutive Models // Proc. of 27th Int. Symposium on Ballistics. 2013. V. 2. P. 1343-1353.
3. E. Strassburger, M. Hanzinger, A. Krell. Fragmentation of Ceramics under Ballistic Impact // Proc. of 25th Int. Symposium on Ballistics. 2010. V. 2. P. 1172-1179.
4. P. Lundberg, R. Renstrom, O Andersson. Influence of Length Scale on the Transition from Interface Defeat to Penetration in Unconfined Ceramic Targets // Proc. of 27th Int. Symposium on Ballistics. 2013. V. 2, P. 992-995.
5. M. Forrestal, L. Lee and B. Jenrette. Gas - Gan Experiments Determine Forces on Penetrators into Geological Targets // J. of Appl. Mechanics. 1984. V. 51 N. 9. P. 602–607.
6. M. Forrestal, D. Frew, J. Hickerson and T. Rohwer. Penetration of Concrete Targets with Deceleration-Time Measurement // Int. J. Imp. Engng. 2003. V.28. N. 5. P. 479–497.
7. В.А. Велданов, В.А. Марков, В.И. Пусев, А.М. Ручко, М.Ю. Сотский, С.В. Федоров. Расчет проникания недеформируемых ударников в малопрочные преграды с использованием данных пьезоакселерометрии // Журнал технической физики. 2011.Т. 81. Вып. 7. с.94-104.
8. М.Ю. Сотский, В.А. Велданов. Регистрация истории замедления в мишени геометрически подобных ударников // Инженерный журнал: наука и инновации, 2015, вып. 5. с.1-14.URL: <http://engjournal.ru/cata.../mech/mdsb/1400.html>
9. M. Sotskiy, V. Veldanov. Deceleration-Time data for the verification of calculation models of the penetration with erosion in target // Proc. of the 30th Intern. Symp. on Ballistics. Long Beach, USA. 2017. V. 2. P. 2006-2011.

USING PIEZOMETRY TO ASSESS THE DEGREE OF DEFORMATION MEASURING PROBES UNDER THE ACTION OF PULSED LOADS

M. Yu. Sotskiy, V.A. Veldanov, V. I. Pusev

Bauman Moscow State Technical University, Moscow, Russia

Introduction

A number of methods and technologies applied for investigating the kinematics of initial phase of functioning of an impulse device and its elements are known from the literature. One of the used variants of measuring technologies is the use of inertial measuring probes containing accelerometers in the housing, which record the parameters of the probe movement in the medium under study. The combination of the speed of approach of the probe body with the medium and the strength characteristics can cause plastic deformations of the body. The high degree of deformation of the body leads to errors in determining the values of the loads acting on the probe and the coefficients in the dependences of the dynamic strength resistance to penetration of the probe. The development of tools and technologies for the comprehensive study of percussion interactions is an urgent task for creating conditions for the safe exploration of outer space. Effective preparation of research missions using contact inertial probes is carried out using test benches that simulate the operation of dynamic contact sensing devices, taking into account the factors acting on the objects under study [1]. The mission specific tasks are:

- study of the dynamic mechanical properties of the surface and deep layers of planets and small celestial bodies;
- study of the processes of high-speed movement of probes in various rheological environments that make up an array of asteroids;
- penetration into small celestial bodies to prevent the danger of their collision with the Earth;
- penetration into small celestial bodies to study the composition of the body mass and the extraction of valuable elements.

The problem is further complicated by the fact that the continuum around the item under investigation has perturbed parameters, and high-energy flows, such as gas, heat, electromagnetic and particle, are present. Integral evaluation methods proved to be the most reliable under such conditions of impulse devices functioning. They include ballistic pendulums of various types (pendulum set-up, patent 2237844 RU), or, for example contact markings for powder impulse pressure storage (patent 2106510 RU). Usage of optical technical investigation equipment for high-speed processes [2] is complicated or impossible due to the reasons stated above. Laser measuring technologies [3], x-ray technologies [4] and radar technologies are applicable for measurements of device velocity. Piezometric technology is considered the most efficient technology [5] since it allows to obtain data on device acceleration change in time as well as other kinematic parameters by applying [6] precise integral operations. Below a diagnostics technique is presented [7] along with one of the testing methods [8,9], both based on piezometry technology. Application of this method allows to determine the amplitude of force impulse in the range of small times of action and high acceleration amplitudes. This is done by using registrations of acceleration histories of a measuring rod. In the tests, the registration is implemented for acceleration amplitudes up to 10^8 m/s², impulse front from 4 μ s and impact velocities up to 1500 m/s.

1. Experimental technique

Piezoelectric accelerometer, connected with cables to a recording unit, cannot always be installed on a tested device or in the region perturbed by a motion of an accelerated device. Figure 1 represents schematically device functioning in its initial phase of motion in the direction X , from its initial position - X_0 (at time t_0), to the point X_m (at time t_m) where its velocity is maximal - V_m .

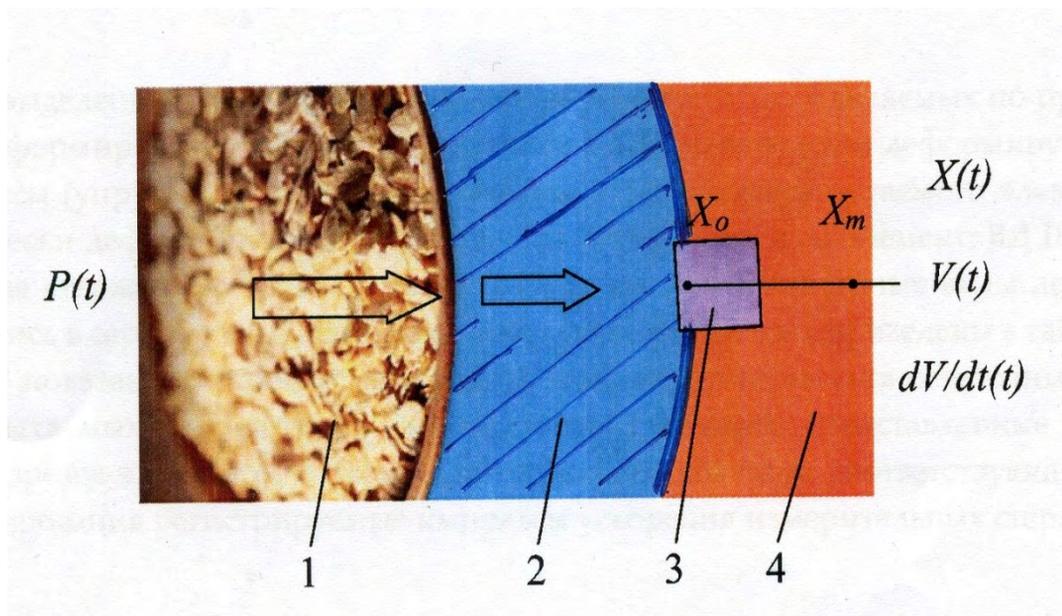


Figure 2. Initial stage of device motion

Energetic material 1 acts with transient pressure $P(t)$ on the moving element of device 2. A piezoelectric accelerometer 3 is fixed in the point X_0 on the element. In point X_m the element reaches its maximal velocity in the X direction. The part with accelerometer is moving in the perturbed region 4 close to the element. The goal of this investigation is to obtain data on magnitudes and time dependency of kinematic parameters: acceleration $dV/dt(t)$, velocity $V(t)$ and displacement $X(t)$ from point X_0 to X_m . The private option of a test technology of piezometry is carried out in the conditions of an element throwing from the gas dynamic pulse device on a measuring probe in form of rod [8].

2. Method development

The method is based on high-frequency piezoelectric accelerometer ASM-4 according to the patent 1741082 RU and mounting according to the patent 1799744 RU. The methodology is described in patent 1741082 RU. The possibility of registration and analysis of extreme shock impulses was determined in a series of tests for a wide range of impact velocities and material combinations "projectile - measuring rod". The measuring rod is equipped with an ASM-4 accelerometer. Accelerometer in assembled state contains the following parts: base with mounting, detachable body, piezoelectric element, inertial element, communication cables and detachable bush. An example of accelerometer design and its mounting is shown in [9].

Depending on the particular material and deformation properties of the rod and the element, a large variety of the physical phenomena can be observed. Several specific cases have been identified based on dominant rod and the element deformation regimes:

- Type I - Plastic deformations of the rod without mass loss (elastically deformed "rigid surface");
- Type II - Plastic deformation of the rod (without mass loss) and of the element.
- Type III - Plastic deformation of the rod (with erosion of material) and of the element.

The allocated types of deformation were reproduced in series of tests. These deformation types were observed in experiments with initial conditions presented in table 1. Registrations of history of acceleration are received with use of measuring rods with lengthening from 4 to 20 diameters of a rod. Except specified in the table there are also results of registration in series of tests with the rods made of other materials: copper M1, copper M2, M14, steel 40X.

Table 1. Initial conditions of experiments

Deformation type	Rod material	Elongation l_0 / d	Element material	Impact velocity V , m/s
I	Armco iron	4	Steel 35HGSA	218
	Steel C30	6	Steel 35HGSA	430
II	Steel U10	15.2	Al alloy	524
	Steel C30	15	Steel C30	680
III	Steel C30	20	Steel C30	1320
	Steel C30	10	Steel C30	1400
	Steel C30	15	Steel C30	1078

Residual plastic deformations typical for each of the deformation types are shown in figure 2. In the right part of drawing the registered impulses of acceleration of measuring rods corresponding to the allocated types of deformation are shown.

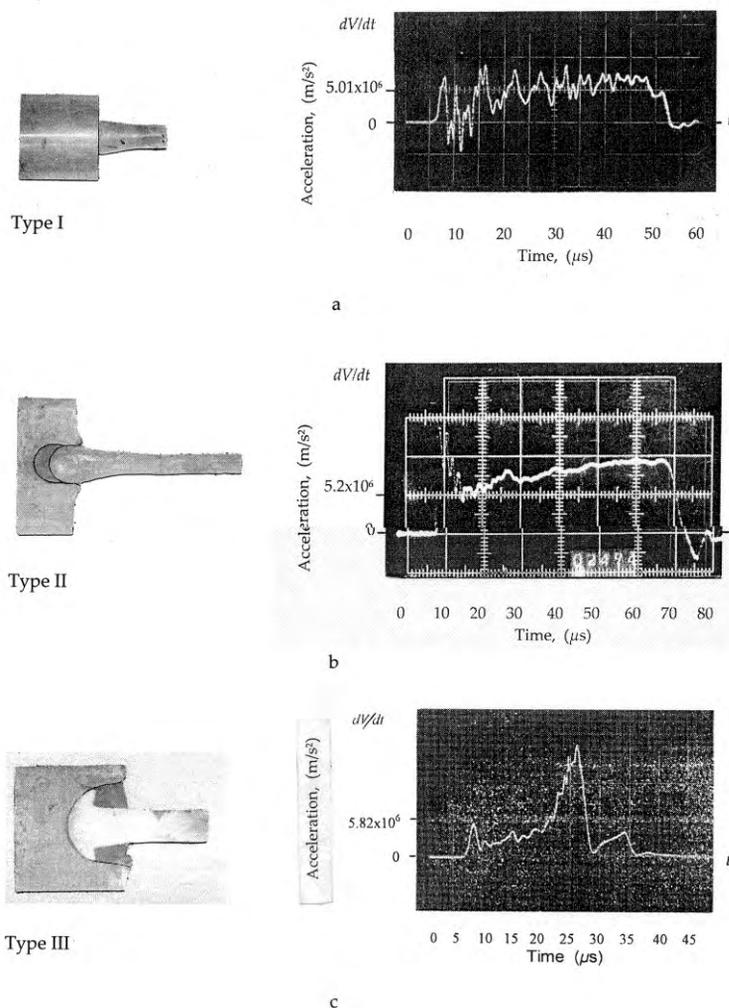


Figure 2. Experimental results for deformation types I (a), II (b) and III (c)

The value of acceleration on ordinate A in final part of the registrations $A(t_k) = dV/dt(t_k)$ we takes as 1. On abscissa axis as 1 we look the registered time when acceleration amplitude exit to zero

value. Figure 3 shows suggested way of coordinating oscillograms, using data corresponding to deformation type II as an examples (initial conditions from table 1). However, comparison of data for different deformation types shows a significant difference in dynamics of the processes.

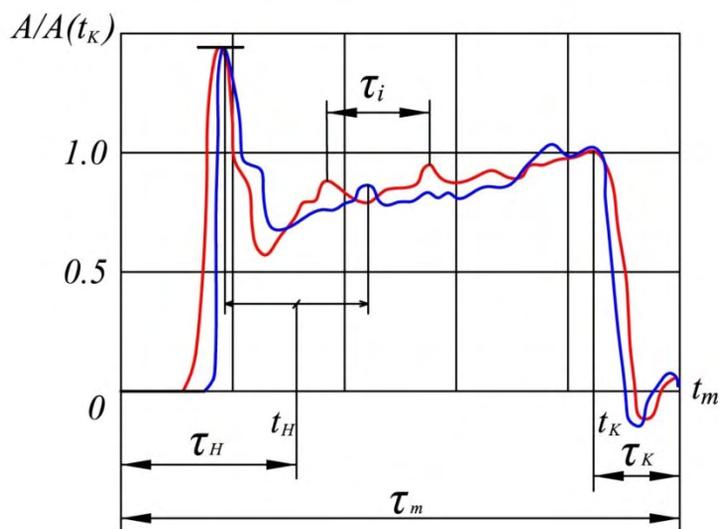


Figure 3. Analysis of a typical registration

3. Discussion

Dimensionless coefficients defined by kinematic and deformation characteristics were calculated for the particular oscillogram intervals. Several coefficients for three deformation types observed in the experiments are presented hereafter. Calculated values are summarized in Table 2.

Table 2. Coefficients connecting kinematic parameters of the model

Stage	Formula	Range of values, % for two deformation types		
		I	II	III
Initial stage	$K_1 = \frac{\tau_n}{\tau}$	19±7	25±5	25±5
Final stage	$K_2 = \frac{\tau_k}{\tau}$	30±5	18±3	35±3
Average acceleration in the initial stage	$K_3 = \frac{\dot{v}_{cp}(\tau_n)}{\dot{v}_{cp}(t_k)}$	35±9	79±5	14±3
Velocity drop in the initial stage	$K_4 = \frac{v_c - v(t_n)}{v_c}$	9±3	16±3	7±2
Velocity drop in the final stage	$K_5 = \frac{v(t_k)}{v_c}$	19±2	7±1	13±2
Length of the rigid part of the rod	$K_6 = \frac{l(t_n)}{l_0}$	35±5	29±3	45±3
Displacement related to the element	$K_7 = \frac{S(t_n)}{l_0}$	10±5	18±3	50±5

For the quantitative assessment, measurements were analyzed according to the following approach. Time step t_n defined as the time interval between the first and the second peak acceleration magnitudes was selected (figure 3). Time period τ_i was used in order to determine the first value of the average within this period length of the tail part in the elastic deformation state. Thus, initial (from 0 to t_n) and final (from t_k to t_m) stages were selected. Correspondent time periods are denoted as τ_n and τ_k . Later their relative duration with respect to the total process time τ_{np} was computed.

Analysis of the results shows, that for deformation type I monotonous change in acceleration during the major part of the process is specific. At the final stage of the rod motion in the element elastic properties of the rod and element materials are pronounced as local peaks of the acceleration amplitude which usually do not exceed the value of $A(t_k)$. Differences in the interaction conditions also lead to the differences in the acceleration evolution, kinematic and deformation parameters. Comparison of the results obtained in the experiments for different rod deformation types, reinforced these observations.

Conclusion

Analytical investigations of the interaction between an element and a rod are usually based on experimental data related to finite integral parameters of the interaction. Mutual coupling factors allow to study the process in detail. For example, average acceleration K_3 and speed drop at the initial stage K_4 show the deceleration of the elastic region of the rod with respect to the element at the time period from t_n to t_k . The coefficient K_6 characterizes the contraction of the rod. Each set of coefficients defines a particular pattern of the acceleration behavior and allows determining plastic deformation type of the rod.

The work was done with the financial support of the Russian Foundation for Basic Research (project code 19-08-00701 a) and using equipment GZ 3.6196.2017 / 7.8 and GZ 3.6257.2017 / 7.8.

Referenses

1. Design of test benches for experimental testing of rocket and space technology objects / A.G. Galeev, Yu.V. Zakharov, V.P. Makarov, V.V. Rodchenko. - M.: Publishing House of MAI, 2014. - 283 P., Ill.
2. S. Bernhardsson, S. Mousavi, P. Appelgren, S. Leonardsson. Small Calibre Projectiles Perforating Thin Steel Plates, Numerical Calculations and Physical Characterization of Constitutive Models // Proc. of 27th Int. Symposium on Ballistics. 2013. V. 2. P. 1343-1353.
3. E. Strassburger, M. Hanzinger, A. Krell. Fragmentation of Ceramics under Ballistic Impact // Proc. of 25th Int. Symposium on Ballistics. 2010. V. 2. P. 1172-1179.
4. P. Lundberg, R. Renstrom, O Andersson. Influence of Length Scale on the Transition from Interface Defeat to Penetration in Unconfined Ceramic Targets // Proc. of 27th Int. Symposium on Ballistics. 2013. V. 2, P. 992-995.
5. M. Forrestal, L. Lee and B. Jenrette. Gas - Gan Experiments Determine Forces on Penetrators into Geological Targets // J. of Appl. Mechanics. 1984. V. 51 N. 9. P. 602-607.
6. M. Forrestal, D. Frew, J. Hickerson and T. Rohwer. Penetration of Concrete Targets with Deceleration-Time Measurement // Int. J. Imp. Engng. 2003. V.28. N. 5. P. 479-497.
7. V. Veldanov, V. Markov, V. Pusev, A. Ruchko, M. Sotskiy, S. Fedorov. Computation of Nondeformable Striker Penetration into Low-Strength Obstacles Using Piezoelectric Accelerometry Data // J. Technical Physics. 2011. V. 56. N. 7. P. 992-1002.
8. M. Sotskiy, V. Veldanov. Registration of deceleration history in a target of geometrically similar projectiles // Engineering journal: science and innovations, 2015, No. 5, P. 1 - 14. URL: <http://engjournal.ru/cata.../mech/mdsb/1400.html>
9. M. Sotskiy, V. Veldanov. Deceleration-Time data for the verification of calculation models of the penetration with erosion in target // Proc. of the 30th Intern. Symp. on Ballistics. Long Beach, USA. 2017. V. 2. P. 2006-2011.

ПОЛУЧЕНИЕ СУБМИКРОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ И НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ МЕТАЛЛОВ И СПЛАВОВ МЕТОДОМ ДИНАМИЧЕСКОГО КАНАЛЬНО-УГЛОВОГО ПРЕССОВАНИЯ

*И.Г. Бродова¹, В.И. Зельдович¹, И.В. Хомская¹, Е.В. Шорохов², А.Н. Петрова¹,
А.Э. Хейфец¹, Н.Ю. Фролова¹, И.Г. Ширинкина¹, Д.Н. Абдуллина¹, К.В. Гаан²*

¹ Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург, Россия

² РФЯЦ-ВНИИТФ им. академ. Е.И. Забабахина, Снежинск, Россия

Приведены экспериментальные данные о закономерностях структурно-фазовых превращений в титане, алюминии, меди и их сплавах. Материалы получены в субмикроструктурном и наноструктурном состояниях с применением метода динамического канально-углового прессования (ДКУП), разработанного в РФЯЦ-ВНИИТФ (Патент РФ 2283717, Бюл.№26 - 64с. 2006 г). Уделено внимание эволюции морфологических и размерных характеристик структуры в зависимости от режима деформирования. Рассмотрены механизмы деформации и деформационного упрочнения металлов и сплавов в широком интервале скоростей деформации. Представлены новые данные о термической устойчивости субмикроструктурных материалов, полученных динамическим прессованием, и об изменении их динамических характеристик при ударно-волновом сжатии. С единых позиций описаны принципы создания разных по составу и свойствам субмикроструктурных и нанокристаллических материалов, получаемых при динамическом воздействии.

В полном виде результаты данных исследований представлены в монографии «Структура и свойства субмикроструктурных цветных металлов и сплавов при экстремальных воздействиях» /под редакцией И.Г. Бродовой. – Екатеринбург, Издательство УМЦ УПИ, 2018, 363с. Отметим, что наиболее близким аналогом ДКУП является хорошо известный метод равно-канального углового прессования (РКУП). В основе метода ДКУП лежит высокоскоростное деформирование исследуемого материала при его движении в металлической матрице с пересекающимися под углом 90° каналами со скоростью несколько сот метров в секунду. Разгон образца осуществляется пороховыми газами. Величина скорости деформации образца достигает $\sim 10^5 \text{с}^{-1}$. Это на шесть порядков выше, чем при РКУП. Определено, что на результирующую структуру материала при ДКУП оказывают влияние высокоскоростная деформация простого сдвига, ударно-волновая деформация сжатия и температура. Здесь приводятся некоторые результаты и закономерности структурно-фазовых превращений в титане, алюминии, меди и их сплавах, полученных в субмикроструктурном (СМК) и нанокристаллическом (НК) состояниях методом ДКУП.

Титан

Рассмотрены структурные изменения при равномерной и локализованной высокоскоростной деформации титана, а также особенности возникновения и распространения трещин при ДКУП. Равномерная деформация при ДКУП создает в титане субмикроструктурную структуру (рис.1). После первого прохода образца по каналам образуется неоднородная структура, в которой присутствуют удлиненные зерна-субзерна с поперечными размерами от 0.3 до ~ 1 мкм. После второго прохода удлиненные зерна-субзерна преобразуются в равноосные, и их разориентация возрастает. Размер зерен такой же, как поперечный размер зерен-субзерен после первого прохода. Формирующаяся после второго прохода микроструктура характеризуется большей степенью однородности.

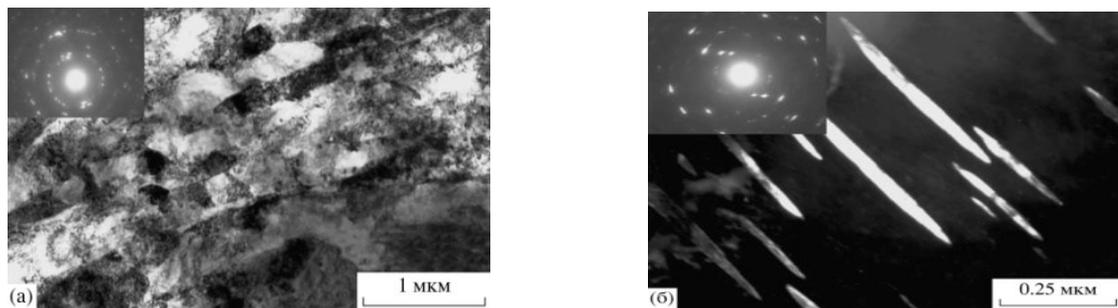


Рисунок 1. Электронно-микроскопические снимки структуры титана в области равномерной деформации. (а) - преобладающий тип структуры и двойники, (б)-темнопольный снимок

Локализованная высокоскоростная деформация в титане приводит к возникновению полос адиабатического сдвига (ПАС) (рис.2.а). В образцах, нагруженных по однопроходной схеме, формируются две системы полос: продольные и поперечные, расположенные под углом к продольным. Рекристаллизация внутри ПАС свидетельствует о нагреве материала до 770-870К (рис.2. б). Особенности структуры ПАС при ДКУП является их большая ширина (до 100 мкм) и многослойное строение. Увеличение числа проходов от одного до двух сопровождается накоплением участков локализованной деформации.

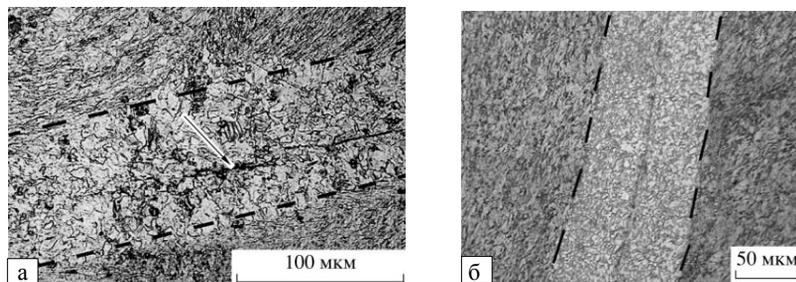


Рисунок 2. Микроструктура титанового образца в участках локализованной деформации. Полоса адиабатического сдвига вдоль трещины (а), рекристаллизованные зерна в полосе адиабатического сдвига (б)

Повышение температуры при динамическом канально-угловом прессовании титана предотвращает разрушение и образование полос адиабатического сдвига, которые имеют место при прессовании при комнатной температуре. Структура титана, подвергнутого ДКУП при повышенных температурах (500 и 530°C), представляет собой дисперсную смесь мелких рекристаллизованных зерен (от 1 мкм до 3 мкм) и деформированных нерекристаллизованных участков (рис.3а). После ДКУП при 500°C рекристаллизованные зерна группируются в протяженные наклонные полосы и короткие продольные цепочки. Деформированные участки имеют субзеренное строение, поперечный размер субзерен составляет 200-300 мкм. При втором проходе размер рекристаллизованных зерен уменьшается вдвое (рис.3б), субзерна в деформированных участках приобретают более равноосную форму, и микроструктура становится более однородной. Полученная дулексная структура похожа на структуру титана после деформации прокаткой при повышенных температурах (150-450°C) и последующей частичной (кратковременной) рекристаллизации при 600°C. Однако размер рекристаллизованных зерен после ДКУП в 3-4 раза меньше, чем после прокатки и рекристаллизации.

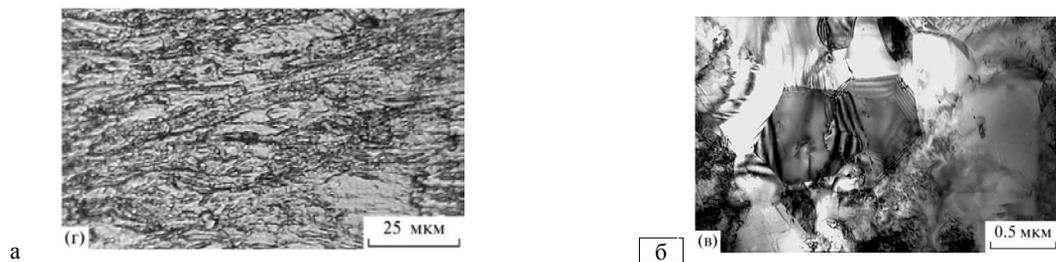


Рисунок 3. Микроструктура титана после ДКУП в два прохода при 530°C (а), рекристаллизованные зерна (б)- ПЭМ

Теплая прокатка образцов, подвергнутых ДКУП при повышенных температурах, повышает общую плотность дислокаций и создает высокий уровень внутренних напряжений. ДКУП титана при 530°C в два прохода позволяет достигнуть предела прочности 650 МПа при относительном удлинении 19%. Дополнительная прокатка на 50% при 300°C и отжиг при 210°C повышает предел прочности до 790 МПа при сохранении достаточно высоких значений относительного удлинения (рис.4).

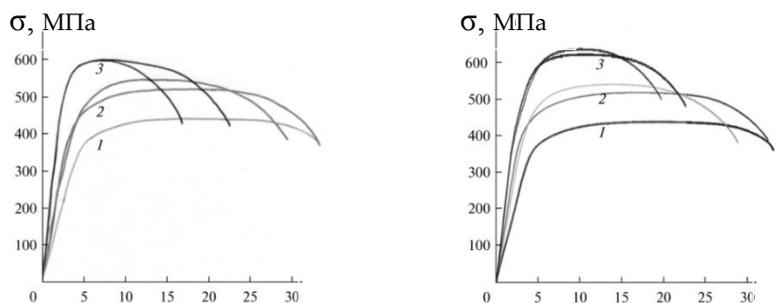


Рисунок 4. Диаграммы растяжения титана. (а) - влияние температуры ДКУП, (б) - влияние числа проходов. Диаграммы: 1 – исходный титан; 2 – ДКУП при 500°C, диаграммы 3 в (а) – ДКУП при 390°C, диаграммы 3 в (б) – ДКУП при 530°C в два прохода

Алюминиевые сплавы

Изучены закономерности формирования методом ДКУП субмикроструктурных алюминиевых сплавов разного состава. Выделены две группы сплавов в зависимости от степени легирования матрицы: термически неупрочняемые Al-Mg-Mn и Al-Mn сплавы со слабым твёрдорастворным упрочнением (АМц и А5083) и термически упрочняемый Al-Zn-Mg-Cu сплав с дисперсионным и сильным твёрдорастворным упрочнением (В 95). Основными признаками фрагментированной СМК структуры в Al сплавах с сильным твёрдорастворным упрочнением, являются: размер фрагментов - 200 нм, преобладание большеугольных границ, разделяющих кристаллиты (их доля составляет 50-60%); размытые, неравновесные границы кристаллитов; неоднородный дифракционный контраст внутри кристаллитов, свидетельствующий о высоком уровне внутренних напряжений; высокая плотность решеточных дислокаций $\sim 10^{15} \text{ м}^{-2}$ (рис. 5а).

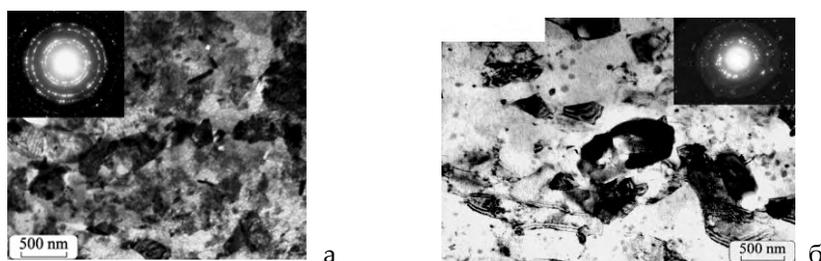


Рисунок 5. Электронно-микроскопические изображения структуры Al сплавов после ДКУП при $V=150 \text{ м/с}$: (а) – сплав В 95, $N=2$, (б) – сплав АМц, $N=4$

Увеличение величины накопленной деформации с повышением начальной скорости образца при ДКУП в термически неупрочняемых сплавах (АМц, А5083) приводит к смене фрагментированной структуры на смешанную, в которой появляются динамически рекристаллизованные зёрна (рис.5б). СМК структура такого типа характеризуется более низким уровнем упругих напряжений и меньшей плотностью дислокаций. При одинаковом среднем размере зерна, распределение зёрен по размеру носит бимодальный характер, а доля большеугловых границ повышается. Отмеченные особенности структурных превращений в сплавах разного состава накладывают отпечаток на величину деформационного упрочнения, которое в случае фрагментированной структуры оказывается выше.

Получены результаты по измерению механических характеристик в широком диапазоне скоростей деформирования алюминиевых сплавов с разным размером зерна - от микронного до субмикронного масштаба. На основании анализа данных экспериментов по статическому нагружению и динамических характеристик, определенных при сжатии по схеме Гопкинсона-Кольского, а так же при нагружении плоскими ударными волнами, построена скоростная зависимость (от $1,4 \cdot 10^{-3} \text{ с}^{-1}$ до $7 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$) предела текучести СМК сплавов АМц и В95 с размером зерна 200-600 нм. Для исследованных СМК сплавов зависимость предела текучести от скорости деформации носит сложный характер и зависит от типа СМК структуры. Обнаруженная в интервале $(4-6) \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}$ обратная скоростная зависимость предела текучести для сплава В95 объясняется сменой механизма деформации с дислокационного скольжения на механизм зернограничного проскальзывания.

Сравнение со свойствами крупнокристаллических сплавов аналогичного состава показало, что при ударно-волновом сжатии все прочностные характеристики СМК сплавов В95, АМц и А 5083 выше (рис.6). Например, после ДКУП в сплаве А5083 достигнуто максимальное значение динамического предела упругости $\sigma_{HEL}=0.66 \text{ ГПа}$, что превышает σ_{HEL} крупнокристаллического сплава на 78%. Динамический предел текучести составляет $\gamma = 0.31 \text{ ГПа}$, что больше предела текучести КК сплава на 63%.

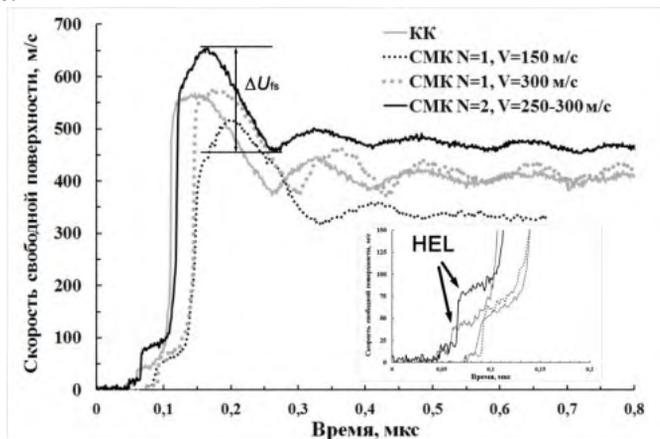


Рисунок 6. Профили скорости свободной поверхности для СМК и КК образцов сплава А5083, полученные при ударном сжатии с помощью лазерно-интерферометрического метода

С применением метода рентгеновской томографии и сканирующей электронной микроскопии исследован процесс разрушения СМК сплава А5083 после ударно-волнового сжатия и определена поврежденность материала с разным размером зерна (крупнокристаллического - 40 мкм и субмикрокристаллического - 400 нм). Выполнен статистический анализ дефектов в виде пор и микротрещин. Построена зависимость пористости, как функции расстояния от поверхности разрушения, рассчитана ширина зон разрушения. Полученные данные могут быть использованы при верификации моделей разрушения материалов при импульсных воздействиях.

Медь и её сплавы

При изучении эволюции структуры меди при высокоскоростной (10^4-10^5 с^{-1}) ИПД методом ДКУП определено, что существенное, на три порядка от 100 мкм до 0,1 мкм, измельчение структуры

меди при ДКУП. Оно может быть достигнуто уже при одно и четырех кратном продавливании образца по каналам в отличие от квазистатического метода РКУП, при котором СМК структуру в меди получали при восьми - двенадцатикратном продавливании заготовки. Обнаружено, что структурообразование в меди определяют закономерно повторяющиеся высокоскоростные процессы фрагментации, динамической полигонизации и частичной динамической рекристаллизации. Показано, что ДКУП в четыре прохода приводит к формированию по всей длине образца меди одинаковой неравновесной (СМК+НК) структуры, состоящей из зерен-субзерен размерами от 50 нм до 400 нм, причем количество зерен-субзерен размерами 50-100 нм составляет до 35%. (рис.7). Медь с (СМК+НК) структурой имеет высокие механические свойства: $H_v=1560$ МПа, $\sigma_b = 440$ МПа, $\sigma_{0,2} = 414$ МПа и $\delta = 19\%$. Твердость (СМК+НК) меди повышается в 1,8-2 раза, прочность возрастает в 1,4 раза при сохранении удовлетворительного уровня пластичности, по сравнению с исходным крупнозернистым состоянием.

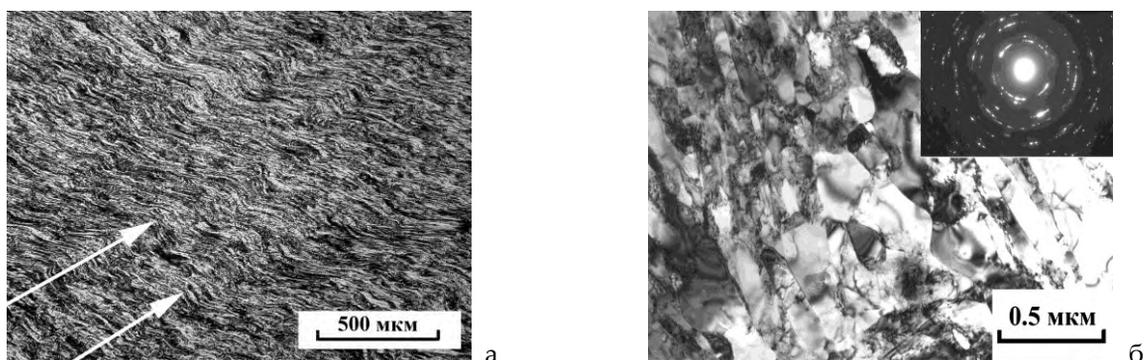


Рисунок 7. Структура образца меди после четырех проходов ДКУП: (а) – волоконная структура, (б) – зерна-субзерна внутри волокон меди

Установлено, что удельное электросопротивление меди с неравновесной СМК+НК структурой, полученной при ДКУП, измеренное при температуре жидкого гелия (4,2 К), существенно (в 5 раз) превышает удельное электросопротивление меди в полностью отожженном крупнозернистом состоянии

Изучена эволюция структуры микро- и низколегированных сплавов на основе систем Cu-Zr и Cu-Cr-Zr и исследованы их свойства. Установлено, что в микро- и низколегированных сплавах меди при ДКУП наряду с процессами фрагментации, динамической полигонизации частично развивается деформационное старение с выделением наноразмерных частиц (< 5 нм) вторых фаз (рис. 7а).

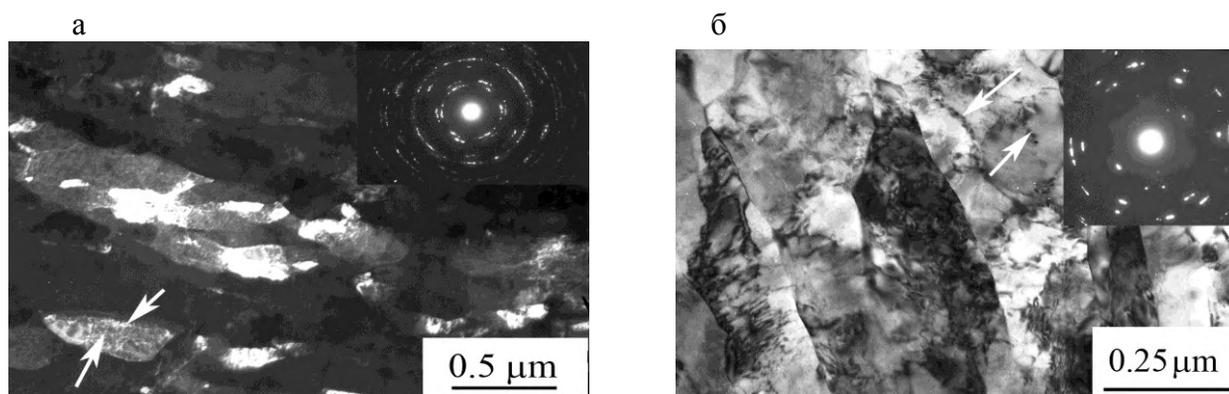


Рисунок 7. (а) – СМК структура сплавов Cu–Cr–Zr после ДКУП, темнопольное изображение в рефлексе 002_{α} (б) - ДКУП + отжига (старения) при 400°C, светлопольное изображение

Сравнительный анализ методами микродюрометрии и кинетического микроиндентирования показал, что в меди с СМК+НК структурой твердость по Виккерсу, по Мартенсу и твердость вдавливания увеличивается приблизительно в 1,4 раза по сравнению с исходным крупнокристаллическим состоянием. Еще более значительный рост указанных характеристик прочности (в 2,4; 2,5 и 2,8 раза) при одновременном повышении на 21-27% контактного модуля упругости достигается в сплаве Cu-0,09Cr-0,08Zr с СМК структурой, содержащей наноразмерные частицы упрочняющих фаз.

Исследованы физические и механические свойства сплавов меди с СМК структурой, которые были получены при ДКУП и содержащие наноразмерные частицы вторых фаз. Показано, что исследованные сплавы на основе систем Cu-Zr и Cu-Cr-Zr, с микродобавками хрома (0,09-0,14%) и циркония (0,04-0,08%) имели СМК структуру и содержали наноразмерные частицы вторых фаз. Установлено, что они термически стабильны даже при нагреве до 500-600°C. На рис.8а показано влияние температуры старения на микротвёрдость закалённого и СМК сплава Cu-0.14Cr-0.04Zr. Нагрев СМК сплавов до 200-300°C не приводит к изменению микротвердости. Ее рост до 1700-1780 МПа отмечен при 350-450°C и связан с процессами распада твердого раствора. Заметим, что изменение длительности старения при 400°C с 1 до 4 ч увеличило микротвердость СМК сплава до 1880 МПа. Нагрев до 550-600°C приводит к снижению микротвердости (рис.8а, кривая 2), что обусловлено развитием процесса рекристаллизации. Установлены режимы, при которых происходит существенное повышение механических свойств сплава Cu-0.14Cr-0.04Zr с СМК структурой, содержащей наноразмерные частицы вторых фаз. Так, предел прочности увеличивается в 2.8 раза, а предел текучести – в 5.1 по сравнению с исходным крупнокристаллическим состоянием. При этом у сплавов сохраняется удовлетворительная пластичность. Электросопротивление сплава Cu-0.14Cr-0.04Zr с СМК структурой, содержащей наноразмерные частицы вторых фаз, полученной при ДКУП и старении при 400°C составляет 2,1-2,3 мкОм·см, что лишь незначительно превышает электросопротивление закалённого сплава (рис.8б)

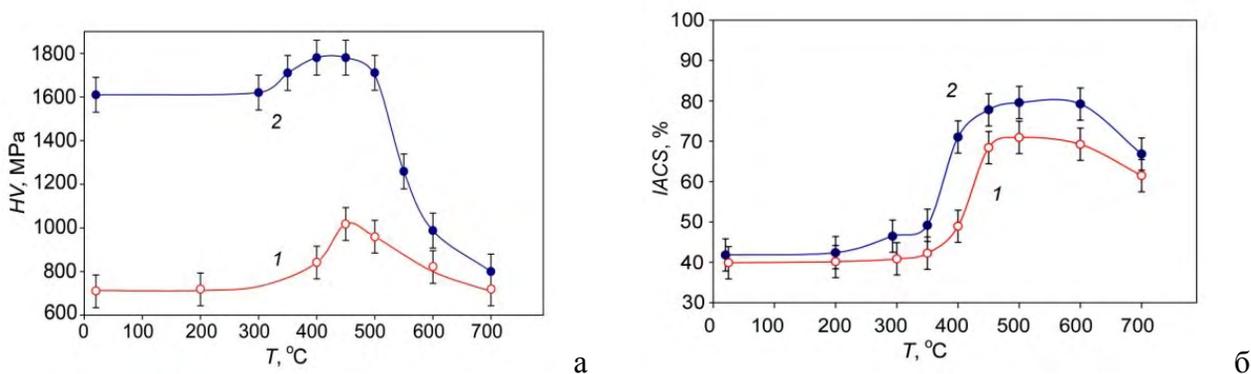


Рисунок 8. Влияние температуры старения на микротвёрдость (а) и электропроводность (б) сплава Cu-0.14Cr-0.04Zr после закалки от 1000°C- (1) и ДКУП- (2)

Были проведены исследования по влиянию дополнительной квазистатической интенсивной пластической деформации (ИПД) трением скольжения на эволюцию структуры и свойств экономно-легированных дисперсионно-твердеющих сплавов на основе системы Cu-Cr-Zr, полученных методом ДКУП. На примере сплава Cu-0.09Cr-0.08Zr определено, что интенсивность изнашивания образцов с СМК структурой, полученной при ДКУП, понижается в 1.4 раза по сравнению с КК состоянием. Установлено, что комбинированная обработка ДКУП+400°C+ИПД трением приводит к формированию в материале поверхностного нанокристаллического слоя с размером кристаллитов 15-30 нм, что обеспечивает высокий уровень твердости (3350 МПа) и удовлетворительные трибологические свойства сплавов. По результатам проведенной работы сделан вывод о перспективности применения разработанной технологии для получения материалов с повышенными физико-механическими характеристиками.

OBTAINING SUBMICROCRYSTALLINE AND NANOCRYSTALLINE METALS AND ALLOYS BY DYNAMIC CHANNEL-ANGULAR PRESSING

*I.G. Brodova¹, V.I. Zeldovich¹, I.V. Khomsкая¹, E.V. Shorokhov², A.N. Petrova¹, A.E. Kheifets¹,
N.Yu. Frolova¹, I.G. Shirinkina¹, D.N. Abdullina¹, K.V. Gaan²*

¹Institute of Metal Physics Ural branch of the Russian Academy of Sciences, Ekaterinburg, Russia

²RFNC-VNIITF, Snezhinsk Russia

We present the experimental data on structural phase change regularities in titanium, aluminum, copper and their alloys. The materials are obtained in submicrocrystalline and nanostructural states by dynamic channel-angular pressing (DCAP) technique developed in RFNC-VNIITF (RF Patent 2283717, Report №26 – 64 p. 2006). In the given paper we give consideration to evolution of structure morphological and sizing properties depending on deformation mode. We consider mechanisms of deformation and metal and alloys strain hardening within the wide range of deformation velocities. We present new data on thermal stability of submicrocrystalline materials obtained by dynamic pressing and also on their dynamic properties under shock wave compression. In unified terms we describe principles of making submicrocrystalline and nanocrystalline materials, different in composition and properties, obtained under dynamic impact.

In a most complete form the investigation results are given in monograph “Structure and Properties of Submicrocrystalline Non-Ferrous Metals and Alloys under Extreme Conditions”/ under the editorship of I.G. Brodova. – Ekaterinburg, UMT UPI, 2018, 363 pp. We note that the closest analog of DCAP is the established equal channel angular pressing (ECAP) technique. DCAP technique is based on high-speed deformation in the material under investigation when moving in a metal matrix with channels intersecting at the angle of 90° at a speed of some hundreds meters per second. Specimen acceleration is accomplished by powder gases. Magnitude of specimen deformation velocity is up to $\sim 10^5 \text{sec}^{-1}$. It is six orders greater than at ECAP. It is stated that the material resulting structure at DCAP is under the effect of simple shear high-speed deformation, compression shock-wave deformation and temperature. Here we present some results and regularities of structural phase changes in titanium, aluminum, copper and their alloys obtained in submicrocrystalline and nanocrystalline states by DCAP technique.

Titanium

We consider structural changes under titanium uniform and localized high-speed deformation as well as peculiarities of crack initiation and development at DCAP. Homogeneous deformation at DCAP produces submicrocrystalline structure in titanium (Fig.1). Following the specimen first pass through the channels the heterogeneous structure is formed with elongated grains-subgrains of section size from 0.3 to $\sim 1 \mu\text{m}$. Following the second pass the elongated grains-subgrains are converted into equiaxial ones and their disordering increases. The grains size is the same as of grains-subgrains section size following the first pass. The forming microstructure following the second pass exhibits greater degree of uniformity.

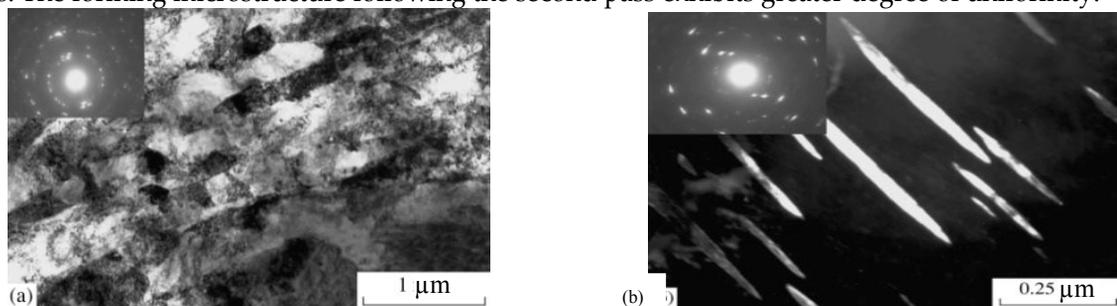


Figure 1. Electron micrographs of titanium structure in the area of homogeneous deformation. (a) – prevailing structure type and twins, (b) - dark-field micrograph

Localized high-speed deformation in titanium results in initiation of adiabatic shear bands (ASB) (Fig. 2 (a)). In specimens loaded according to a single-pass scheme the two band systems are formed: longitudinal bands and vertical bands related angularly to longitudinal ones. Recrystallization inside ASB indicates the material heating up to 770-870K (Fig. 2. (b)). ASB structure at DCAP features their wide width (up to 100 μm) and multilayer structure. Pass number increase up to two is accompanied by accumulation of localized deformation sections.

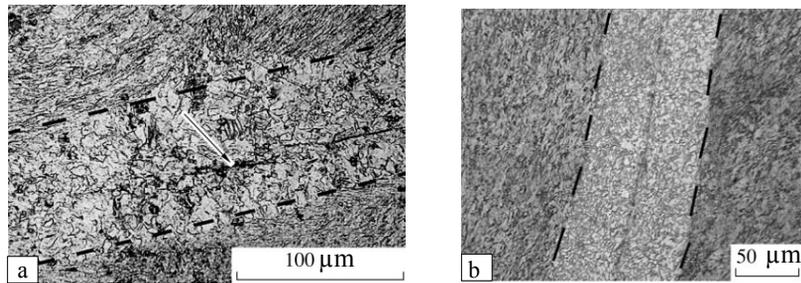


Figure 2. Titanium specimen microstructure in localized deformation sections:(a) - adiabatic shear band along a crack, (b) - recrystallized grains in adiabatic shear band

Temperature increase at titanium dynamic channel-angular pressing prevents the destructing and forming adiabatic shear bands, which occur at pressing under room temperature. Titanium structure exposed to DCAP at elevated temperatures (500°C and 530°C) appears as dispersed mixture of small recrystallized grains (from 1 μm to 3 μm) and deformed nonrecrystallized sections (Fig. 3 a). Following DCAP at 500°C recrystallized grains are arranged into elongated inclined bands and short longitudinal chains. The deformed sections are of sub-grain structure with sub-grains sections 200-300 μm in size. At the second pass the recrystallized grains size is reduced by half (Fig. 3 b), the sub-grains in the deformed sections assume a more equiaxial form, and microstructure becomes more uniform. The obtained duplex structure looks like titanium structure following the rolling deformation at elevated temperatures (150-450°C) and subsequent fractional (short-term) recrystallization at 600°C. However, size of recrystallized grains following DCAP is 3-4 times smaller than following rolling and recrystallization.

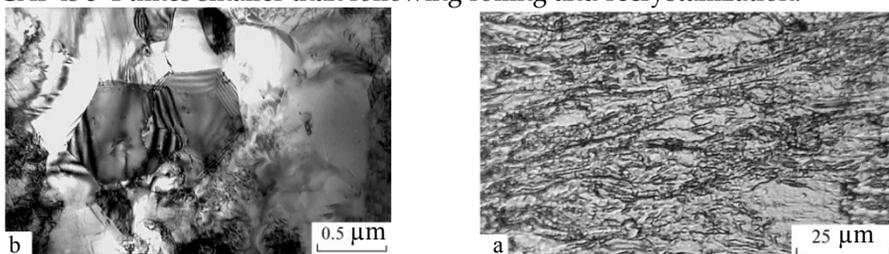


Figure 3. Titanium microstructure following two-pass DCAP at 530°C (a), recrystallized grains (b) transmission electron microscopy

Warm rolling of the specimens exposed to DCAP at elevated temperatures increases dislocation overall density and provides high level inherent stress. Two-pass DCAP for titanium at 530°C permits one to get ultimate strength 650 MPa at percentage of elongation 19%. Additional rolling for 50% at 300°C and annealing at 210°C increases ultimate strength up to 790 MPa on retention of rather high percentage of elongation (Fig. 4).

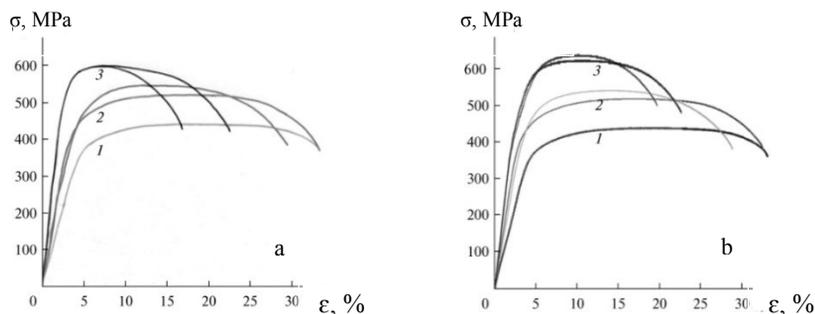


Figure 4. Titanium stress-strain diagram: a – DCAP temperature effect, (b) – effect of pass number. Diagrams: 1 – initial titanium; 2 – DCAP at 500°C; diagrams 3 in (a) – DCAP at 390°C, diagrams 3 in (b) – two-pass DCAP at 530°C

Aluminum alloys

We studied the regularities of generating submicrocrystalline aluminum alloys of various composition by DCAP. We divided alloys into two groups depending on matrix doping level: non-heat-treatable alloys Al-Mg-Mn and Al-Mn alloys with light solid-solution hardening (AM_{II} and A5083) and heat-treatable alloy Al-Zn-Mg-Cu with dispersion and strong solid-solution hardening (B 95). The essential features of fragmented submicrocrystalline structure in Al alloys with strong solid-solution hardening are: fragment size - 200 nm, prevalence of large-angle boundaries dividing crystalline grains (their proportion is 50-60%); diffuse, nonequilibrium boundaries of crystalline grains; nonuniform diffraction contrast inside crystalline grains being evidence of high level inherent stress; lattice dislocations high density $\sim 10^{15} \text{ m}^{-2}$ (Fig. 5a).

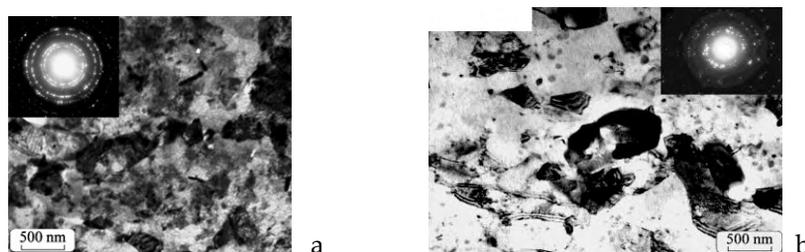


Figure 5. Al alloys structure electron microscope image following DCAP at $V=150 \text{ m/sec}$: (a) – alloy B 95, $N=2$, (b) – alloy AM_{II}, $N=4$

Cumulative deformation value increase with a rise in a specimen initial velocity at DCAP in non-heat-treatable alloys (AM_{II}, A5083) leads to substitution of the fragmented structure for a mixed one, in which dynamically recrystallized grains occur (Fig. 5b). Submicrocrystalline structure of this type features lower-level elastic stress and less density of dislocations. At equal average grain size the grain size distribution is of bimodal nature, and a fraction of large-angle boundaries increases. The noted peculiarities of structural transformations in various composition alloys make an impact on deformation hardening value, which is higher for the fragmented structure.

We obtained results on mechanical behavior measurements in a wide range of various-grain aluminum alloys deformation velocities – from micron to submicron scale. Relying on evaluation of experimental data on static loading and dynamic behavior determined at compression by Hopkinson-Kolsky scheme, and also at plane shock wave loading we constructed velocity function (from $1,4 \cdot 10^{-3} \text{ sec}^{-1}$ to $7 \cdot 10^5 \text{ sec}^{-1}$) of yield point of submicrocrystalline structure alloys AM_{II} and B95 of grain size 200-600 nm. For the investigated submicrocrystalline structure alloys the dependence of yield point on deformation velocity is of complex nature and depends on submicrocrystalline structure type. The inverse velocity dependence of yield point for B95 alloy discovered within the range $(4-6) \cdot 10^3 \text{ sec}^{-1}$ could be accounted for substitution of dislocation sliding for grain boundary sliding as for deformation mechanism.

When comparing with properties of coarse crystalline alloys of a similar composition it is apparent that at shock wave compression all the strength characteristics of submicrocrystalline structure alloys B95, AMц and A 5083 appear to be higher (Fig. 6). For instance, following DCAP in alloy A5083 the maximum Hugoniot elastic limit $\sigma_{HEL}=0.66$ GPa is obtained, that exceeds σ_{HEL} of coarse crystalline alloy by 78%. Dynamic limit of yield point is $Y=0.31$ GPa, that exceeds yield point coarse crystalline alloy by 63%.

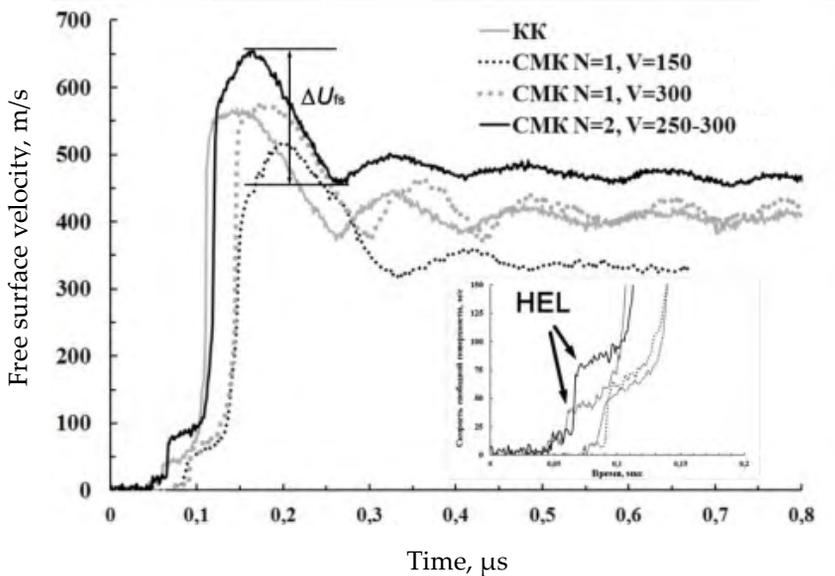


Figure 6. Free surface velocity profiles for submicrocrystalline structure и coarse crystalline specimens of A5083 alloy obtained at shock wave compression by laser-interferometric technique

With X-ray tomography and raster electronic microscopy we investigated process of deterioration of submicrocrystalline structure alloy A5083 following shock wave compression and determined fracture of material of grain size nonhomogeneity (coarse crystalline — 40 μm and submicrocrystalline — 400 nm). We carried out the statistical analysis of such defects as pores and micro-cracks. We plotted a porosity curve as a distance function of fracture surface and calculated fracture zones width. The obtained data could be applied to verify materials fracture models at impulse action.

Copper and its alloys

When studying copper structure evolution at high-speed ($10^4\text{-}10^5 \text{ sec}^{-1}$) severe plastic deformation we stated with DCAP technique the significant, three order from 100 μm to 0,1 μm , copper structure refinement at DCAP. It can be obtained even at one- and four-time pressing of a specimen through channels unlike quasi-static technique ECAP, when submicrocrystalline structure in copper is obtained at eight- or twelve-time pressing of a blank. It is discovered that structure formation in copper is evaluated by regularly recurring high-speed processes of fragmentation, dynamic polygonization and fragmental dynamic recrystallization. It is demonstrated that four-pass DCAP results in formation of uniform nonequilibrium (submicrocrystalline + nanocrystalline) structure made of grains-subgrains 50 nm to 400 nm in sizes, through the whole length of a copper specimen, and number of grains-subgrains 50-100 nm in size amounts up to 35%. (Fig. 6). Copper with (submicrocrystalline + nanocrystalline) structure possess high mechanical characteristics: $H_v=1560$ MPa, $\sigma_b = 440$ MPa, $\sigma_{0,2} = 414$ MPa and $\delta = 19\%$. Copper hardness (submicrocrystalline + nanocrystalline) increases 1,8-2 times, strength increases 1,4 times on retention of plasticity satisfactory level as compared with original coarse-grained state.

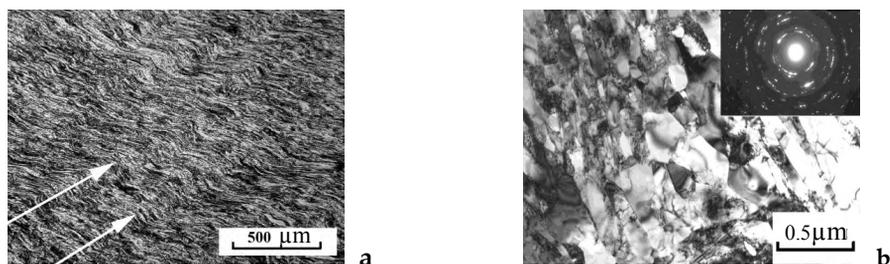


Figure 7. Copper specimen structure following DCAP four passes:
(a) – fiber structure, (b) – grains-subgrains inside copper fibers

It is stated that copper specific electrical resistivity with nonequilibrium submicrocrystalline + nanocrystalline structure obtained at DCAP and measured at cryogenic temperature (4,2 K) significantly (fivefold) exceeds copper specific electrical resistivity in completely annealed coarse-grained state.

We studied evolution of micro- and low alloys structure based on Cu-Zr and Cu-Cr-Zr systems and investigated their properties. It is stated that deformation ageing with release of minor phase nanoparticles (< 5 nm) partially develops in copper micro- and low alloys at DCAP along with processes of fragmentation, dynamic polygonization (Fig. 7a).

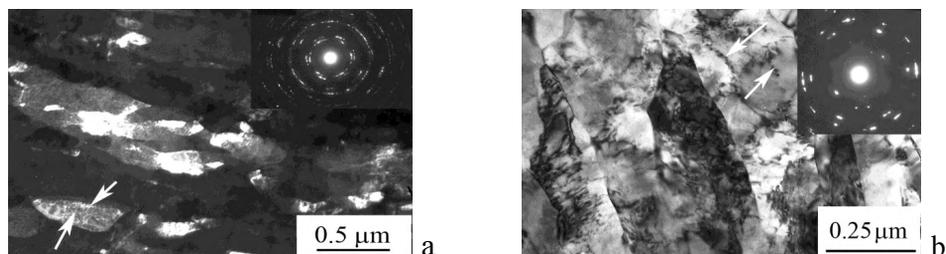


Figure 7. (a) – Submicrocrystalline structure of Cu-Cr-Zr alloys following DCAP, dark-field image in reflex 002_{ω} . (b) - DCAP + annealing (ageing) at 400°C, bright-field image

Comparative analysis with microdurometry and kinetic microindentation showed that Vickers hardness, Martens hardness and indentation hardness is approximately 1,4 times as much as compared with original coarse crystalline state in copper with submicrocrystalline + nanocrystalline structure. Still more significant increase of the above-noted strength characteristics (2,4; 2,5 and 2,8 times) at simultaneous increase of contact elastic modulus by 21-27% is obtained in alloy Cu-0,09Cr-0,08Zr with submicrocrystalline structure containing strengthening phase nanoparticles.

We investigated physical and mechanical properties of copper alloys with submicrocrystalline structure obtained at DCAP and containing minor phase nanoparticles. It is shown that the investigated Cu-Zr and Cu-Cr-Zr systems alloys with chrome (0,09-0,14%) and zirconium (0,04-0,08%) as microadditives are of submicrocrystalline structure and contain minor phase nanoparticles. They are stated to be thermally stable even at heating up to 500-600°C. Figure 8a shows ageing temperature effect onto micro-hardness of quenched and submicrocrystalline structure alloy Cu-0.14Cr-0.04Zr. Heating submicrocrystalline structure alloys up to 200-300°C does not lead to micro-hardness change. It is observed to increase up to 1700-1780 MPa at 350-450°C due to solid solution decay processes. We note that ageing duration varying at 400°C from 1 to 4 hours increases micro-hardness of submicrocrystalline structure alloy up to 1880 MPa. Heating up to 550-600°C leads to micro-hardness reducing (Fig. 8a, curve 2), that is due to recrystallization process development. We stated the regimes of significant enhancing the mechanical properties of Cu-0.14Cr-0.04Zr alloy with submicrocrystalline structure containing minor phase nanoparticles. Thus, ultimate strength increases 2.8 times, and yield point – 5.1 times as compared with original coarse crystalline state. In doing so, alloys maintain satisfactory plasticity. Electrical resistance of Cu-0.14Cr-0.04Zr alloy with submicrocrystalline structure containing minor phase

nanoparticles obtained at DCAP and ageing at 400°C is 2,1-2,3 microohm-cm, that exceeds electrical resistance of quenched alloy only slightly (Fig. 8b)

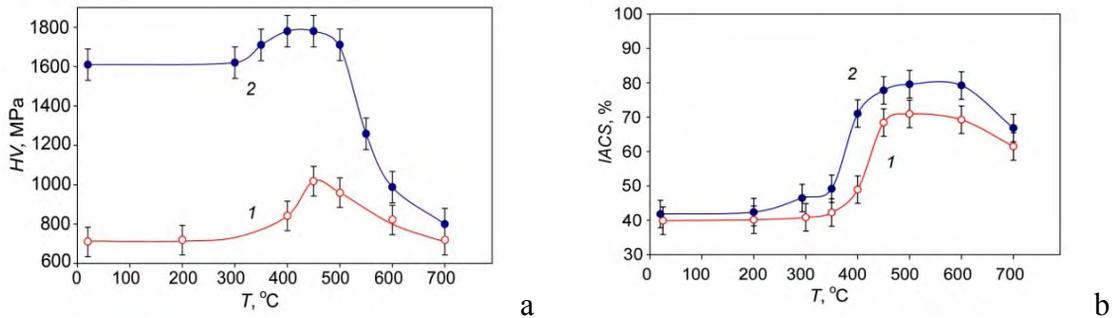


Figure 8. Ageing temperature effect onto micro-hardness (a) and electrical conductivity (b) of alloy Cu-0.14Cr-0.04Zr on quenching from 1000°C- (1) and DCAP - (2)

We conducted investigations on effect of additional quasistatic severe plastic deformation at slipping friction onto evolution of structure and properties of economically-doped precipitation-hardening alloys based on Cu-Cr-Zr system obtained with DCAP. By the example of Cu-0.09Cr-0.08Zr alloy it is stated that wear intensity of specimens with submicrocrystalline structure obtained at DCAP is reduced by 1.4 times as compared with coarse crystalline state. It is stated that combined treatment DCAP+400°C+severe plastic deformation at friction results in formation of surface nanocrystalline layer with crystallites 15–30 nm in size in the material, that provides high-level hardness (3350 MPa) and satisfactory tribological properties of alloys. The conducted works result in a conclusion about potentials for application of the developed technology as a candidate for obtaining materials with enhanced physical and mechanical properties.

СИСТЕМА ИЗМЕРЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ВОЗДУШНЫХ УДАРНЫХ ВОЛН

А.С. Соколов, Д.А. Кондрашов, С.П. Кожарский, Г.А. Бубнов

Федеральный научно-производственный центр "Алтай", Бийск, Алтайский край, Россия

На предприятии АО «ФНПЦ «Алтай» ведется отработка новых составов и боевых частей. Для оценки эффективности их действия необходимо проводить измерения параметров воздушной ударной волны. Таким образом возникла необходимость разработки информационно-измерительной системы.

По результатам научно-технического поиска было выяснено, что наиболее актуальным методом измерения параметров воздушной ударной волны является тензометрический. На основании этого метода разработана информационно-измерительная система (ИИС) АРМ «ВУВ».

Система регистрирует создаваемое при взрыве давление и позволяет оценить следующие параметры:

- импульс фазы сжатия воздушной ударной волны, J_+ ;
- избыточное (пиковое) давление на фронте ВУВ в заданных точках регистрации, ΔP_m ;
- среднюю скорость распространения фронта ВУВ между двумя точками регистрации по лучу измерения, V_ϕ [1].

На основании полученных результатов обработки профиля ВУВ определяется тротиловый эквивалент испытываемого ВВ.

В состав ИС входят:

- методика выполнения измерений ВУВ при полевых испытаниях;
- тензометрические датчики;
- измерительный блок;
- специальное программное обеспечение (ПО АРМ).

В измерительной системе давление определяется тензометрическим методом, основанным на преобразовании измеряемого параметра в изменение сопротивления тензорезисторов с последующим преобразованием в аналоговый электрический сигнал, который, далее, в измерительном блоке (ИБ) преобразуется АЦП и поступает в системы цифровой записи, обработки и отображения информации [2].

Оцифрованные результаты регистрации получают в виде значений напряжения в моменты времени, определенные частотой опроса датчика, а затем пересчитываются в текущее значение параметра с использованием индивидуальной градуировочной характеристики датчика (ГХД). Далее специализированное ПО АРМ рассчитывает параметры ВУВ: J_+ , ΔP_m , V_ϕ .

Результаты измерения выдаются в виде таблиц и (или) графиков и заносятся в базу данных по результатам испытаний изделий.

На рисунке 1 представлена структурная схема измерительной системы.

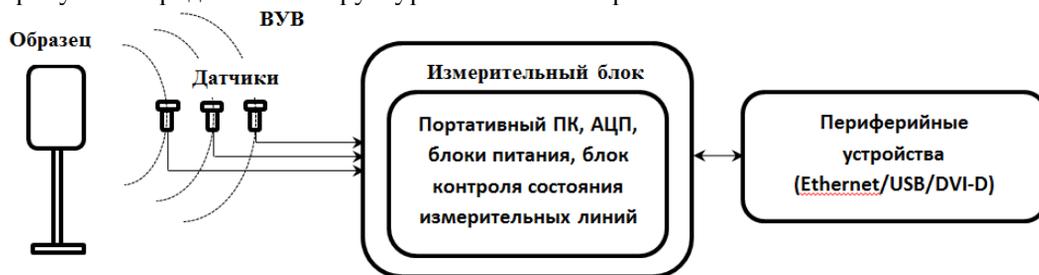


Рисунок 1. Структурная схема ИС определения параметров воздушных ударных волн

ИБ включает в себя АЦП (с частотой опроса до 2,5 МГц на канал), портативный компьютер, устройства контроля измерительных линий и блоки питания. ИБ выполнен в форме автономного законченного прибора с питанием 220 В.

Для взаимодействия с пользователем допускается подключение периферийных устройств по DVI и USB-интерфейсу, либо удаленное подключение по Ethernet.

Основные технические характеристики системы измерения представлены в таблице 1.

Таблица 1. Технические характеристики системы измерений

Характеристика	Значение
Количество каналов измерения давления	8
Диапазон измерения давления, кгс/см ²	0...8
Максимальный диапазон входных сигналов для тензометрических каналов, В	±3
Пределы допускаемой приведенной погрешности, для потенциометрических измерительных каналов, %	±0,25
Собственная частота датчика, Гц	20000
Максимальная частота преобразования АЦП, МГц	10
Сопротивление моста датчика, Ом	0...400

Система измерения АРМ «ВУВ» предназначена для эксплуатации в следующих климатических условиях:

- температура окружающей среды при проведении измерений от плюс 5°С до плюс 55°С;
- относительная влажность атмосферы окружающего воздуха до 90% при температуре 25°С.

При помощи разработанного ПО и блока контроля достигнута возможность дистанционной проверки состояния измерительной линии (порядок подключенных датчиков, целостность подкидных линий, наличие питания датчиков).

На рисунке 2 представлен график давления ВУВ, зарегистрированного четырьмя датчиками, находящимися на разном удалении от образца.

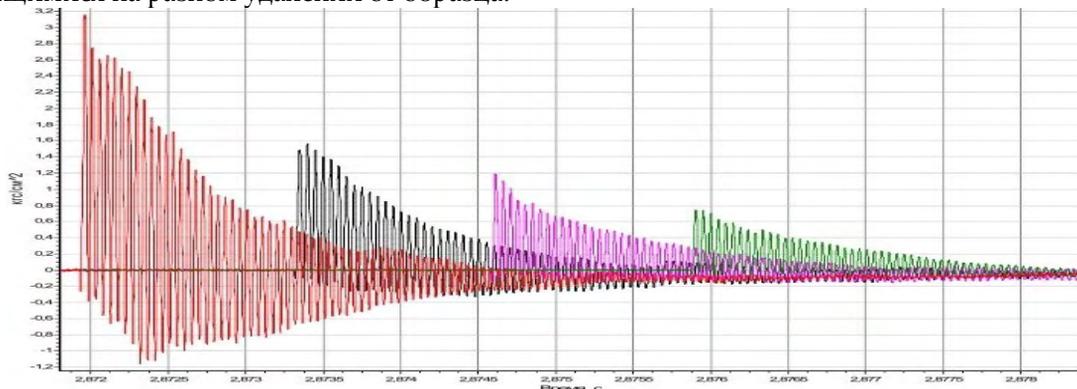


Рисунок 2. Графики давления ВУВ, зарегистрированного четырьмя датчиками

Результаты измерений параметров оценочных изделий представлено в таблице 2.

Таблица 2. Результаты измерений

№п/п	1	2	3	4
Время прихода ВУВ, с	2,8719	2,8733	2,8745	2,8758
Пиковое давление, кгс/см ²	1,61	0,86	0,56	0,37
Импульс, кгс·мкс/см ²	523,40	382,31	321,47	264,52
Длительность фазы сжатия, мкс	955,95	1346,97	1770,98	1921,02
Скорость фронта, м/с		469,65	433,41	427,02

Погрешность измерения соответствует расчетным данным.

Обработка результатов измерений проводится по данным регистрации процесса, исходным данным, введенным на АРМ «ВУВ», результатам поверки средств измерения и включает следующие этапы:

- перевод зарегистрированных значений напряжения в значения параметра для каждого измерительного канала;
- расчет параметров ВУВ для каждого измерительного канала;
- представление результатов обработки в виде графиков и таблиц и запись в базу данных результатов измерений.

Оценка качества измерения параметров ВУВ заключается в оценке профиля ударной волны.

Профиль ВУВ для компактных зарядов ВВ без оболочек описывается при $\Delta P < 8$ кг/см² эмпирическим уравнением вида:

$$\Delta p(t) = \Delta P_m \cdot \left(1 - \frac{t}{t_+}\right) \cdot e^{-\alpha \frac{t}{t_+}}, \quad (1)$$

где $\Delta p(t)$ – текущее избыточное давление ударной волны;

ΔP_m – максимальное (пиковое) давление во фронте ВУВ;

t_+ – длительность положительной фазы сжатия ВУВ;

α – безразмерный коэффициент, который имеет функциональную зависимость от ΔP_m и t_+ .

На рисунке 3 показано расхождение между регистрируемым сигналом (пунктирная линия) и обработанным (сплошная линия).

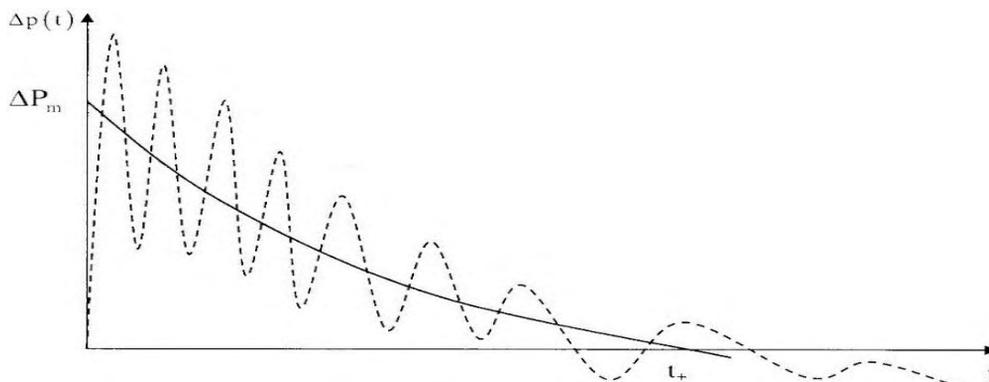


Рисунок 3. Регистрируемый (пунктирная линия) сигнал и обработанный (сплошная)

Профиль ВУВ, учитывая высокую динамичность регистрируемого процесса, на входе АЦП искажен наложением колебаний с собственной частотой датчика.

По обработанной кривой профиля зарегистрированного процесса от собственной частоты датчика и испытательной оснастки определяется полный импульс положительной фазы сжатия ВУВ (профиль зарегистрированного процесса без сглаживания и фильтрации):

$$J_+ = \int_{t_0}^{t_+} \Delta P(t) \cdot dt, \quad (2)$$

где J_+ – импульс фазы сжатия воздушной ударной волны;

$\Delta P(t)$ – текущее избыточное давление ударной волны в фиксированной точке;

t_0 – время начала процесса;

t_+ – длительность положительной фазы сжатия импульса.

В настоящее время реализованная на АО «ФНПЦ «Алтай» система является единственным эффективным средством для определения параметров ВУВ в полевых условиях и в настоящее время успешно применяется.

Список литературы

1. Кулев С.Ю., Шалюта В.Н., Абрамова В.И., Цой Л.Д., Филиппов В.П. Автоматизированный измерительный комплекс для определения параметров воздушной ударной волны: Тезисы V Международной конференции НЕМ's-2010. – С. 75-62.
2. Кулев С.Ю., Шалюта В.Н., Абрамова В.И., Цой Л.Д., Филиппов В.П. Автоматизированный аппаратно-программный комплекс измерения параметров воздушных ударных волн при испытаниях высокоэнергетических составов и изделий на их основе // Высокоэнергетические материалы: демилитаризация, антитерроризм гражданское применение: Тезисы VI Международной конференции НЕМ's-2012. – С. 77-78.

MEASUREMENT SYSTEM PARAMETERS OF AIR IMPACT WAVES

A.S. Sokolov, D.A. Kondrashov, S.P. Kozharsky, G.A. Bubnov

Federal Research and Production Center "Altai", Biysk, Altai Krai, Russia

The enterprise "Federal Research and Production Center "Altai " develops new compositions and weapon heads. To assess the effectiveness of their performance it is necessary to measure the parameters of the air shock wave. Thus, it became necessary to develop an information-measuring system.

According to the results of scientific and technical research, the strain gauge was found to be the most relevant method to measure the parameters of an air shock wave. Based on the method, an information-measuring system (IMS) was developed for ASW automated working station (AWS).

The system registers the pressure created during the explosion and allows to evaluate the following parameters:

- impulse of air shock wave compression phase, $J+$;
- excess (peak) pressure at the front propagation of the air shock wave at specified registration points, ΔP_m ;
- average propagation speed of ASW front of between two registration points along the measurement line, V_f [1].

Based on the obtained results of processing ASW profile, the TNT equivalent of the explosive tested is determined.

The structure of IMS includes:

- methodology for performing ASW measurements during field tests;
- strain gauges;
- measurement unit;
- special software (AWP software).

In the measuring system, the pressure is determined by a strain gauge method based on converting the measured parameter into a change in resistance of the resistance strain gages, followed by conversion to an analog electrical signal, which is then converted with an ADC in the measurement unit (MU) and fed to data digital recording, processing and display systems [2].

Digitized registration results are obtained as voltage values at time points determined by the sensor sampling frequency, and then converted to the current value of the parameter using an individual gauge line (GL). Further, the specialized software of the automated working station calculates ASW parameters: $J+$, ΔP_m , V_f .

The measurement results are given in the form of tables and (or) diagrams and put into the database on completion of the product tests.

Figure 1 presents block diagram of the measuring system.

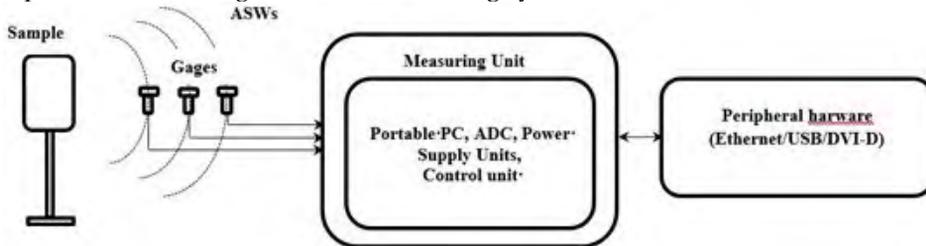


Figure 1. The block diagram of the measuring system to determine ASW parameters

MU includes ADC (with a report rate up to 2.5 MHz per channel), a laptop computer, measuring line monitoring devices and power supplies. MU is designed as a self-contained device ~ 220 V line-operated.

For user interaction, it is allowed to connect peripheral devices via DVI and USB interface, or remote connection via Ethernet.

The main technical characteristics of the measurement system are presented in Table 1.

The AWS measuring system ASW is intended for operation in the following climatic conditions:

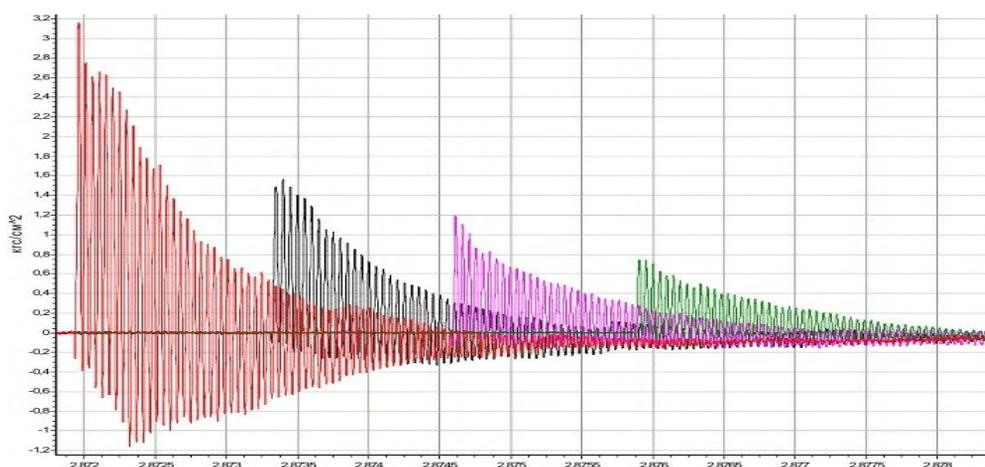
- ambient temperature when taking measurements is from + 5°C to + 55°C;
- relative ambient humidity is up to 90% at temperature of 25°C.

With the developed software and the monitoring unit it is possible to check the state of the measuring line (connection procedure of the sensors, the integrity of the connecting lines, the presence of sensor power) remotely.

Table 1. Technical characteristics of the measurement system

Characteristic	Value
Number of channels for pressure measurement	8
Pressure measurement range, kgf/cm ²	0...8
Maximum range of input signals for strain channels, V	±3
Limits of permissible reduced error for potentiometric measuring channels, %	±0,25
Natural sensor frequency, Hz	20000
Maximum conversion frequency of the ADC, MHz	10
Sensor bridge resistance, Ohm	0...400

Figure 2 presents a graph of the air shock wave pressure registered by four gauges located at different distances from the specimen.

**Figure 2.** Pressure diagrams of the air shock wave registered by four gauges

The results of the parameters measurements performed with the evaluation products are shown in Table 2.

Table 2. Measurement results

Sequence number	1	2	3	4
ASW arrival time, sec.	2,8719	2,8733	2,8745	2,8758
Peak pressure, kgf/cm ²	1,61	0,86	0,56	0,37
Impulse, kgf*μs/cm ²	523,40	382,31	321,47	264,52
Compression phase duration, μs.	955,95	1346,97	1770,98	1921,02
Front propagation speed, m/sec		469,65	433,41	427,02

The measurement error corresponds to the calculated data.

The processing of measurement results is carried out according to the registration data of the process, the initial data entered at ASW automated working station, the calibration results of measuring instruments and includes the following steps:

- conversion of the registered voltage values to the parameter values for each measuring channel;
- calculation of ASW parameters for each measuring channel;
- presentation of the processing results in the form of graphs and tables and recording measurement results in the database.

Assessment of the measurement quality of ASW parameters is evaluation of the shock wave profile. ASW profile for compact caseless explosive charges is described with the following empirical equation when $\Delta P < 8 \text{ kg / cm}^2$:

$$\Delta p(t) = \Delta P_m \cdot \left(1 - \frac{t}{t_+}\right) \cdot e^{-\alpha \frac{t}{t_+}}, \quad (1)$$

where $\Delta p(t)$ – is current overpressure of the shock wave;
 ΔP_m – is maximum (peak) pressure in the air shock wave front;
 t_+ – is duration of the positive compression phase of the air shock wave;
 α – is a dimensionless coefficient that is dependent functionally on ΔP_m and t_+ .

Figure 3 shows the discrepancy between the recorded signal (dashed line) and the processed one (solid line).

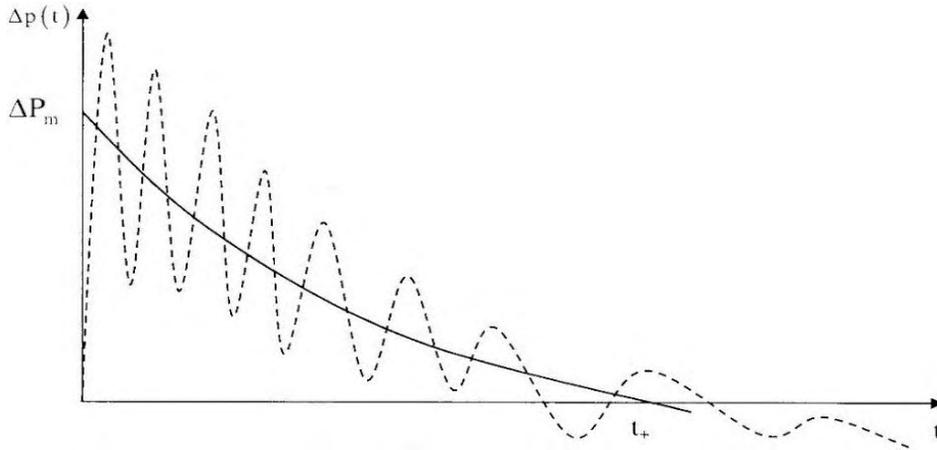


Figure 3. The recorded signal (dashed line) and the processed one (solid line)

ASW profile is distorted by the imposition of oscillations with a natural frequency of the sensor at the input of the ADC taking into account a high dynamics of the recorded process.

With the processed curve of the process profile to be registered and the natural frequency of the sensor and test equipment the full impulse of the positive compression phase of the air shock wave (a profile of the registered process without smoothing and filtering) is determined:

$$J_+ = \int_{t_0}^{t_+} \Delta P(t) \cdot dt, \quad (2)$$

where J_+ – is the compression phase impulse of the air shock wave;
 $\Delta P(t)$ – is a current pressure excess of the shock wave at a fixed point;
 t_0 – is start time of the process;
 t_+ – is duration of the positive compression phase of the pulse.

At present, the system implemented at JSC “Federal Research and Production Center “Altai” is the only effective means for determining the air shock wave parameters in field conditions and is being applied successfully up to date.

References

1. Kulev S.Yu., Shalyuta V.N., Abramova V.I., Tsoi L.D., Filippov V.P. Automated measuring system for determining the air shock wave parameters: Abstracts of the 5th International HEM’s Conference, 75-62 (2010).
2. Kulev S.Yu., Shalyuta V.N., Abramova V.I., Tsoi L.D., Filippov V.P. Automated hardware-software complex for measuring the air shock waves parameters when testing high-energy compositions and products based on them // High-energy materials: demilitarization, anti-terrorism, civilian use: Abstracts of the 6th International HEM’s Conference, 77-78 (2012).

ПРИМЕНЕНИЕ ВЗРЫВНЫХ ТЕХНОЛОГИЙ ДЛЯ ДЕМОНТАЖА КРУПНОГАБАРИТНЫХ МЕТАЛЛОКОНСТРУКЦИЙ В ВОДНОЙ СРЕДЕ

И.В. Шиберин, Е.В. Артемчук, И.В. Занегин, Д.Е. Зотов, М.П. Калинин, А.Н. Катыков

РФЯЦ-ВНИИЭФ, Саров, Россия

Введение

В последние десятилетия в связи с прекращением функционирования расположенных на морском шельфе нефтегазопромысловых сооружений – морских стационарных платформ (МСП), остро встает вопрос об их демонтаже и последующей утилизации. Подавляющая часть МСП являются сооружениями свайного типа, поэтому основная сложность при их демонтаже связана с разборкой и извлечением из моря (с глубин до 200 м) их оснований – опорных блоков, состоящих из металлических свай и связей, формирующих в подводной части жесткие каркасные конструкции, способные противостоять подводным течениям и волнениям на море.

Существующие на сегодняшний день технологии резки силовых элементов опорных блоков МСП (резка алмазными канатами, орбитальными дисковыми резаками, абразивной резкой SABRE) [1], с учётом специфики работ в морской среде на значительных глубинах, в большинстве своем являются трудоемкими и дорогостоящими. Перспективным в этом плане является применение взрывных технологий, обладающих перед традиционными способами резки рядом преимуществ, основным из которых является снижение времени проведения демонтажных работ.

При помощи взрывных технологий решается задача одновременной, либо последовательной резки металлических свай – толстостенных трубчатых конструкции диаметром от 540 до 1500 мм, с толщиной стенки от 20 до 50 мм. В зависимости от техпроцесса демонтажа, разрабатываемого индивидуально для каждой МСП, резка свай может производиться как снаружи, так и изнутри (условия подрезки свай у морского дна, когда рез свай должен производиться на 1,5-3 м ниже уровня морского дна).

Взрывная резка металлических конструкций под водой может осуществляться несколькими методами. На сегодняшний день наиболее распространенным и известным является метод взрывной резки конструкций удлиненными (или линейными) кумулятивными зарядами (УКЗ) [2].

УКЗ, представляют собой заряд бризантного ВВ, заключенный в тонкостенную медную оболочку с профилированной кумулятивной выемкой. Они используются для разрезания объектов в заданном сечении, с исключением откольных явлений на тыльной стороне преграды. Технические характеристики серийно выпускаемых УКЗ позволяют проводить резку металлоконструкций с толщиной преграды до 25 мм стали. При разрезании и разрушении металлоконструкций без предъявления требований к качеству поверхности кромки реза применяются шнуровые кумулятивные заряды (ШКЗ) [3], заряды эластичные кумулятивные удлиненные (ЗЭКУ) [2] и заряды кумулятивные линейные баллиститные (ЗКЛБ) [4], способные разрушать преграды из сталей толщиной до 60 мм. Существенным недостатком для всех типов кумулятивных зарядов при их применении в водной среде является обязательное обеспечение изолированности зоны формирования кумулятивной струи.

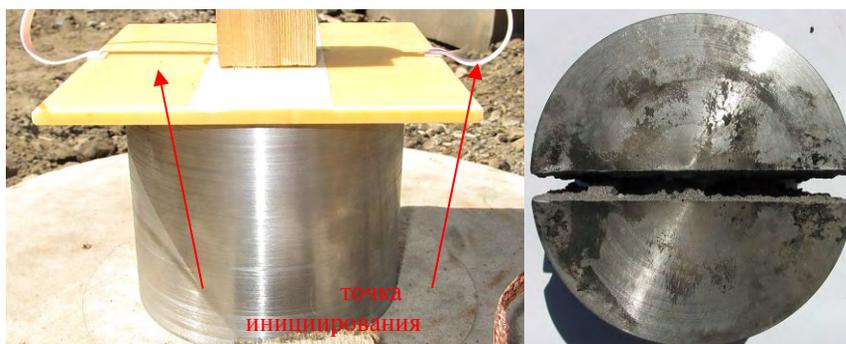
Помимо этого использование УКЗ различных типов для фрагментации толстостенных (более 25 мм) стальных конструкций малоэффективно, так как связано с изготовлением специальных дорогостоящих зарядов, содержащих большое количество ВВ, срабатывание которых оказывает интенсивное фугасное воздействие на окружающую обстановку и требует применения защитных мероприятий.

Взрывная резка ударными волнами разрежения

Основные задачи по повышению безопасности и экономической эффективности, путём уменьшения количества ВВ при разрезании стальных конструкций толщиной более 30 мм, как на

воздухе так и в водной среде, успешно решаются при помощи взрывных устройств, в основе работы которых находится взаимодействие ударных волн разрежения (УВР) [5].

Впервые к разработке таких взрывных устройств РФЯЦ-ВНИИЭФ приступил с середины 90-х годов прошлого века. В рамках конверсионной деятельности были разработаны взрывные режущие устройства (ВРУ), принцип действия которых основан на генерации и взаимодействии в стальных преградах ударных волн разрежения. Причиной образования УВР в железе является наличие аномального участка адиабаты разгрузки в области фазового перехода ($\alpha\text{-Fe} \leftrightarrow \varepsilon\text{-Fe}$). Явление образования УВР зарегистрировано как открытие в 1986 г [6]. При взаимодействии двух УВР растягивающие напряжения возникают в очень узкой зоне материала, определяемой шириной фронта УВР, что приводит к образованию "гладкой" поверхности откола. Подобный характер носит откольное разрушение в стальной пластине при столкновении (взаимодействии) на ее поверхности двух встречных детонационных волн распространяющихся в слое взрывчатого вещества, размещенном в контакте с поверхностью стальной пластины (рисунок 1). Образование гладкого откола инициирует возникновение и распространение вглубь пластины хрупкой трещины, проходящей через линию встречи детонационных волн, способной разделять очень толстые стальные преграды.



а) заряд 140x140x4 мм из ТТ5/5

б) разделенный цилиндр



в) сечение реза

Рисунок 1. Продольная резка стального цилиндра $\varnothing 120 \times 100$ мм

Аналогичное явление происходит и в сплошном цилиндрическом образце или толстостенной трубе, если встречные детонационные волны инициировать в кольцевой полосе взрывчатого вещества, наклеенного на поверхности цилиндра.

При резке стальных конструкций, с толщиной стенки более 20 мм, используемое во ВРУ количество взрывчатого вещества в несколько раз меньше, чем при других известных способах взрывной резки металла, в частности, при использовании УКЗ. Это в большинстве случаев позволяет уложиться в экологические нормативы, устанавливаемые в ряде стран для выполнения взрывных работ на морском шельфе.

Первая продуктовая линейка автономных ВРУ для демонтажа свай МСП была создана в серии международных контрактов с фирмой Halliburton (США). 2001-2004 г. проект МНТЦ №В506099 разработка внутреннего резака УВР-660 для стальных свай $\varnothing 762 \times 51$ мм (Бронзовая медаль на

Женевском салоне 2008 г. патент RU 2204689). 2006-2009 г. проект МНТЦ №3362р разработка наружного резака НКС-2 для стальных свай $\varnothing 762 \times 51$ мм (1-ое место Нижегородская ярмарка 2008 г. патент RU 2270681).

В последние годы в РФЯЦ-ВНИИЭФ с использованием современной расчётно-вычислительной базы, проводилась разработка нового поколения экологически безопасных ВРУ, предназначенных для подводного демонтажа толстостенных стальных опор МСП. Это поколение ВРУ адаптировано под использование промышленных взрывчатых составов и средств инициирования, обладает высокой степенью модернизируемости за счет применения аддитивных технологий.

ВРУ представляет собой кольцевое устройство монтируемое на сваю по наружной или внутренней поверхности (рисунок 3).

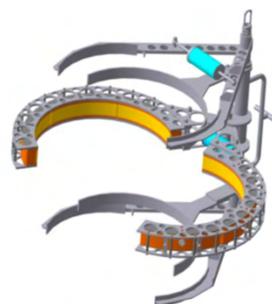
ВРУ состоит из 4...12 сегментных зарядов (длина дуги основания одного сегментного заряда $l=250-320$ мм, ширина $h=150...200$ мм), изготавливаемых под конкретный диаметр демонтируемой сваи по технологии 3D печати. Сегментный заряд снаряжается промышленным составом взрывчатого вещества (эластичный состав на основе тексогена). Зазоры между соседними сегментами ($5 \div 30$ мм) позволяют компенсировать наличие одного или двух сварных соединения и наличие возможных деформаций сваи.



резак в развернутом положении



развернутое положение внутри фрагмента опоры



резак в развернутом положении



резак смонтирован на фрагмент опоры



резак с механизмом доставки и защиты



результат резки



результат резки

а) взрывной резак УВР-660 для внутренней резки

б) взрывной резак НКС-2 для наружной резки

Рисунок 2. Автономные ВРУ для резки стальных свай $\varnothing 762 \times 51$ мм

Монтаж сегментных зарядов на поверхность сваи осуществляется водолазом. Место монтажа ВРУ, кольцевой фрагмент сваи ($h+100$ мм), предварительно очищается от морского обрастания. Фиксация сегментных зарядов на стальной поверхности осуществляется при помощи магнитных держателей. Иницирование зарядов осуществляется от разводки из последовательно соединенных безопасных электродетонаторов.

Для наглядного примера работы ВРУ на рисунке 4 представлены фотографии с модельного эксперимента по поперечной резке фрагмента сваи – стальной трубы $\varnothing 762 \times 45$ мм длиной 900 мм, размещенной внутри деревянного короба $1500 \times 1500 \times 1500$ мм заполненного водой. Масса взрывчатого вещества в эксперименте составила ~ 10 кг в тротиловом эквиваленте, что почти в 2 раза меньше массы заряда УКЗ-Л ($\sim 19,5$ кг в тротиловом эквиваленте) [2], разработки НИИ проблем конверсии и высоких технологий при Самарском ГТУ, необходимого для резки данной трубы на воздухе.

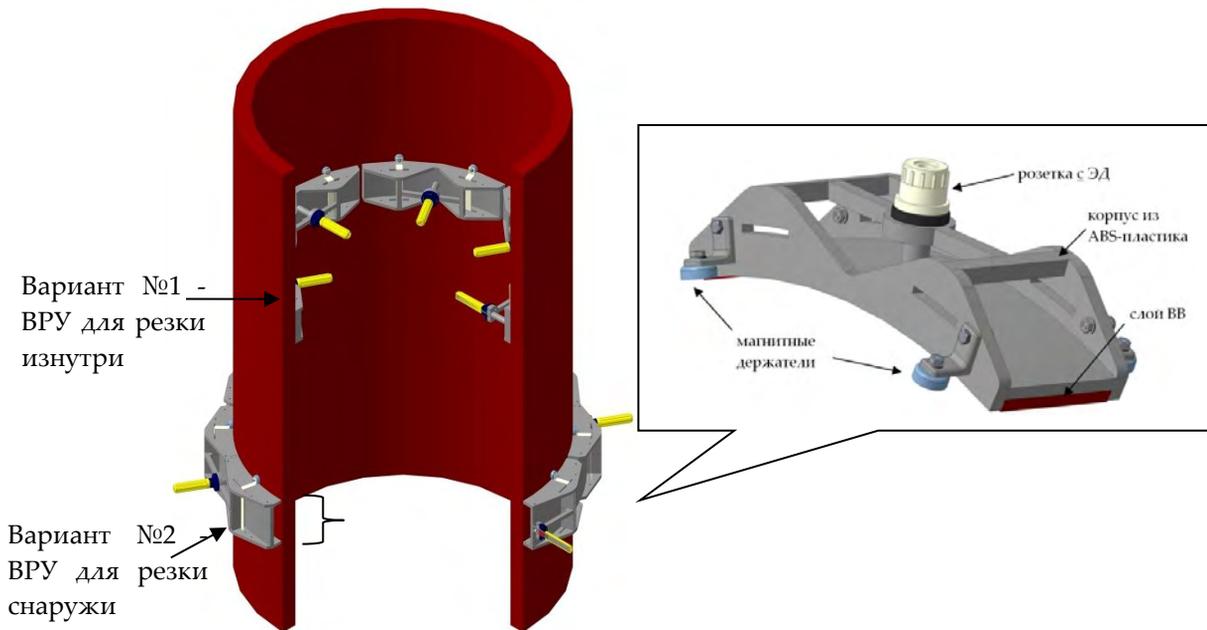


Рисунок 3. Эскиз размещения ВРУ нового поколения на свае



а) сегментные заряды на трубе



г) общий вид кромки реза нижней части



д) общий вид кромки реза верхней части

Рисунок 4. Модельный эксперимент по взрывной резке стальной трубы $\varnothing 762 \times 45$ мм

В таблице представлены основные технические характеристики, нового поколения ВРУ.

Таблица.

Тип	Диаметр свай, мм	Толщина стенки свай, мм	Масса ВВ в ВРУ, кг/м	Количество сегментов, шт.
Наружное ВРУ	200 - 1500	20 - 50	1,5 – 3,2	4– 12
Внутреннее ВРУ	600 - 1500	20 - 50	1 – 2,1	6 – 10

Отработка технология применения ВРУ, в условиях приближенных к реальным, осуществлялась на комплексе для подводных взрывных исследований ИФВ при проведении резки стальной трубы $\varnothing 720 \times 20$ мм под водой.

Преимуществом нового поколения ВРУ является простота установки и высокая эффективность реза металлоконструкций под водой, с использованием меньшего количества ВВ, чем у существующих аналогов. Использование ВРУ разработки РФЯЦ-ВНИИЭФ позволит сократить время проведения демонтажных работ и, как следствие, значительно снизить затраты на использование вспомогательного флота в процессе утилизации свайного основания МСП.

Взрывная резка кумулятивными зарядами

На шельфах Черного и Каспийского морей эксплуатируются свайные платформы несколько другого типа. Крепление опорного блока таких МСП ко дну моря осуществляется при помощи бурозаливных свай – стальных труб $\varnothing 530 \times 12$ мм залитых цементным раствором, в котором пропущены анкера – стальные трубы меньшего диаметра.

Общепринятая технология демонтажа опорного блока данного типа МСП заключается в последовательной резке свайного крепления, в то время как опорный блок удерживается крановым судном. При отсутствии возможности в целом извлечь опорный блок, его последовательно разбирают по стойкам, предварительно отделяя каждую связь.

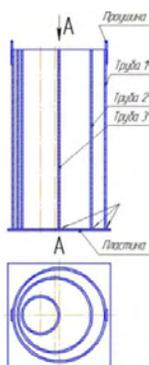
РФЯЦ-ВНИИЭФ освоил взрывной способ демонтажа бурозаливных свай при помощи кумулятивных зарядов, впервые примененный в 1978 г. при демонтаже опорного основания МСП, установленной в Черном море на глубине 33 м специалистами института электросварки им. Е.О. Патона [7].

Способ заключается в последовательном вскрытии внешней трубы и всех внутренних анкерных труб в серии подрывов кумулятивных зарядов устанавливаемых на их поверхности.

Вскрытие трубы осуществляется по следующей схеме: первоначально на определенном расстоянии (0,5-1 м) друг от друга устанавливаются и подрываются два кольцевых заряда, а затем два линейных заряда в вертикальном положении, перекрывающем два первоначальных реза. В результате происходит разделение фрагмента наружной трубы (вырезанного из массива свай двумя кольцевыми зарядами) на две части (полуболочки) и разрушение находящегося за ним цементного раствора. Последующая резка анкерных труб меньшего диаметра осуществляется по такой же схеме во всё уменьшающейся выемке первоначального выреза.

Для демонтажа бурозаливных свай РФЯЦ-ВНИИЭФ предлагает использовать серийно выпускаемые ГосНИИ «КРИСТАЛЛ» промышленные ШКЗ [3]. Для применения ШКЗ в водной среде сам заряд дорабатывается следующим образом: кумулятивная выемка заполняется вспененным полиэтиленом «Energoflex», а сам заряд вместе с вставкой изолируется клейкой лентой (скотчем) по спирали в два слоя. В серии модельных опытов была подтверждена применимость ШКЗ в водной среде, при условии заполнения зоны формирования кумулятивной струи (кумулятивной выемки) низкоплотным материалом.

Экспериментальная отработка технологии поэтапной резки производилась на макете бурозаливной свай представляющей собой конструкцию из трех подборных стальных труб $\varnothing 530 \times 10$ (основная), $\varnothing 426 \times 10$ и $\varnothing 219 \times 11$ мм (анкерные) длиной 1500 мм зафиксированных в вертикальном положении и залитых цементным раствором. Их взаимное расположение выставлялось таким образом, чтобы симитировать максимальную несоосность которая может реализовываться в межтрубном пространстве бурозаливных свай МСП (рисунок 5).



а) схема монтажа труб б) взаимное расположение труб в) макет залитый цементным раствором

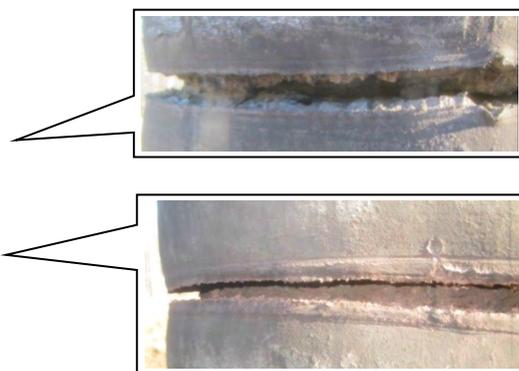
Рисунок 5. Макет опорной бурозаливной сваи

Первоначально заданный переменный зазор между трубами от 20 до 167 мм (максимальное расстояние между трубами 2 и 3) позволяет проверить потенциал по разрушению цементного раствора кумулятивной струёй выходящей из стальной трубы в результате её реза.

В целях упрощения, с учетом подтверждения работоспособности ШКЗ в воде, весь цикл отработки производился на воздухе. На рисунках 6 и 7 представлены основные этапы демонтажа кольцевого фрагмента трубы при помощи ШКЗ.



а) заряды на трубе



б) результат реза

Рисунок 6. Резка внешней трубы $\varnothing 530 \times 10$ двумя кольцевыми ШКЗ



а) вертикально установленные заряды



б) результат реза

Рисунок 7. Удаление кольцевого фрагмента трубы с макета сваи двумя линейными ШКЗ

Для сокращения количество операций по демонтажу кольцевого фрагмента трубы отработана схема, при которой за один прием выполняется вырезание отделяемого от сваи фрагмента трубы и его разделение на две полуоболочки (рисунок 8).



а) заряды на трубе



б) полученные в результате реза фрагменты

Рисунок 8. Резка четырьмя ШКЗ анкерной трубы $\varnothing 426 \times 10$ мм

Таким образом, с серии экспериментов на габаритном макете опорной сваи была отработана технология поэтапной резки с помощью ШКЗ. Макет бурозаливной опорной сваи, состоящий из трех стальных труб, межтрубное пространство которых было заполнено цементным раствором, был успешно разрезан в пять приемов, а при условии использования доработанной схемы реза количество приемов для резки, возможно, сократить до трех.

Заключение

В РФЯЦ-ВНИИЭФ на базе современных технологии разработаны ВРУ предназначенные для демонтажа силовых элементов опорных оснований МСП стальных толстостенных трубчатых конструкций и бурозаливных свай (стальных труб заполненных цементным раствором и армированных трубами меньшего сечения). Преимуществами ВРУ нового поколения являются простота установки и высокая эффективность реза металлоконструкций под водой, с использованием меньшего количества ВВ, чем у существующих аналогов.

Список литературы

1. Петушков В.Г. Применение взрыва в сварочной технике. Киев: Наукова Думка, 2005 г., 754 с.
2. Аттетков А.В., Гнуськин А.М., Пырьев В.А., Сагидуллин Г.Г. Резка металлов взрывом. Москва: СИП РИА, 2000 г., 260 с.
3. Заряд кумулятивный шнуровой. Технические условия ТУ 84-988-84
4. Заряд кумулятивный линейный баллистический. Технические условия ТУ 3-402-50-90
5. Новиков С.А. Взрывные технологии и конверсия. Вопросы атомной науки и техники. Серия: Импульсные реакторы и простые критические сборки. Вып.2. 1994 г., с.40-47.
6. Зельдович Я.Б., Иванов А.Г., Новиков С.А. и др. Диплом № 321. МКИ 42Д 3/00-3/06.
7. Кудинов В.М., Коротеев А.Я., Волгин Л.А. и др. Опыт применения подводной резки взрывом при демонтаже трубчатых оснований морских стационарных платформ. Автоматическая сварка. № 6, 1987 г., с. 27-29.

ЛАБОРАТОРНЫЙ КОМПЛЕКС ДЛЯ ИСПЫТАНИЯ ЭЛЕМЕНТОВ ЭЛЕКТРОНИКИ НА СТОЙКОСТЬ К ПЕРЕГРУЗКАМ

В.А. Токарев ², В.А. Борисенко ¹, К.И. Евланов ¹, В.А. Брагунец ², Д.И. Баклашов ²,
В.Г. Симаков ^{1,2}, А.В. Крюков ², А.А. Седов ², Е.Е. Шестаков ^{1,2}

¹СарФТИ НИЯУ МИФИ, Саров, Россия

²РФЯЦ-ВНИИЭФ, Саров, Россия

Введение

Повышение эффективности артиллерийского, гранатометного, минометного и реактивного выстрелов является одним из приоритетных направлений в развитии вооружения. Решение этой задачи предполагает проведение работ по нескольким направлениям, в том числе по повышению эффективности самих боеприпасов.

Эффективность боеприпаса определяется многими факторами, одним из основных из них является эффективность работы взрывательного устройства (ВУ) – элемента, входящего в состав всех артиллерийских, гранатометных, минометных и реактивных снарядов и определяющего своевременность их срабатывания. В связи с этим, разработка новых и модернизация существующих ВУ является важной составляющей по повышению эффективности осколочно-фугасных и кумулятивных боеприпасов [1-3].

Работа ВУ, разрабатываемых до недавнего времени, основывалась, как правило, на механических принципах. Однако всевозрастающие требования к точности срабатывания ВУ, в сочетании с предельно минимальным временем на обработку информации, значительными динамическими нагрузками, малыми габаритами и ограниченными ресурсами бортовых источников питания обуславливают поиск новых научно-технических путей и принципов их построения. В последнее время наибольший приоритет получило развитие электронных ВУ с использованием новейшей элементной базы микроэлектроники с целью существенно повысить тактико-технические характеристики ВУ, и соответственно, боеприпасов [2,3].

В современных условиях, для повышения конкурентоспособности разрабатываемых ВУ нужно не только оптимизировать стоимость их разработки и изготовления, но и повышать надежность работы ВУ. Для этого необходимо:

- осуществлять разработку новых образцов ВУ на основе серийно производимых унифицированных модулей с использованием БИС и СБИС;
- осуществлять разработку методов оценки партии ВУ по показателям надежности в условиях серийного производства, существенно сокращающих затраты на проведение испытаний.

Замена механических подсистем электронными блоками влечет за собой необходимость снабжения ВУ надежным источником электропитания. Этот источник должен сохранять свои свойства в течение десяти лет и более, а затем обеспечить ВУ электроэнергией после того, как подвергнется ударным нагрузкам при выстреле. Для успешного проведения разработки ВУ необходимы данные по стойкости элементной базы и его электронных узлов к перегрузкам. Цель настоящей работы – создание лабораторного комплекса для моделирования нагрузок, действующих на ВУ при выстреле.

Постановка задачи

Для определения требуемых характеристик стенда был проведен анализ внутренней баллистики артиллерийского выстрела с «жестким» режимом разгона снаряда [4]. На основе известных зависимостей давления газов и скорости снаряда в стволе от пути [4] оценены параметры импульса перегрузок: максимальное ускорение $a_m \approx 60000g$, полуширина $\tau_{1/2} \approx 0,5ms$. На базе этих данных и данных литературы [3] сформированы технические требования к комплексу: комплекс должен обеспечивать импульсный режим ускорения контейнера с исследуемыми объектами со

следующими характеристиками импульса: максимальная амплитуда до 60000g, полуширина до 0,5мс.

Описание комплекса

Комплекс – совместная разработка ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ» и СарФТИ НИЯУ МИФИ.

В состав комплекса входят:

- легкогазовая пушка;
- снаряд-контейнер с объемами для размещения исследуемых объектов;
- крешер;
- лазерный измеритель скорости снаряда;
- радиоинтерферометр (длина волны 3,2мм);
- осциллографический комплекс.

Легкогазовая пушка (рабочий газ – гелий) состоит из камеры высокого давления (КВД), ствола и мишенной камеры (МК). Стволы сменные, калибры – 37 и 40 мм, длина – 3,2 м. Размеры КВД Ø300x450мм (внутренний объем 2,5 л), МК Ø250x250 мм. КВД отделена от ствола мембраной. Разрушение мембраны принудительное с помощью специального электромагнитного устройства. Максимально возможное давление в камере - 150 атм. Ствол и МК перед опытом вакуумируются.

Снаряд изготовлен из полиэтилена. На носовой части размещен колпачок из алюминия. Для придания снаряду прочности в него вставлен цилиндр из алюминия, в котором размещаются исследуемые объекты. Размеры снаряда:

- внешний диаметр 36,6 мм; длина 55 мм, отсек для исследуемых объектов Ø31x37мм для ствола калибра 37мм;
- внешний диаметр 40 мм, длина 70 мм, отсек для исследуемых объектов Ø36x50мм для ствола калибра 40 мм.

Вес снаряженного снаряда составляет 75 ÷ 96 г.

В качестве регистратора использовался радиоинтерферометр, выбор которого был обусловлен прозрачностью диэлектрических материалов для миллиметрового диапазона длин волн, что позволяет проводить измерения характеристик движения снаряда через заглушку на выходном торце мишенной камеры. Излучатель интерферометра размещается перед заглушкой. Металлический ствол выполняет роль волновода, что позволяет осуществить зондирование движущихся в стволе объектов на расстояниях в несколько метров, а использование в качестве излучателя направленной антенны создает в таком волноводе электромагнитное излучение с небольшим числом мод, что позволяет получить результирующую интерферограмму. Ее обработка дает зависимости от времени текущей фазы и мгновенной частоты, которые несут информацию о перемещении и скорости исследуемого объекта. Требуемая зависимость ускорения от времени получается дифференцированием скорости. Для повышения уровня достоверности результатов измерение скорости дублируется: подлетная скорость снаряда регистрируется лазерным измерителем, представляющим собой два параллельных лазерных луча, расстояние между которыми известно.

Оценка погрешности метода показала, что она в основном определяется шумовой составляющей интерферограммы и составляет 0,2 мм для перемещения, 4% для скорости и 9% для ускорения.

Проведена отработка методов создания нагружающего импульса на контейнере с исследуемыми объектами на стадиях разгона и торможения. Измерение скорости снаряда на стадии разгона показало, что ее нарастание плавное, максимальные перегрузки не превышают 5000 g и, следовательно, недостаточны для достижения поставленной цели. С использованием стадии торможения снаряда опробованы три способа достижения требуемых ускорений:

Торможение снаряда-контейнера при взаимодействии со сплошной преградой из низкоплотного материала.

Ускорение контейнера с образцами через крешерную систему.

Торможение снаряда-контейнера при внедрении в крешерную систему, в конструкции которого предусмотрено отверстие с диаметром меньшим, чем диаметр снаряда.

Результаты компьютерного моделирования и экспериментов показали, что использование каждого из перечисленных методов позволяет получить значительные ускорения, однако сформировать импульс ускорений с требуемыми амплитудно-временными характеристиками позволяет только третий способ. Так, результат одного из опытов, проведенных при отработке способа 1 с преградой из полиэтилена, приведен на рисунке 1. Максимальное значение ускорения составило $\sim 2 \cdot 10^6 g$, полуширина $\tau_{1/2} \approx 15$ мкс.

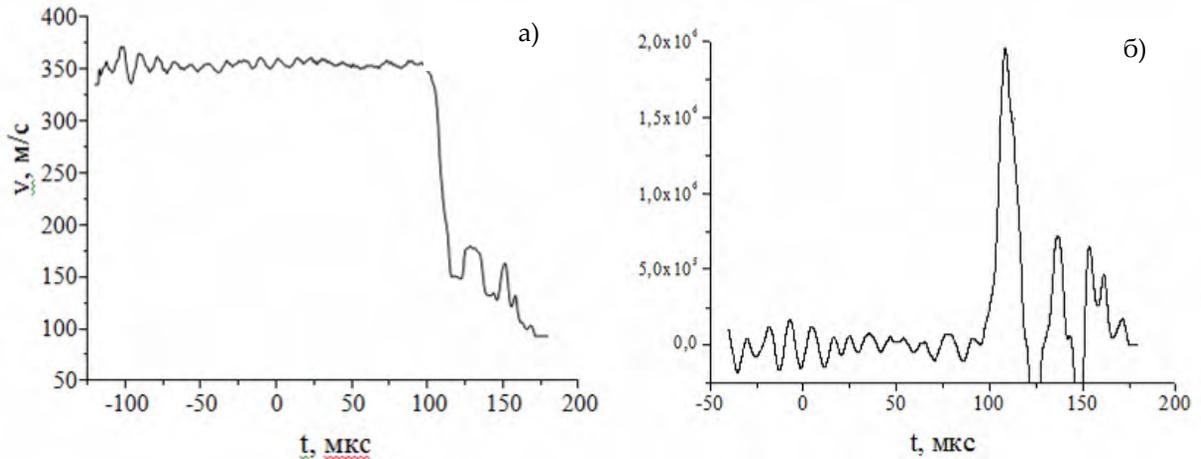


Рисунок 1. Зависимость скорости (а) и ускорения (б) снаряда от времени

В работе [5] исследования на стойкость к перегрузкам проводились по методу 2 на исследовательско-испытательном комплексе, в состав которого входят взрывной ударный стенд (ВУС) и измерительно-вычислительный комплекс. Ускорение контейнера с исследуемыми объектами осуществлялось при соударении стального ударника массой 6,5 кг, разогнанного продуктами взрыва бризантного взрывчатого вещества во взрывной камере ВУС, с контейнером через крешерную систему. Для диагностики параметров движения ударника применяли электромагнитные датчики, контейнера – пьезоакселерометры. В эксперименте зарегистрирован импульс перегрузок со следующими характеристиками: максимальная осевая перегрузка $\sim 26000g$, полуширина $\tau_{1/2} \approx 140$ мкс. К достоинствам методики [5] следует отнести большой объем ($\varnothing 140 \times 180$ мм) контейнера для исследуемых объектов. Данные о том, какие диапазоны амплитуд и длительностей импульса перегрузок могут быть обеспечены методикой в [5] отсутствуют.

По результатам проведенных на комплексе экспериментов сформулированы технические требования к крешеру. В настоящее время используем крешер, показанный на рисунке 2. Для ствола калибра 37 мм $D=35$ мм $d=22$ мм, калибра 40 мм $D=40$ мм $d=25$ мм. Крешер изготавливается из полиэтилена.

Фотографии снаряда до и после торможения о крешер приведены на рисунке 3. Из рисунка следует, что деформация снаряда в радиальном направлении незначительна, что, в свою очередь, говорит о незначительном влиянии этого фактора на исследуемые объекты. Основной действующий фактор – сила в осевом направлении.

Осциллографический комплекс состоит из цифровых осциллографов LeCroy и TDS. Запуск регистраторов и радиоинтерферометра осуществляется сигналом, формируемым электронной схемой при пересечении снарядом ближнего к крешеру луча лазерного измерителя скорости. Управление выстрелом пушки проводится с помощью компьютерной программы.

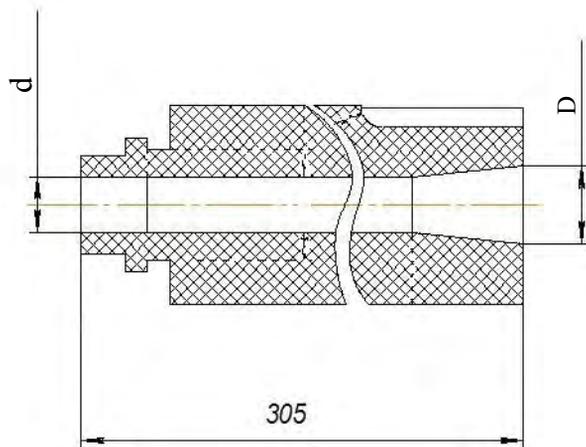


Рисунок 2. Эскиз крешера

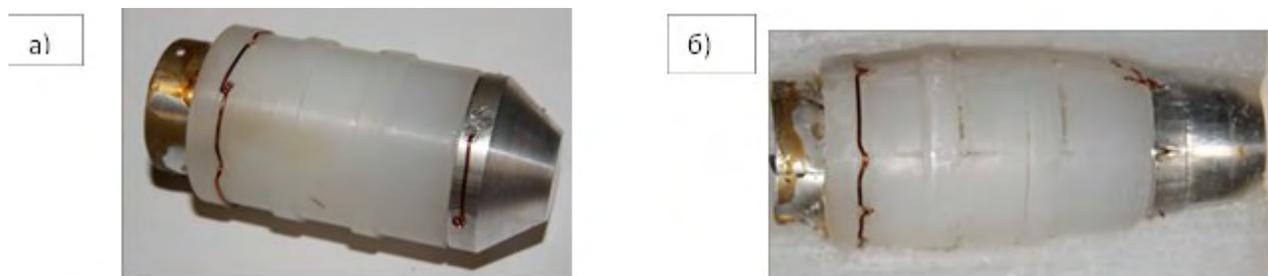


Рисунок 3. Снаряд с контейнером в снаряженном состоянии до (а) и после (б) опыта

Эксперименты

На комплексе проводятся следующие исследования:

- создание нагружающего импульса перегрузок;
- определение порогов разрушения элементов микроэлектроники и электрического питания (постоянные исследования);
- изучение режимов работы электронных схем в динамическом режиме (во время действия перегрузок).

Определение порогов разрушения позволяет установить диапазон перегрузок, в котором стойкость электроники не является ограничительным фактором при разработке боеприпаса. Нами проведены исследования литиевых источников тока и смонтированных на печатных платах электронных сборок при финишной скорости снаряда-контейнера (W), равной 275 м/с и 375 м/с. На рисунке 4 приведены интерферограмма опыта и зависимости перемещения $x(t)$, скорости $v(t)$ и ускорения $a(t)$ в опыте с $W=275$ м/с.

Измерение W дублировалось лазерным измерителем скорости и составило $W=272$ м/с. Временная отметка «ноль» во всех экспериментах соответствует моменту времени пересечения снарядом ближнего к крешеру луча измерителя.

Из рисунке 4г следует, что максимальная перегрузка в опыте составила $a_m=45000g$, полуширина импульса $\tau_{1/2}=0,75$ мс.

На рисунке 5 приведены фотографии литиевых источников тока. Из него следует, что воздействие импульса ускорений с указанными параметрами привело к небольшой деформации элемента. Постоянное тестирование показало, что он сохранил работоспособность.

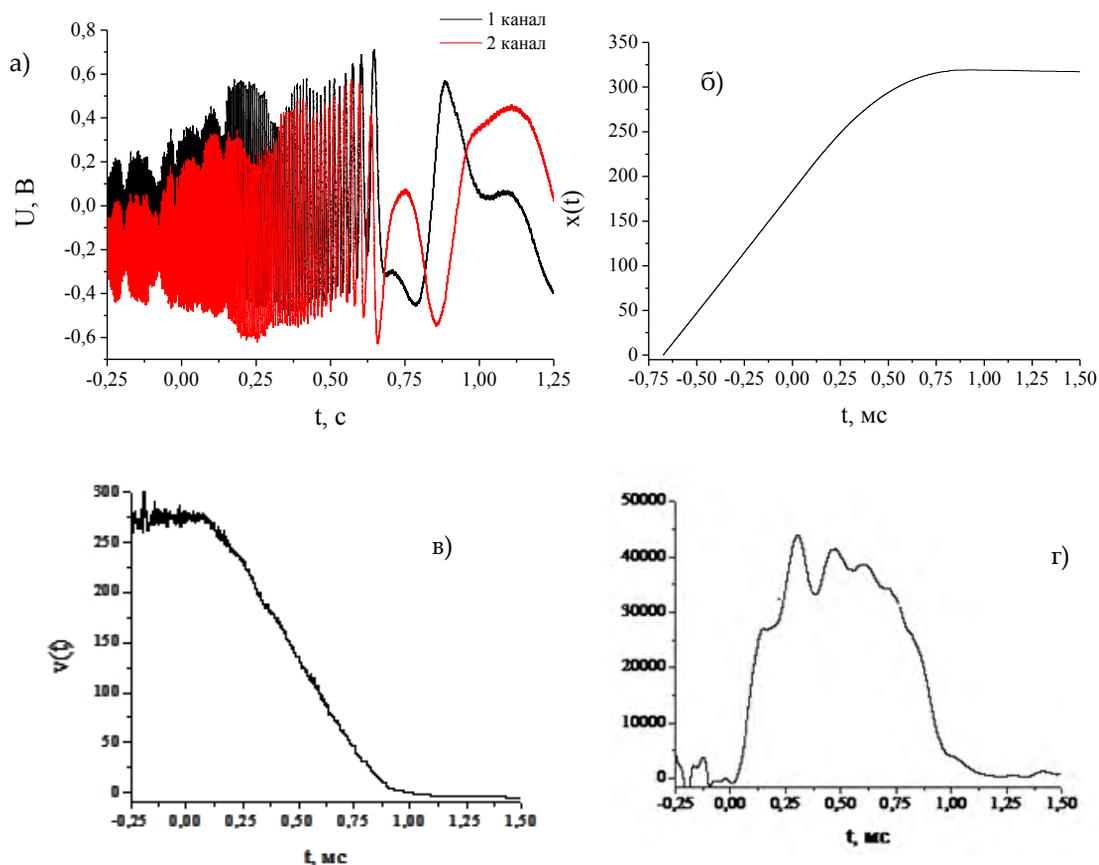


Рисунок 4. Интерферограмма (а), $x(t)$ - (б), $v(t)$ - (в) и $a(t)$ - (г) в опыте с $W \approx 275$ м/с

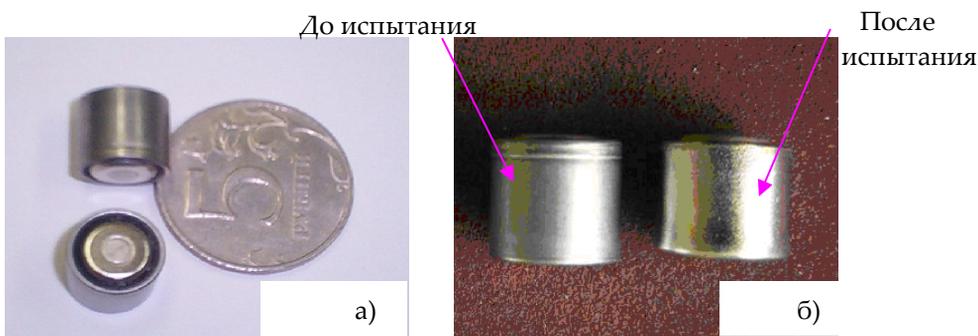


Рисунок 5. Литиевые источники тока

На рисунке 6 представлены фотографии электронных сборок до и после испытаний. Для проведения опыта одна сборка была частично залита термопластичной вакуумной замазкой – пицеином, вторая – эпоксидным компаундом марки ЭК-34 (рисунок 6в). Постопытные исследования показали, что в сборке, частично залитой пицеином, произошел обрыв двух элементов в области без заливки: микросхемы и конденсатора. Сборка в заливке из ЭК-34 сохранила работоспособность. Полученный результат указывает на важность выбора заливочного компаунда

при разработке электронных устройств, предназначенных для работы при перегрузках высокого уровня.

На рисунке 7 даны зависимости $v(t)$ и $a(t)$ в опыте с $W=375$ м/с. Здесь максимальная перегрузка составила $a_m=70000g$, полуширина импульса $\tau_{1/2} = 0,58$ мс.

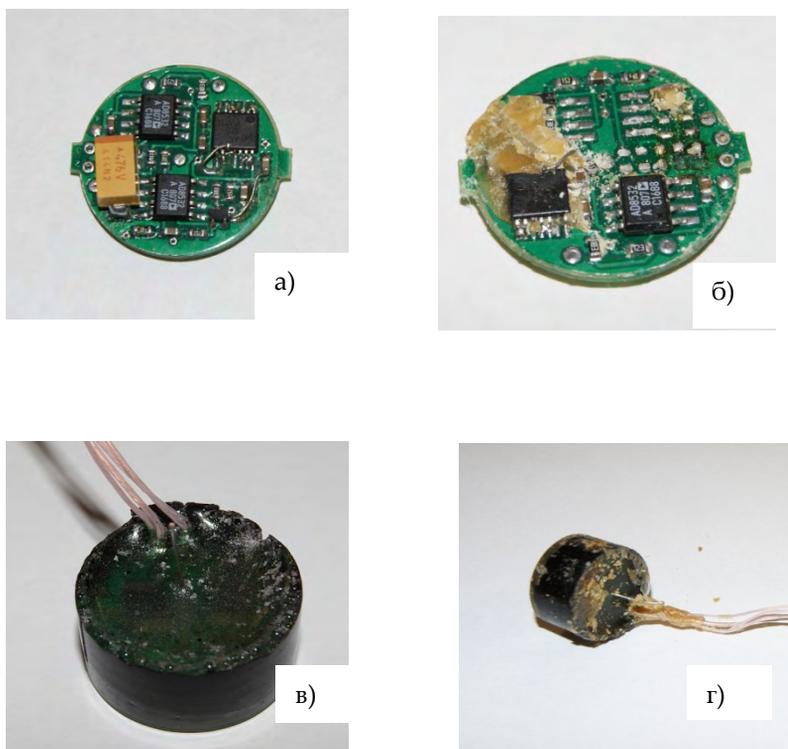


Рисунок 6. Фотографии печатных плат до (а,в) и после испытаний (б, г)
а), б) – пицеин, в), г) – ЭК-34

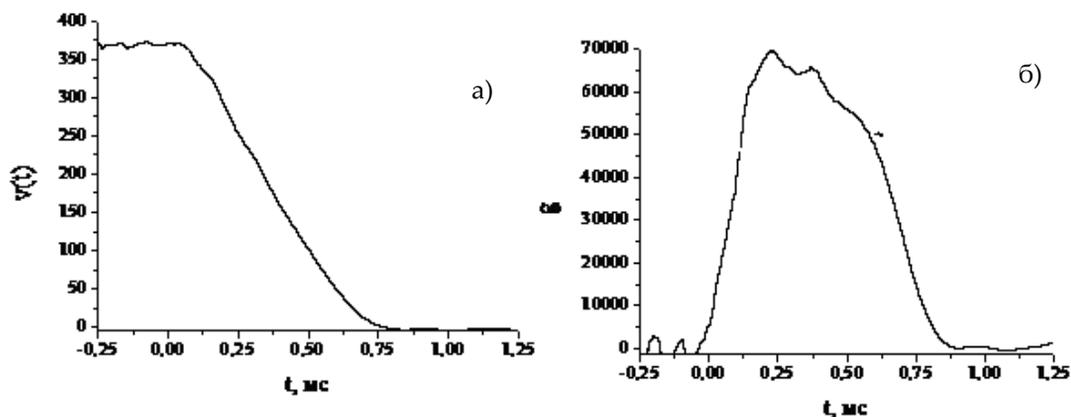


Рисунок 7. Зависимости $v(t)$ -(а) и $a(t)$ -(б) в опыте с $W \approx 375$ м/с

В опыте исследовалась электронная сборка (рисунок 6а) в заливке из компаунда марки КПТД-1/1Т-5,5. Сборка в опыте полностью разрушилась (рисунок 8).



Рисунок 8. Фотография электронной сборки после испытаний в заливке из компаунда марки КПТД-1/1Т-5,5

Методика тестирования режима работы

Тестирование режима работы электронной схемы во время действия перегрузки представляет интерес по следующим причинам.

При определении порогов разрушения элементов микроэлектроники приходится проводить большое число опытов, увеличивая перегрузку воздействия. В случае динамического измерения работы электронной схемы достаточно провести один опыт с максимально возможной перегрузкой на стенде и точно определить порог разрушения того или иного элемента.

Для решения этой задачи конструкция снаряда дополнена узлом из полиэтилена в форме усеченного конуса, на который наматывается изолированный двужильный провод. Длина конуса – 30÷40 мм, диаметр провода 0,15 мм. Из ствола провод выводится через прокладку из вакуумной резины. После старта снаряда провод разматывается и по нему передается сигнал от исследуемого объекта. Фотография снаряда приведена на рисунке 9.

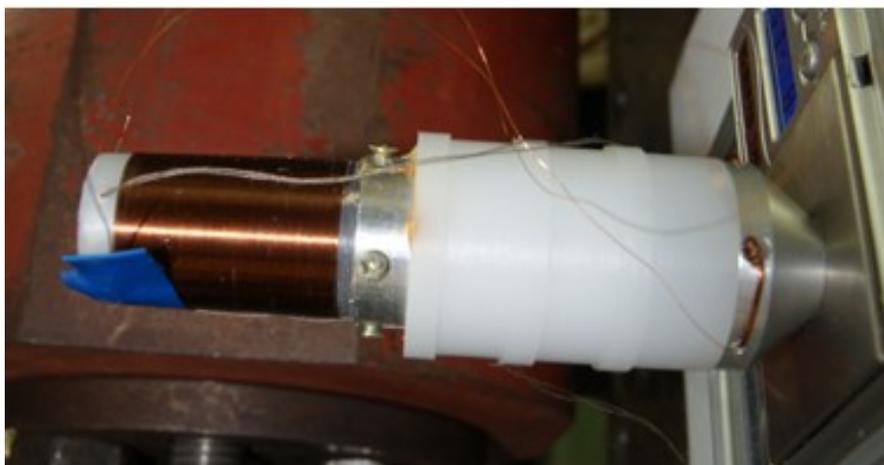


Рисунок 9. Снаряд с конусообразным узлом, позволяющим передавать сигнал от исследуемого объекта

Работоспособность методики подтверждена экспериментально. Объект исследования – кварцевый генератор, подключенный к источнику питания. Заливка – пичеин. Финишная скорость снаряда 225 м/с. На рисунке 10 представлены зависимость ускорения от времени и осциллограмма сигнала с генератора.

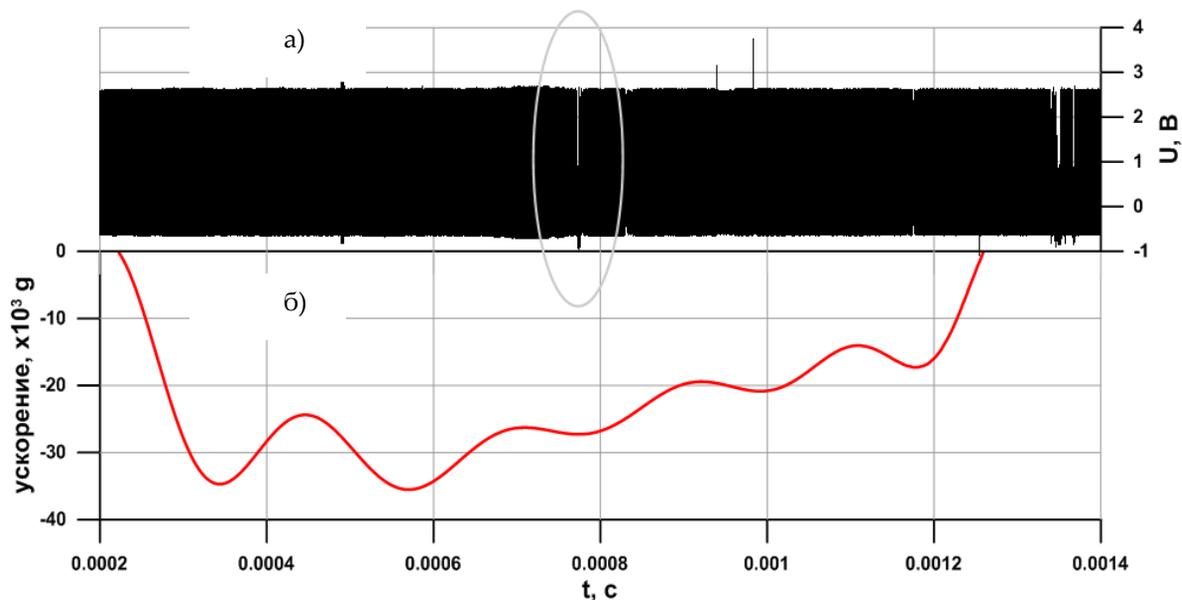


Рисунок 10. Осциллограмма сигнала с кварцевого генератора (а) и зависимость ускорения от времени (б)

Максимальная перегрузка составила 35000g, полуширина импульса $\tau_{1/2}=0,77$ мс. Из рисунка 12 следует, что во время действия перегрузки и некоторое время после остановки снаряда генератор работает в штатном режиме.

Постоянное тестирование генератора подтвердило, что он сохранил работоспособность.

Приведенная информация позволяет констатировать следующее:

- создан комплекс для испытаний изделий и материалов на стойкость к перегрузкам в широком диапазоне режимов нагружения. В данной работе на стенде сформированы импульсы перегрузок с максимальными амплитудами 35000g, 45000g и 70000g и полуширинами 0,77 мс, 0,75 мс и 0,58 мс, соответственно. Другие режимы нагружения могут быть получены за счет изменения скорости снаряда-контейнера и(или) конструкции крешера;

- проведены испытания источников тока и электронных сборок с чип-элементами и микросхемами на перегрузки до 70000 g. Показано, что литиевые источники тока сохраняют работоспособность при воздействии импульса перегрузок с максимальной амплитудой 45000 g и полушириной $\tau_{1/2}=0,75$ мс. При таких же условиях нагружения у электронной сборки без заливки наблюдается отрыв некоторых элементов, электронная сборка в заливке из эпоксидного компаунда сохраняет целостность и работоспособность. При более высоком уровне нагружения $a_m=70\ 000$ g и $\tau_{1/2}=0,58$ мс печатная плата в заливке из компаунда КПТД-1/1Т-5.5 полностью разрушается;

- предложена и экспериментально отработана методика тестирования режимов работы электронных устройств во время воздействия импульса перегрузок.

Авторы благодарят Мартыянова С.И., Калинин С.Ю. и Воронина А.В. за помощь в проведении экспериментов, Ломтеву Е.Е. за оформление статьи.

Список литературы

1. Козлов В.И. Особенности конструкции взрывательных устройств к боеприпасам ствольной артиллерии и ракетным снарядам. М.: МГТУ им. Н.Э. Баумана. 2012.
2. Меркулова И.И., Козлов В.И. Тенденции и перспективы развития взрывательных устройств боеприпасов. Инженерный вестник. Эл. №ФС77-51036. 2014. №10. С.633-640.

3. Коленкин А.В., Гогин В.В., Стецкевич А.Д. Состояние и направления разработок многофункциональных взрывательных устройств за рубежом. Боеприпасы и высокоэнергетические конденсированные системы. 2016. Выпуск №2.
4. Физические основы функционирования стрелково-пушечного, артиллерийского и ракетного оружия. Учебное пособие. Кафедра радиоэлектроники. Сибирская государственная геодезическая академия. Новосибирск 2006. стр. 38.
5. Ботов Е.В., Хворостин В.Н., Новиков К.П., Липшев В.Ю., Левашов П.И. Испытания элементов радиоэлектронной аппаратуры на ударную стойкость не менее 20000g. Труды РФЯЦ-ВНИИЭФ. 2016. №21. Часть 2. С.410-419.

ПРАКТИКУМ ПО ГАЗОДИНАМИКЕ

Е.Е. Мешков

СарФТИ НИЯУ МИФИ, Саров, Россия

Внедрение лабораторных работ в рамках университетских курсов газодинамики в практику обучения студентов является актуальной и вместе с тем трудноразрешимой задачей. Эти трудности имеют организационный характер и связаны с использованием в газодинамическом эксперименте опасных импульсных источников энергии (взрывчатые вещества, сжатые газы, электрический взрыв и т.д.).

В этой связи последние годы в СарФТИ НИЯУ МИФИ разрабатывается практикум по газодинамике, в котором не используются опасные импульсные источники энергии. Лабораторные работы, входящие в него, основаны на использовании *внутренней энергии атмосферного воздуха* [1] и *газогидравлической аналогии* [2]. Безопасность экспериментов в этих работах позволяет студентам проводить их *самостоятельно* без получения специальных допусков. Практически все лабораторные работы сопровождаются численным расчетом простого одномерного газодинамического течения с использованием расчетного комплекса *MASTER Professional* [3].

Поршневая модель динамики простейшей термоядерной мишени - один из вариантов использования внутренней энергии атмосферного воздуха в виде лабораторной работы по газодинамике [4]. Общий вид подобной модели приведен на фотографии (Рис.1). В этой модели поршень из полиэтилена длиной 4 см помещается в начале канала ударной трубы. На входе в канал установлена тонкая диафрагма, отделяющая канал от окружающей атмосферы, и игла для пробы диафрагмы. Конец канала заглушен. На корпусе канала установлен вакуумметр.



Рисунок 1. Общий вид установки, моделирующей динамику простейшей термоядерной мишени

При проведении эксперимента внутренний объем канала вакуумируется до давления $0 < P_2 < 1$ атм. После пробоя диафрагмы иглой поршень начинает двигаться внутрь канала с ускорением под действием перепада давления $\Delta P = P_1 - P_2$ (P_1 - атмосферное давление окружающего воздуха). В процессе движения поршня воздух в канале сжимается; его давление растет и в определенный момент поршень начинает тормозиться этим нарастающим давлением вплоть до полной остановки и разворота движения. В результате динамика поршня в этой модели повторяет динамику оболочки термоядерной мишени в процессе ее схлопывания. Ускорение и торможение поршня регистрируется цифровой камерой в режиме скоростной видеосъемки.

Эксперимент в этой лабораторной работе сопровождается численным расчетом по программе *MASTER Professional*. Удовлетворительное согласие расчетной $X-t$ диаграммы поршня с экспериментом (рис.2) указывает на слабое влияние таких факторов как трение поршня о стенки канала и потери тепла в стенки на процесс сжатия воздуха (т.е. процесс сжатия воздуха в канале является практически адиабатическим). Это позволяет использовать расчет для получения и других характеристик динамики процесса: ускорения поршня $a(t)$ (Рис.3), а также параметров состояния сжимаемого поршнем воздуха – и, в частности, удельной внутренней энергии $e(t)$ (Рис.4).

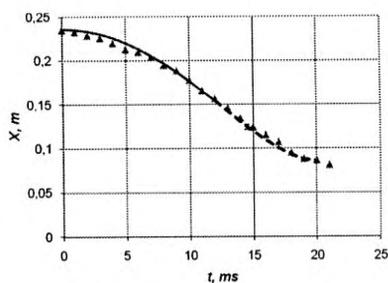


Рисунок 2. $X-t$ диаграмма внутренней границы поршня для случая $P_2 = 0,5$ атм; эксперимент и расчет (кривая)

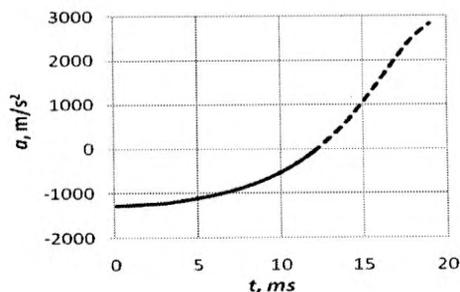


Рисунок 3. Зависимость ускорения поршня от времени (расчет $P_2 = 0,5$ атм)

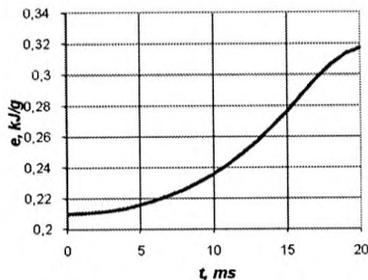


Рисунок 4. Изменение внутренней энергии сжимаемого газа со временем (расчет $P_2 = 0,5$ атм)

Интересно отметить масштаб достигаемых ускорений – более 2000 м/с². Достигаемые значения внутренней энергии значительно превосходят значения для воздуха в окружающей среде. Это является демонстрацией кумуляции энергии в модели – процесс накопления кинетической энергии при ускорении поршня и трансформацию этой энергии во внутреннюю энергию сжимаемого газа.

В результате плотность внутренней энергии (и температура в Кельвинах) сжимаемого воздуха возрастает в ~1,5 раза.

Эти результаты указывают на возможности использования внутренней энергии атмосферного воздуха для решения ряда задач для развития практикума по газодинамике:

- возможность разработки лабораторной работы для изучения неустойчивости Рэлея-Тейлора. Первый вариант подобной установки был разработан еще в 2008 году с участием ученика лицея №15 Дениса Савицкого; в этой установке поршень со слоем воды вначале ускоряется давлением атмосферного воздуха, а затем тормозится воздухом, сжимаемым поршнем [5] (рис.5) ;
- возможность демонстрации кумуляции энергии при столкновении плоских слоев разной массы - двух поршней разной толщины, разделенных воздушным промежутком [6];
- при помощи расчетов показана возможность создания обычной ударной трубы, в которой давление воздуха в камере создается в импульсном режиме летящим поршнем. В подобной трубе может быть получена ударная волна с числом Маха 2.5. И для этого потребуются только вакуумный насос и вакуумметр [7].

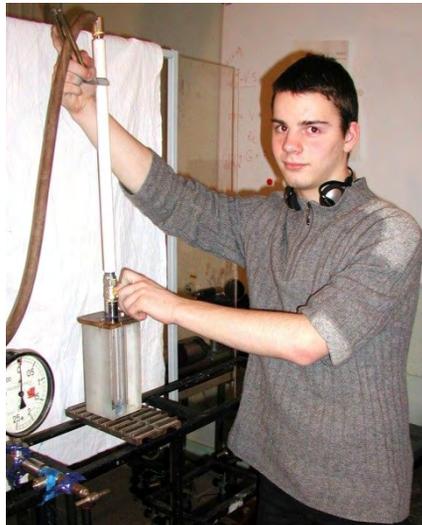


Рисунок 5. Денис Савицкий с моделью для демонстрации неустойчивости Рэлея-Тейлора (2008 г)

Газогидравлическая аналогия [2] получила широкое распространение в практике моделирования газодинамических течений в 1950-е годы. Но в связи с развитием численных методов исследований в газодинамике интерес к этой аналогии при решении практических задач в настоящее время угас. В то же время в нашем практикуме эта аналогия занимает свое место.

Гидравлическая модель цилиндрической имплозии

Явление имплозии – симметрично сходящееся течение – сопровождается концентрацией энергии в локальной области. Известным примером эффекта кумуляции энергии в течении имплозивного типа является задача Рэля о схлопывании полого пузырька в жидкости [8]. В представлении [9] до момента схлопывания (фокусировки) пузырька – t_f при малых радиусах r движение границы пузырька является ускоренным и описывается зависимостью $r \sim (t_f - t)^\alpha$ с постоянным показателем α ($0 < \alpha < 1$), причем в приближении несжимаемой жидкости показатель равен $\alpha = 0.4$. Эффект кумуляции характерен также для сходящихся ударных волн в сферической и цилиндрической геометриях [10]. В 1945 г. аналогичные результаты были получены Л.Д.Ландау и К.П.Станюковичем

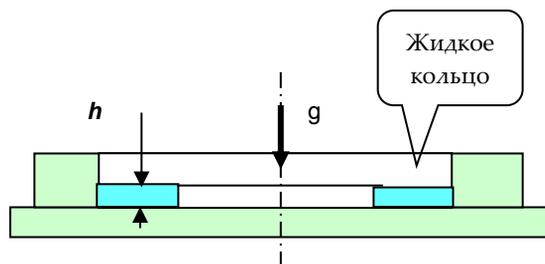


Рисунок 6. Схема гидравлической модели имплозии в виде динамически создаваемого жидкого кольца на горизонтальной плоской поверхности в поле тяжести перед началом течения. Кольцо ограничено по боковой поверхности цилиндрической стенкой

В СарФТИ НИЯУ МИФИ была разработана гидравлическая модель цилиндрической имплозии (рис.6) в виде жидкого кольца (ограниченного по наружному радиусу жесткой стенкой), динамически создаваемого на плоской горизонтальной поверхности [11,12].

При осесимметричном растекании (внутри) кольца под действием силы тяжести внутренняя граница возникающего течения симметрично сходится (рис.7); при этом скорость границы кольца нарастает с уменьшением ее радиуса, демонстрируя явление кумуляции. Процесс имплозии внутренней границы кольца регистрировался через зеркало, расположенное на оси симметрии кольца под углом 45°, цифровым фотоаппаратом в режиме скоростной видеосъемки.

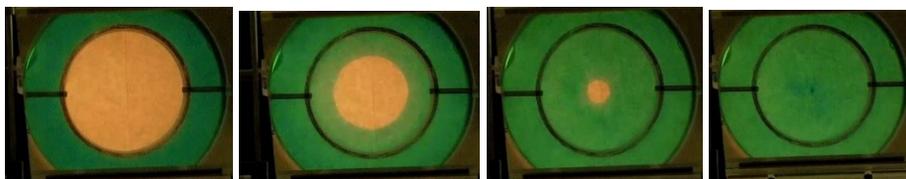


Рисунок 7. Кадры видеозаписи эксперимента. Вода в наружном отсеке была подкрашена зелеными чернилами, в результате визуализируется фронт сходящегося течения. Симметричное схождение в опытах достигает радиуса порядка мм, затем симметрия течения нарушается

Зависимость от времени радиуса внутренней поверхности кольца показывает, что схлопывание происходит с ускорением (рис.8). Эта же зависимость в логарифмических координатах (рис.9) в виде: $\ln r = \ln A + \alpha \ln (t_f - t)$ (где t_f – время от момента начала течения до схлопывания кольца, A – константа) имеет линейный характер $y=0,74x-1,3$; т.е. схлопывание жидкого кольца имеет кумулятивный характер, аналогичный характеру схлопывания полого сферического пузырька с показателем $\alpha \approx 0.74$ [14].

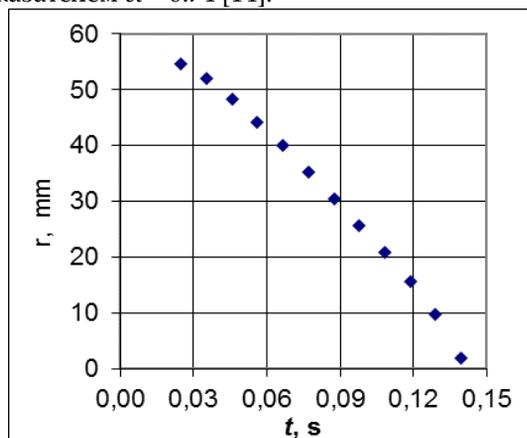


Рисунок 8. Зависимость от времени t радиуса r внутренней границы жидкого кольца

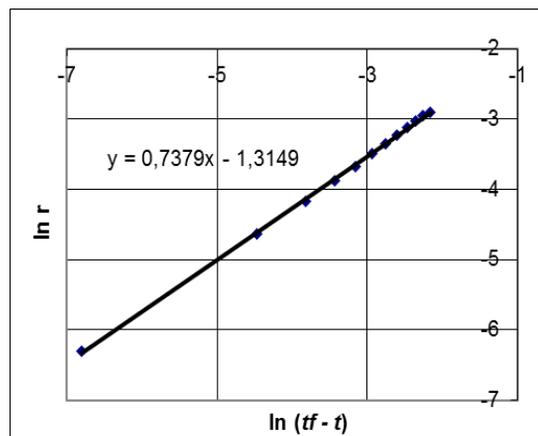


Рисунок 9. Зависимость от времени t радиуса r в логарифмических координатах (t в секундах, r в метрах)

В рамках данной лабораторной работы проводится численный расчет задачи академика Забабахина [15] – расчет имплозии сферической тонкостенной жидкой несжимаемой оболочки, схлопывающейся по инерции, (оболочка из воды с внутренним радиусом 10 см и толщиной 0.1 см; начальная скорость 100 м/с),

Результаты расчета (рис.10) иллюстрируют тот факт, что в процессе схлопывания оболочки начальный импульс в целом сохраняется, но при этом внутренняя граница оболочки ускоряется, а наружная тормозится; т.е. происходит перераспределение импульса от внешней части оболочки к внутренней.

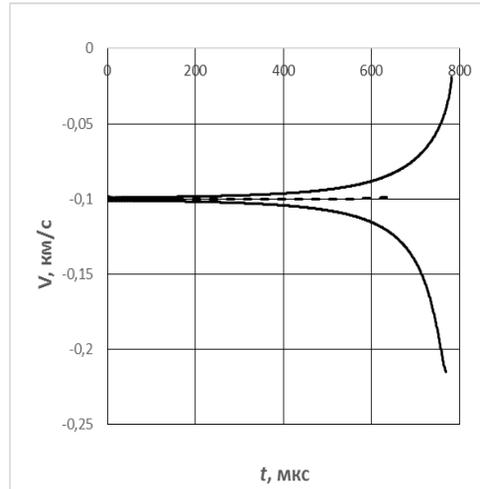


Рисунок 10. Результаты расчета скорости наружной и внутренней границ тонкостенной жидкой сферической оболочки, схлопывающейся по инерции

Неустойчивость кумуляции цилиндрической имплозии. Во второй половине XX века академик Забабахин посвятил ряд работ проблемам кумуляции и её неустойчивости. В конечном итоге он пришел к выводу о том, что любая кумуляция ограничивается неустойчивостью [16].

В реальном кумулятивном процессе форма и амплитуда начального возмущения имеют случайный характер, и поэтому изучение его развития затруднено. Гидравлическая модель цилиндрической имплозии позволяет простым способом задавать начальное возмущение известной формы и малой амплитуды и исследовать его развитие со временем [17].

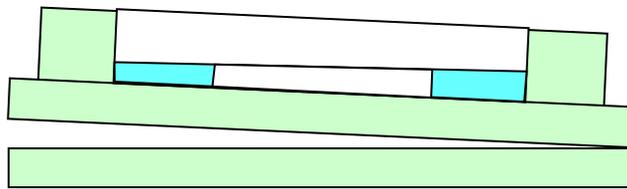


Рисунок 10. Задание начального возмущения жидкого кольца путём наклона модели на малый угол

Такое возмущение создается путем наклона гидравлической модели на малый угол β относительно горизонтальной плоскости стола, на которой расположена модель (рис.10). В результате кольцо оказывается разнотолщинным, и эта разнотолщинность создает начальное возмущение.

Ниже приведены кадры видеограммы опыта с углом наклона модели на угол $\beta=1.63^\circ$ (рис.11). Вода подкрашена чернилами. До поздней стадии течения ($t=0,25$ с) влияние возмущения на симметрию схлопывания внутренней границы жидкого кольца практически не наблюдается. С момента ($t=0,25$ с) начинает развиваться асимметрия течения, а с момента ($t=0,31$ с) начинает формироваться горизонтальная струя, и в результате симметрия течения полностью нарушается. Кумуляция прекращается.

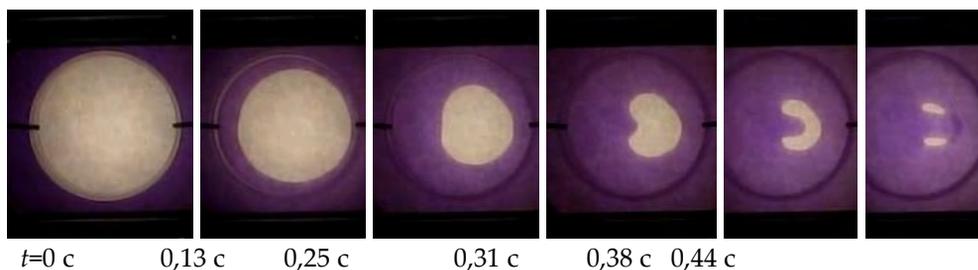


Рисунок 11. Кадры видеोगраммы опыта с наклоном гидравлической модели на угол $\beta=1.63^\circ$

Гидравлическая модель плоской стационарной ударной волны [18,19] может быть использована для изучения особенностей динамики такой волны. Такой аналогией является течение, возникающее в неглубоких каналах постоянного сечения при разрушении плотины. Гидравлическая модель плоской стационарной ударной волны (рис.12) в практикуме по газодинамике по сути является моделью фрагмента настоящего канала, перегородженного плотиной. Она выполнена в виде лотка прямоугольного сечения с прозрачными боковыми стенками из оргстекла. Модель состоит из двух отсеков, разделенных перегородкой. Оба они заполнены водой.

Уровень воды в левом отсеке выше, чем в правом. В воду около перегородки сбрасываются частицы полистирола, которые медленно тонут. При быстром подъеме перегородки начинается перетекание воды из одного отсека в другой. Форма возникающего при этом профиля уровня воды оказывается аналогичной форме профиля давления в простейшей ударной трубе при гипотетически мгновенном разрушении диафрагмы [20]. Фронт гидравлического скачка характеризует волновую, а фронт частиц, увлекаемых потоком, – массовую скорость. Опыты на модели помогают студентам усвоить эти понятия (рис13).

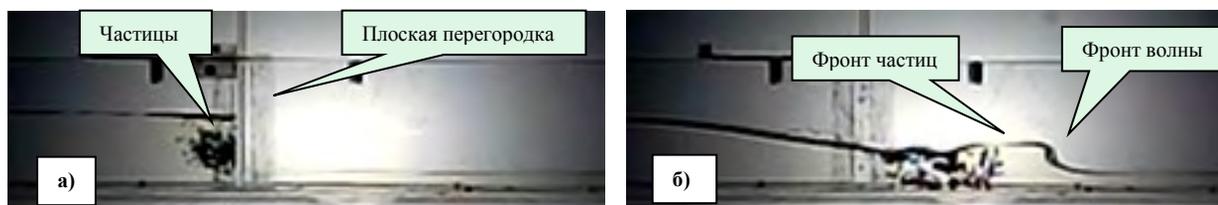


Рисунок 12. Гидравлическая модель плоской стационарной ударной волны. а) Перегородка разделяет отсеки с разным уровнем воды. В воде около перегородки медленно тонут частицы полистирола. б) После подъема перегородки возникает течение, в котором фронт гидравлического скачка характеризует волновую, а фронт частиц, увлекаемых потоком, – массовую скорость

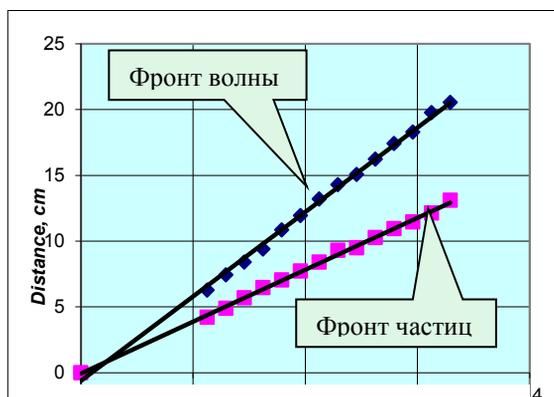


Рисунок.13. X-t диаграмма фронта волны и фронта частиц

При проведении этой лабораторной работы производится расчет течения, возникающего в простейшей ударной трубе с использованием комплекса *MASTER Professional*.

Практикум по газодинамике используется в учебном процессе СарФТИ НИЯУ «МИФИ» на протяжении ряда лет в качестве лабораторных работ в рамках курса «Кумуляция и неустойчивость» и показал свою эффективность как средство повышения усвоения студентами основ газодинамики. Выполнение этих работ позволяет студентам гораздо

глубже усвоить такие ключевые понятия газодинамики, как *ударные волны, имплозия, кумуляция, гидродинамические неустойчивости* и др.

При проведении лабораторных работ студенты получают:

- навыки проведения газодинамических экспериментов с применением цифровой регистрирующей техники;
- опыт обработки результатов этих экспериментов на ЭВМ;
- первый опыт проведения численных расчетов простейших одномерных газодинамических течений.

Эта работа практикума в феврале 2012 г была успешно использована при проведении Экспресс-Проекта «Кумуляция в гидродинамике» в рамках Всероссийского Фестиваля детского технического творчества, в котором принимали участие школьники из 17-ти городов РОСАТОМА (рис.14).

Практикум был использован в работах факультета повышения квалификации, во время Дней Открытых Дверей для школьников из Дивеево, Первомайска и Нижнего Новгорода.

Модели практикума используются для проведения исследовательских работ силами студентов и старшеклассников школ г. Сарова



Рисунок 14. Старшеклассники городов РОСАТОМА - участники Всероссийского Фестиваля Детского Технического Творчества (2012 г) проводят эксперименты на гидравлической модели имплозии

Ведется разработка новых работ:

- *Кумуляция энергии при столкновении плоских слоев.*
- *Неустойчивость Рэлея-Тейлора.*
- *Неустойчивость Рихтмайера-Мешкова*
- *Метод PDV*

Список литературы

1. Мешков Е.Е, Красовский Г.Б. Способ лабораторного моделирования задач газодинамики и устройство для его осуществления (варианты). // Патент РФ № 2393546 от 27.06.2010
2. Н.Н. Сунцов. Методы аналогий в аэрогидродинамике. //М., Физматгиз, 1958
3. В.В.Руденко, М.В.Шабуров, Е.В.Чехунов. Труды Региональной конференции по научному программному обеспечению. 2-3 февраля 2006 г. Санкт-Петербург. С.121.
4. А.С.Барышев, Д.Н.Замыслов, Е.Е.Мешков, И.А.Новикова, В.В.Пичугов, В.В.Руденко, Г.М.Янбаев. Модель динамики термоядерной мишени.// Физ. образование в ВУЗах, т.20, №1, 2014, сс.54-62.
5. Мешков Е.Е., Савицкий Д.О., Лабораторная модель для изучения неустойчивости Рэлея-Тейлора // Вестник Саровского Физтеха №15,2008, с. 146-149.

6. А.Ю. Вишняков, Н.В. Мелешкин, И.А. Юрина. Расчетная схема атмосферной ударной трубы для изучения процессов кумуляции энергии. // Сб. аннотаций конференции «Научная сессия МИФИ 2009» т.1 «Ядерная физика и энергетика» М., 2009., с. 160.
7. А.С.Барышев, А.Б.Георгиевская, Д.Н.Замыслов, Е.Е.Мешков, К.Н.Панов, П.В.Хуторной. Ударная труба с газодинамическим подогревом драйвера.// Сб.Трудов межд. конф. XVII Харитоновские Тематические Научные Чтения. Саров, 23-27 марта 2015 г. с.815- 818.
8. Rayleigh L. Phil.Mag. 34, 94, 1917
9. Я.Б.Зельдович, Ю.П.Райзер. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. //Изд. «Наука», Москва, 1966г
10. G.Guderley//Luftfahrtforschung, 19, 302, 1942
11. С.В.Бондаренко, А.Б.Георгиевская, Д.Н.Замыслов, И.С.Калинин, В.А.Клевцов, Г.Б. Красовский, Е.Е.Мешков, И.А.Новикова, Л.Л.Огородников, В.В. Руденко. Гидравлическая модель цилиндрической имплозии.//Физ. образование в ВУЗах, т.22, №2, 2016, сс.85-94.
12. Е.Е.Мешков. Рэлей, Гудерлей и Леон Огородников.// АТОМ, №65, с. 41-46, 2015.
13. Майер В. В. Кумулятивный эффект: учебные исследования. — М.: ФИЗМАТЛИТ, 2007. — 208 с.
14. М.Д.Камчибеков, Е.Е.Мешков, Е.М.Грязева, И.А.Новикова «Экспериментальное исследование гидродинамической модели цилиндрической имплозии» // Международная конференция «XIX Харитоновские тематические научные чтения», сборник тезисов докладов, Саров 17-21 апреля 2017 г. с.215.
15. Е.И.Забабахин. Некоторые вопросы газодинамики взрыва. Снежинск, 1997г., с.200
16. Е.И.Забабахин. Письма в ЖЭТФ, т.30, вып.2, с.97-99, 1979
17. А.Б.Георгиевская, Е. М. Грязева, А. Г. Иоилев, М. Д. Камчибеков, Е. Е. Мешков, Р.В.Мокрецов, А. В. Немцева, А. С. Репин, И.Р.Смагин, А.Д.Шамшин. Неустойчивость кумуляции цилиндрической имплозии. //Физ. образование в ВУЗах, т.24, №3, с.124-132, 2018
18. В.М.Бельский, Е.Е.Мешков, А.А.Точилина. Модель ударной волны// Сб. аннотаций Научной Сессии НИЯУ МИФИ 2012. Т.3, с.105.
19. Georgievskaya A.B., Krasovsky G.B., Meshkov E.E., Ogorodnikov L.L., Tochilina A.A. Hydrodynamic Models of Plane and Converging Cylindrical Shock Waves. // Book of Abstracts, IUTAM symposium 12-3 "Waves In Fluids:Effects Of Non-Linearity, Rotation, Stratification And Dissipation". Moscow, June 18-22, 2012, p. 81.
20. С.В.Богомолв и др. Математическое моделирование.Т.14. №3. С.103, 2003.

КМОП ФОТОПРИЕМНИК ФОРМАТА 256×128 ЯЧЕЕК ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТЕЙ ИЗ 16 КАДРОВ С ИНТЕРВАЛОМ ДО 50 нс

Д.В. Бородин, Ю.В. Осипов, Ю.А. Барсуков

ООО "РТК ИНПЕКС", Мытищи, Россия

Значительный прогресс в многокадровых системах регистрации быстропротекающих слабоконтрастных процессов возможен при создании специализированной компонентой базы, в частности матричного многокадрового быстродействующего КМОП фотоприемника, позволяющего регистрировать десятки и более быстрых кадров.

Ранее нами был создан прототип КМОП фотоприемника с 8 быстрыми кадрами "F-8" формата 128×64 ячеек размером 40×40 мкм [1], а на его основе - макет камеры [2]. Использование

макета в ИПФ РАН (Нижний Новгород), ИФВ РЯЦ-ВНИИЭФ (Саров), ООО Видеоскан (Москва) не только подтвердило заявленные временные параметры, но позволило получить новые физические результаты по динамике плазмы, локальным электрическим пробоям в ударно-нагруженных диэлектриках и др. [3-4].

Разработанная КМОП фотоматрица "FR-16" позволяет регистрировать 16 кадров формата 256×128 пикселей с межкадровым интервалом до 50 нс и минимальной экспозицией каждого кадра до 10 - 20 нс. Увеличение числа кадров и формат изображения, уменьшение размера ячейки до 29×29 мкм удалось достичь в том числе и благодаря переходу на отечественную КМОП технологию с 6 слоями металлизации и нормами проектирования 180 нм.

Каждая ячейка фотоматрицы содержит входной узел накопления фотозаряда и 16 узлов выборки и хранения сигнала. Конструкция фотодиода в ячейках оптимизирована для регистрации излучения с длиной волны 0,4 - 0,45 мкм с квантовой эффективностью до ~80%. Филл-фактор 33%. Появление технологии микролинз позволит модернизировать фотоприемник, увеличив филл-фактор на 20 - 30 %. Поскольку размеры фоточувствительной области в ячейках больше, чем глубины расположения фоточувствительной структуры, проблемы применения микролинз, связанные с ограничением угла падения излучения, минимальны.

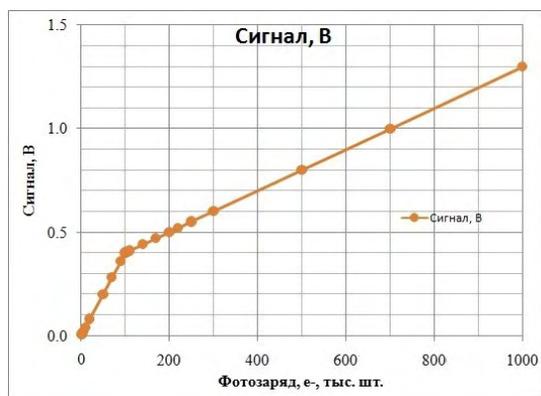


Рисунок 1а. Пример светосигнальной характеристики с "перегибом" при фотозаряде 100 тыс.е-. Отношение чувствительностей на линейных участках 4:1

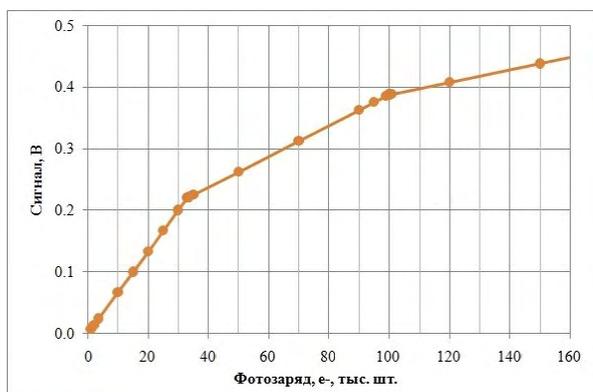


Рисунок 1б. Начальный участок характеристики с двумя "перегибами"

Максимальная зарядовая емкость в ячейке достигает 1200 тыс. электронов, что позволяет регистрировать слабоконтрастные объекты при сигналах близких к максимальному с шумом, определяемым флуктуациями самого излучения. При этом в оптически плотных областях изображения, где сигнал мал, из-за большой емкости накопления доминирующим оказался бы (кТС) шум микросхемы с шумовым зарядом $Q_{кТС} = e \times N_{кТС} = (kTC)^{1/2}$, где e -заряд электрона, $N_{кТС}$ -количество шумовых электронов, k -постоянная Больцмана, T -абсолютная температура, C -емкость накопления. Необходимое уменьшение вклада (кТС) шума для малых сигналов и одновременное сохранение большой максимальной зарядовой емкости позволяет светосигнальная характеристика "с перегибом"(рис.1), причем реализованная не путем уменьшения времени накопления в ячейках с большим сигналом, как в [5, 6], а за счет разделения емкости накопления на две емкости $C1$ и $C2$ и накопления фотозаряда сначала на меньшей емкости $C1$, а по ее заполнению - на обеих емкостях ($C1+C2$), аналогично [7, 8]. Увеличение динамического диапазона происходит не в сторону больших экспозиций, а за счет минимальных экспозиций.

Если, например, "перегиб" характеристики установлен на величине фотозаряда в 100 тыс. е- (отношение $C1/(C1+C2) \sim 1:10$), то (кТС) шум микросхемы при малых сигналах (до 100 тыс.е-) составит ~90е- и не превысит шума потока 8 тыс. фотоэлектронов, то есть за счет большего коэффициента преобразования заряда в напряжение для малых сигналов на емкости $C1$,

суммарный поток фотозарядов, при котором их шум сравнивается с (кТС) шумом микросхемы (8 тыс. е-) в три раза меньше аналогичного потока для схемы без "перегиба" (рис.2). Еще большее ослабление влияния собственного шума возможно в схемах с двумя и более "перегибами" (рис.3).

Тем самым, если ячейка фотоприемника оказалась в области изображения с малым сигналом, то у нее "работает" емкость С1, обеспечивая прием сигнала до 100 тыс. фотоэлектронов, но с большей чувствительностью. Если в области с большим сигналом, то автоматически "работают" обе емкости С1 и С2, обеспечивая прием ~ 1 Ме-. Динамический диапазон превысит 80 дБ.

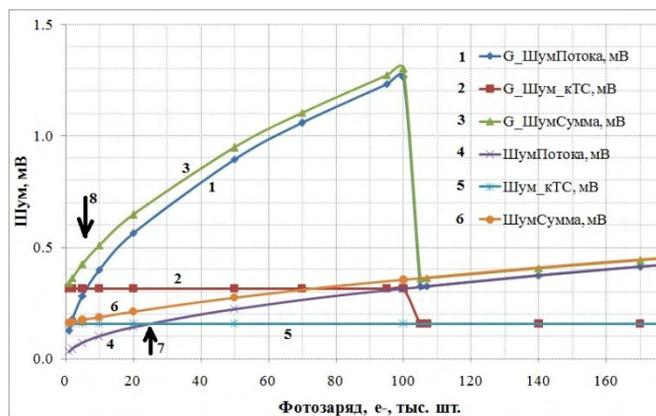


Рисунок 2. Шумовое напряжение определяемое: флуктуацией фотопотока; (кТС) шумом; их сумма - для схемы "с перегибом" (кривые 1, 2, 3 соответственно) и обычной схемы (кривые 4, 5 и 6 соответственно). Стрелки 7 и 8 соответствуют накопленному фотозаряду в 25 тыс. е- и 8 тыс. е-, при котором сравниваются шум (кТС) и шум потока для двух вариантов схемы

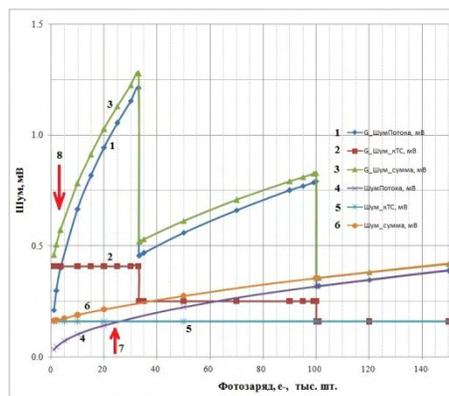


Рисунок 3. Аналогичные рис. 2 зависимости, но для схемы с двумя "перегибами". Стрелки 7 и 8 соответствуют накопленному фотозаряду в 25 и 4 тыс. е-, при котором сравниваются шумы (кТС) и потока

В схеме предусмотрена возможность внешнего управления процессом записи кадров (управление экспозицией и межкадровым интервалом индивидуально для каждого кадра). Если часть выборок использовать для хранения "темновых" кадров, то возможна реализация ДКВ во внешних устройствах. Фотоматрица позволяет постоянно вести запись кадров, циклически перезаписывая новый кадр взамен самого старого, с остановкой процесса по внешнему синхросигналу.

Микросхема должна найти применение в системах регистрации быстропротекающих процессов и ударных взаимодействий, рентгеновской радиографии, в частности послужить прототипом приемника для полноформатного регистратора быстропротекающих гидродинамических процессов методом импульсной протонной радиографии [9]. Действительно, в многокадровых системах регистрации протонографических изображений в настоящее время используют двухкадровые модули с электроно-оптическим затвором и ПЗС регистраторами, которых для регистрации последовательности из, например, 32 кадров потребуется 16 штук, сфокусированных на один объект наблюдения. Громоздкость такого комплекса отягощается проблематичностью его совершенствования, прежде всего увеличения разрешения или размера изображения из-за небольшого (18 - 25 мм) диаметра ЭОП и ограниченности его квантовой эффективности ($\eta \sim 20\%$). ООО "РТК Инпекс" и ООО "Видеоскан" разработали проект комплекса, который всего двумя-четырьмя модулями обеспечивает все текущие требования к комплексу регистрации и имеет хорошие перспективы по усовершенствованию без существенных технологических ограничений. Принципиальным в проекте является использование специализированных КМОП фотоматриц, аналогичных разработанной "FR-16", каждая ячейка которых способна регистрировать элементы изображения в последовательности из необходимого

количества быстрых кадров (например, 32 кадров). Для этого размеры ячейки должны составлять ~ 30 - 50 мкм, что позволяет, во-первых, разместить необходимую схему, и, во-вторых, увеличить филл-фактор FF. В итоге, с учетом оптимизации спектра поглощения фотоприемника в ячейке под спектр излучения объекта наблюдения, произведение $\eta \times FF$ достигает 30 - 40%, а использование микролинз дополнительно увеличит филл-фактор на 20 - 30 %.

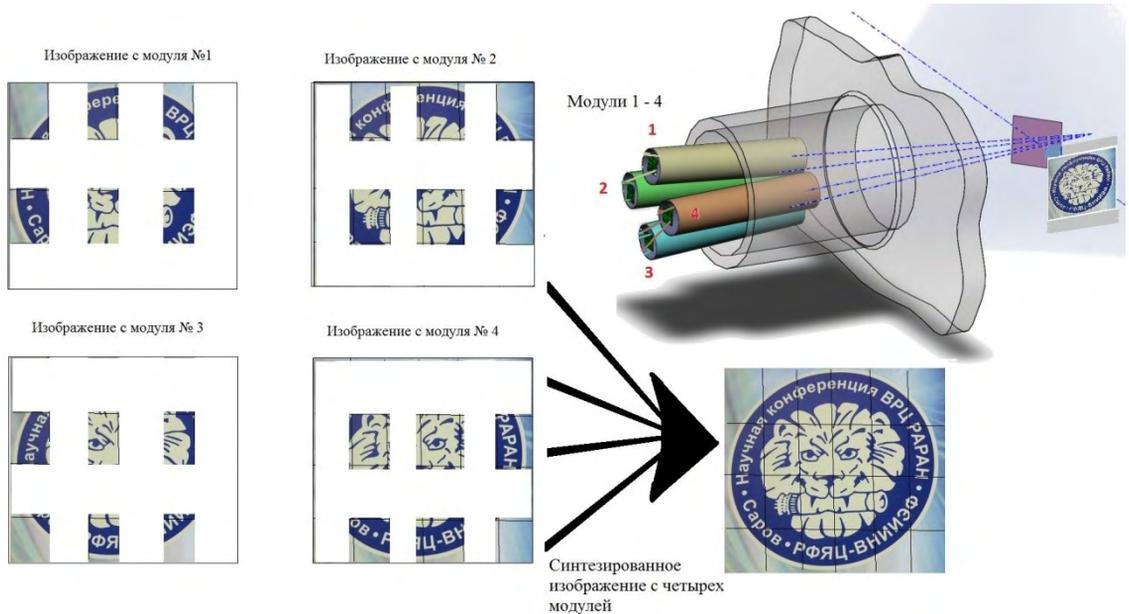


Рисунок 4. Четырех модульный протонографический комплекс

Увеличенный размер ячейки позволяет использовать более длиннофокусные объективы, расположив их ближе к источнику или, увеличив диаметр линз, сохранить светосилу, что увеличит сбор излучения от источника. Увеличение диаметра и размера фокальной плоскости объектива мы не считаем принципиальным ограничением с точки зрения оптики, особенно с учетом монохромности источника излучения.

Определенные сложности возникают при изготовлении фотоприемной фокальной плоскости большого размера. При ячейке фотоматрицы ~ 50 мкм и формате изображения 2000 × 2000 пикселей размеры фокальной плоскости достигают 100 × 100 мм. Известны два способа ее заполнения фотоэлементами:

А) путем топологической сшивки отдельных модулей фотоматрицы при ее изготовлении фактически в одну большую микросхему. Помимо организационно-финансовых проблем (необходимо несколько комплектов фотошаблонов; не отработанность технологии сшивки такого формата; слабо прогнозируемый выход годных и др.) в этом варианте будет крайне затруднительным быстрое управление фотоэлементами по шинам длиной 100 мм.

Б) мозаичная или черепичная сборка фокальной плоскости из отдельных фотомодулей. При этом на каждом стыке модулей теряется, как правило, 1 - 2 строки и столбца.

Нами предложена конструкция синтезированной фокальной плоскости, получаемой путем сшивки изображений с четырех (или двух) оптических модулей, каждый из которых содержит только примерно на четверть (половину) заполненную ячейками фокальную плоскость (рис. 4 - случай четырех модулей). Фокальная плоскость каждого модуля собирается из одинаковых фотоматриц удобного в производстве формата (например 400 × 300 ячеек), установленных так, чтобы зазор между фотообластями соседних (как по горизонтали, так и по вертикали) матриц был на несколько ячеек меньше формата единичной фотоматрицы (например, 390 × 290 ячеек). В зазорах между матрицами располагаются схемы управления. Четыре модуля фокусируются на объект со сдвигом на размер фотообласти так, чтобы изображения с модулей дополняли друг друга,

а из-за меньшего, чем фотообласть зазора, и перекрывались на краях, что позволяет программно сшить эти четыре изображения в одно. Фактически технологические проблемы создания одной безззорной фокальной плоскости заменяются четырехкратным тиражированием одного описанного модуля.

При разработке КМОП фотоматрицы можно предусмотреть их безззорное расположение на кремниевой пластине по одной из осей. При удовлетворительном выходе годных кристаллов, когда на пластине годные чипы будут образовывать группы по ~5 расположенных в ряд штук, уже из таких групп можно создавать модули. Таких модулей потребуется только два.

В настоящее время нами проработан 32-кадровый вариант, с максимальной зарядовой емкостью более 1 Ме-, минимальным межкадровым периодом не более 100 нс, минимальной экспозицией 20 нс, проекцией пикселя на сцинтилляционный экран 100×100 мкм, оптическим расстоянием от сцинтилляционного экрана до плоскости установки матриц 4 метра. Конверсионная эффективность регистратора n (отношение фотоэлектронов в ячейке приемника к количеству квантов исходного излучения на сцинтилляторе), при прочих равных условиях (энергии кванта исходного излучения, параметрах сцинтиллятора, коэффициенте пропускания оптики) определяется светосилой объектива $(D/f)^2$, коэффициентом увеличения M и $\eta \times FF$:

$$n \sim (D/f)^2 \times M^2 \times \eta \times FF,$$

что дает существенный выигрыш за счет увеличения квантовой эффективности и коэффициента увеличения. Так с объективом светосилой как в ЭОП+ПЗС комплексах, конверсионная эффективность до 100 раз превысит аналогичный показатель для ЭОП+ПЗС комплексов и может достичь 100 фотоэлектронов на протон, а динамический диапазон превысит 80 дБ. Использование схем с тремя "перегибами", с двойной коррелированной выборкой (ДКВ) для дополнительного подавления (кТС) шума, позволит существенно снизить собственный шум КМОП регистратора (до 10-20 е-). При этом, если ограничиться достаточной для регистрации отдельных $R+$ величиной $n \sim 25-50$ е-/Р+, для всего комплекса потребуется только один объектив (что устранил триангуляционные искажения) с последующим светоделиением на 2 или 4 фотоприемных модуля.

Можно заключить, что проект протонографического комплекса на основе специализированных КМОП фотоматриц перспективен как по основным техническим параметрам, так и по компактности-экономичности. Кроме того, этот проект импортнезависим, его ключевые компоненты (микросхемы фотоприемников, оптика) могут быть спроектированы и изготовлены в России. В целом, значительный прогресс в создании систем регистрации быстрых процессов возможен при переходе от использования схем общего применения к созданию специализированной компонентой базы, в частности разработанного матричного многокадрового быстродействующего КМОП фотоприемника "FR-16".

Список литературы

1. Д.В.Бородин, Ю.В.Осипов, В.В.Васильев., В.П.Майоров, М.С.Сёмин, И.М.Сёмин. 3D КМОП фотоматрица видимого диапазона и быстродействующая камера на ее основе. Труды XXIV Международной научно-технической конференции по фотоэлектронике и приборам ночного видения. Москва, АО «НПО «Орион», 24-27 мая 2016 г. с.348-350.
2. <http://videoscan.ru/page/888>
3. M. E.Viktorov, S.V.Golubev and A.V.Vodopyanov. The dynamics of supersonic plasma flow interaction with the magnetic arch. Plasma Phys. Control. Fusion 61 (2019) 035001. <https://doi.org/10.1088/1361-6587/aaf68f>.
4. http://www.videoscan.ru/store_files/products/videomig/videomig_info_2.pdf
5. Д.В.Бородин, Ю.В.Осипов, В.В.Васильев. Отечественные матричные КМОП фотоприемники. Труды НИИСИ РАН, 2017 г, т. 7, №2, С.74-77.

6. П.А.Кузнецов, И.С.Мощев. Расширение динамического диапазона коротковолновых ИК матричных фотоприемных устройств. Прикладная физики, 2017 г., №5, С. 52-58.
7. Д.В.Бородин, Ю.В.Осипов, В.В.Васильев. Микросхема КМОП-фотоприемника видимого диапазона формата 1280×1024 с размером ячейки 13×13 мкм. Прикладная физика, 2016, № 2, С. 76-81. <http://appliedphys.orion-ir.ru/appl-16/16-2/PF-16-2-76.htm>
8. Д.В.Бородин, Ю.В.Осипов, В.В.Васильев. Эффективное использование динамического диапазона КМОП фотоматриц и проблемы его расширения. Вопросы радиоэлектроники. Серия "Техника телевидения", 2016 г., № 4, С. 40-47.
9. В.В.Бурцев, А.И.Лебедев, А.Л.Михайлов и др. Многокадровая протонография - метод исследования быстропротекающих гидродинамических процессов. Физика горения и взрыва, 2011 г., Т.47, № 6, С. 16 - 28.
10. А.Роуз. Зрение человека и электронное зрение. Москва, Изд. "Мир", 1977 г., 216 с.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ СПОСОБОВ АЭРОДИНАМИЧЕСКОЙ СТАБИЛИЗАЦИИ СТВОРКИ ОБТЕКАТЕЛЯ РАКЕТЫ-НОСИТЕЛЯ

А.Ю. Луценко, Д.К. Назарова, Д.М. Слободянюк

МГТУ имени Н.Э. Баумана (национальный исследовательский университет), Москва, Россия

Рассматриваются аэродинамические характеристики (АДХ) модели створки головного обтекателя с применением средств пассивной стабилизации. Проведены эксперименты в дозвуковой аэродинамической трубе по определению балансировочных углов атаки, на которых численно получены значения аэродинамического качества. Проведено сравнение рассмотренных вариантов стабилизации.

Ключевые слова: аэродинамические характеристики, ракета-носитель, створка головного обтекателя, моделирование обтекания, пассивная стабилизация, ANSYS CFX.

Введение. Одной из причин рассеивания точек падения отделяемых конструктивных элементов ракет-носителей (РН), таких как створки головного обтекателя (ГО), является наличие ненулевого аэродинамического качества при балансировочном угле атаки. Это обусловлено тем, что створка имеет форму тонкой изогнутой поверхности с относительно малой массой [1-3], а также отсутствием средств стабилизации. Вследствие этого на Земле выделяют специальные районы падения, размеры которых занимают большую площадь и требуют дорогостоящего обслуживания [4]. Задача поиска средств уменьшения площадей районов падения створок ГО РН очень актуальна [5,6], но в настоящий момент исследована недостаточно.

Для минимизации районов падения створок ГО возможно применение различных парашютных систем:

- 1) воздушно-космическая парашютная система, обеспечивающая ориентированный вход в плотные слои атмосферы, гашение гиперзвуковой скорости, а также снижение теплового нагружения [7];

- 2) парашютная система, состоящая из тормозного парашюта и парашюта-крыла для спасения створок головного обтекателя в воздухе [8];

- 3) парашютная система, состоящая из тормозного парашюта и основного купольного парашюта, предполагающая спасение створок головного обтекателя в море [8].

Помимо парашютных систем возможно применение средств пассивной стабилизации, представляющих собой раскрытие щитков без протоков, щитков с протоками и вскрытие различных технологических отверстий на поверхности модели [4]. В научной среде также обсуждается вариант уничтожения створок, например сжигание или мелкое диспергирование в плотных слоях атмосферы после их отделения [9].

Данная работа посвящена анализу применения вариантов пассивной стабилизации створки ГО РН с использованием различных комбинаций стабилизирующих конусов. Были проведены эксперименты в дозвуковой аэродинамической трубе по определению балансировочных углов атаки и расчёты в пакете ANSYS CFX [10].

Постановка задачи. Рассмотрена базовая исследуемая модель, представляющая собой створку ГО РН в масштабе 1:100 (рис. 1).

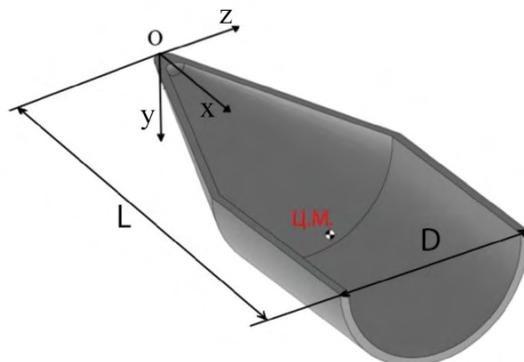


Рисунок 1. Модель створки ГО РН (базовая модель)

АДХ данной модели были исследованы ранее и представлены в [4]. При расчётах аэродинамических характеристик базовой модели с применением различных комбинаций стабилизирующих конусов аэродинамические коэффициенты определялись в связанной системе координат OXYZ (рисунок 1). При расчете коэффициента продольной силы C_x , коэффициента нормальной силы C_y , коэффициента момента тангажа относительно центра масс m_z $_{ц.м.}$ и аэродинамического качества $K=C_{ya}/C_{xa}$ (C_{ya} и C_{xa} – коэффициенты подъемной силы и силы лобового сопротивления) за характерную длину принята длина модели $L = 0,1144$ м, за характерную площадь – площадь проекции створки на плоскость XOZ $S_{xOz} = \pi D^2/4 = 0,000905$ м².

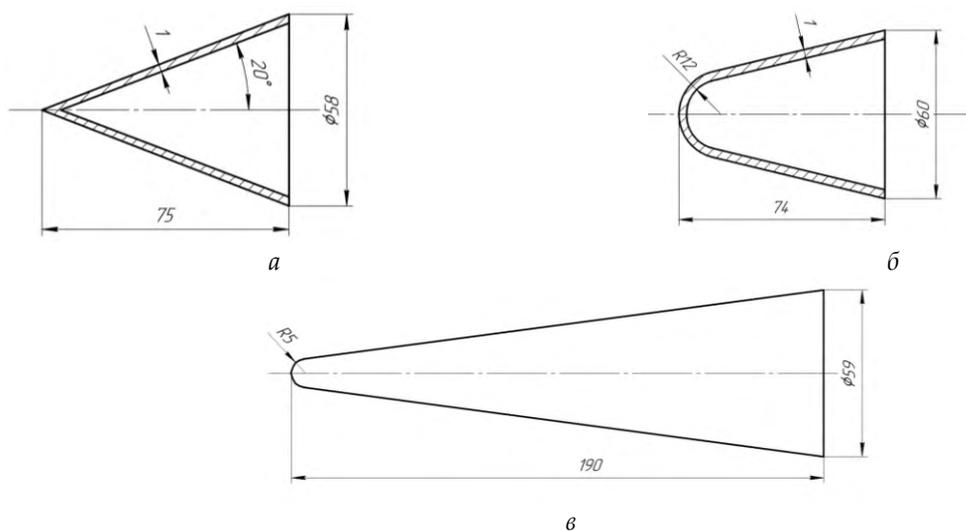


Рисунок 2. Модели средств пассивной стабилизации

В качестве средств пассивной стабилизации рассмотрено три модели, представляющие собой полые пластмассовые конуса: острый (модель №1, рисунок 2, а) и затупленный (модель №2, рисунок 2, б), а также сплошной пенопластовый конус (модель №3, рисунок 2, в), которые соединялись с базовой моделью при помощи гибкой или жёсткой связи.

Определение балансировочных углов атаки. В случае гибкой связи указанные средства пассивной стабилизации закреплялись за носовую часть базовой модели с помощью нити (рисунок 3). Длина нити измерялась в характерных длинах модели L . Результаты расчетов приведены в таблице 1.

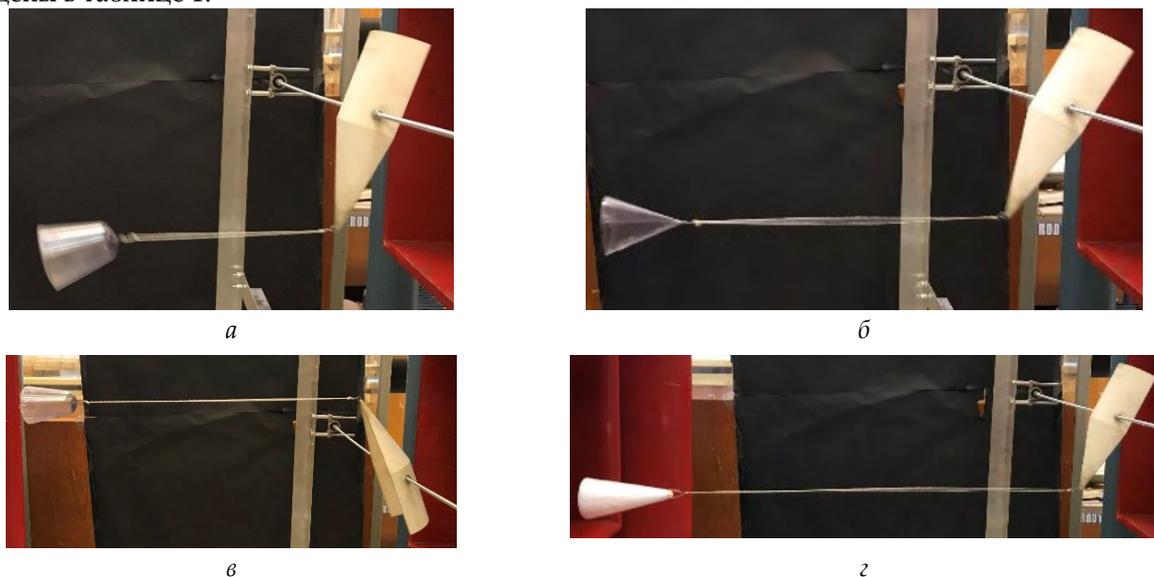


Рисунок 3. Модели средств пассивной стабилизации на нитях длиной: L (а), $1,5L$ (б), $2L$ (в), $3L$ (з)

Таблица 1. Изменение балансировочных углов атаки и аэродинамического качества исследуемых моделей на гибкой связи относительно базовой

Длина нити	Модель	$\Delta\alpha_{бал1}$	ΔK_1	$\Delta\alpha_{бал2}$	ΔK_2
1L	1	11	0,149	-	-
	2	25	0,400	-25	0,046
	3	19	0,247	-57	0,194
1,5L	1	-10	0,173	-19	0,358
	2	19	0,273	-18	0,121
	3	24	0,335	-33	0,126
2L	1	15	0,209	-23	0,314
	2	23	0,343	-22	0,159
	3	16	0,218	-29	0,169
3L	1	8	0,079	-19	0,271
	2	5	0,017	-29	0,125
	3	21	0,289	83	0,235

При стабилизации с применением жесткой связи конуса (рис.2, а) закреплялись неподвижно на вогнутой поверхности створки (рисунок 4). Для облегчения конструкции были рассмотрены варианты с различной степенью перфорации σ стабилизирующих конусов.

$$\sigma = \frac{S_{отв}}{S_{бок}} \cdot 100\%, \quad (1)$$

где $S_{отв}$ – суммарная площадь отверстий, $S_{бок}$ – площадь боковой поверхности конуса.

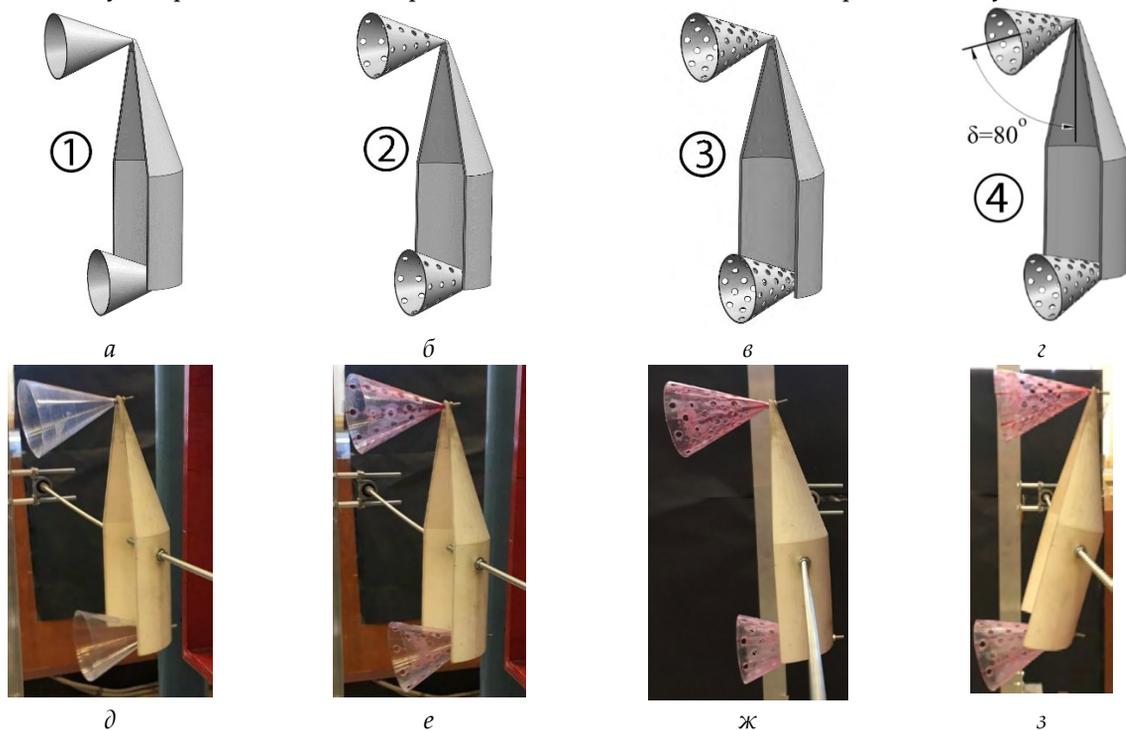


Рисунок 4. Сборки исследуемых моделей с жёстким закреплением конусов; а - г – 3D модели; д - з – фотографии исследуемых моделей в аэродинамической трубе; а, д: $\sigma = 0\%$, б, е: $\sigma = 10,8\%$, в, г, ж, з: $\sigma = 18,8\%$;

С помощью датчика определены балансировочные углы атаки для каждой конфигурации, на которых с помощью модуля ANSYS CFX было вычислено аэродинамическое качество. В результате расчетов было выявлено, что при расположении двух перфорированных ($\sigma=18,8\%$) стабилизирующих конусов на жесткой связи под углом $\delta = 80^\circ$ к поверхности створки при дозвуковом обтекании наблюдается положительный эффект уменьшения аэродинамического качества ($\Delta K=-0,037$) на балансировочном угле атаки, который был подтвержден расчетным путем при сверхзвуковой скорости набегающего потока ($\Delta K=-0,182$) (таблица 2).

Таблица 2. Изменение балансировочных углов атаки и аэродинамического качества исследуемых моделей относительно базовой

№ сборки	V, м/с	σ , %	ΔK_1	$\Delta \alpha_{бал1}$
1	20	0	0,109	15
2	20	10,8	0,084	4
3	20	18,8	0,068	6
4	20	18,8	-0,037	-3
4	680,59	18,8	-0,182	-10

Заклучение

По результатам проделанной работы можно сделать следующие выводы:

- При наличии гибкой связи имеется два балансировочных угла атаки, а при жесткой – один;
- При наличии рассмотренных средств пассивной стабилизации, исключается непредсказуемое вращение модели в плоскости симметрии при внешних возмущениях, что наблюдается при их отсутствии;
- Уменьшение аэродинамического качества на балансировочных углах атаки возможно только при стабилизации с использованием жесткой связи;

Список литературы

1. Дядькин А.А., Крылов А.Н., Луценко А.Ю., Михайлова М.К., Назарова Д.К. Особенности аэродинамики тонкостенных конструкций. *Космическая техника и технологии*, 2016, № 3 (14), с. 15–25.
2. Trushlyakov V., Lempert D., Zarko V. The use of thermite-incendiary compositions for burning of fairing of space launch vehicle. *New Trends in Research of Energetic Materials. 18th International Seminar*, 2015, vol. 2, pp. 901–904.
3. Шатров Я.Т., Баранов Д.А., Трушляков В.И., Куденцов В.Ю., Ситников Д.В., Лемперт Д.Б. Технологии снижения техногенного воздействия пусков ракет космического назначения на окружающую среду. *Вестник Самарского государственного аэрокосмического университета имени академика С.П. Королёва (национального исследовательского университета)*, 2016, т. 15, № 1, с. 139–150. DOI: 10.18287/2412-7329-2016-15-1-139-150
4. Луценко А.Ю., Назарова Д.К., Слободянюк Д.М. Расчет аэродинамических характеристик и параметров обтекания створки головного обтекателя ракеты-носителя в пакете ANSYS CFX. *Инженерный журнал: наука и инновации*, 2018, вып. 5. <http://dx.doi.org/10.18698/2308-6033-2018-5-1766>
5. Елисейкин С.А., Подрезов В.А., Полуаршинов А.М., Ширшов Н.В. Проблемные вопросы расчета районов падения отделяющихся частей ракет-носителей. *Труды Военно-космической академии им. А.Ф. Можайского*, 2016, № 655, с. 107–113.
6. Давыдович Д.Ю. Анализ существующих подходов к снижению площадей районов падения створок головных обтекателей. *Проблемы разработки, изготовления и эксплуатации ракетно-космической техники и подготовки инженерных кадров для авиакосмической отрасли. Сб. трудов конф. Омск, 30–31 мая 2016 г.*, с. 29–36.
7. Пат. 2495802 РФ. МПК В 64 G 1/62. Способ применения парашютной системы для спасения отработанных ступеней ракет-носителей или их частей и спускаемых космических аппаратов / Ю.Н. Гвоздев и др. Заявлено 17.03.2011; Опубликовано 20.10.2013, Бюл. № 29. – 6 с
8. Wiesendanger A. RUAG Reusable payload fairing // 32nd National Space Symposium. – Colorado Springs, US. – April 11-14, 2016.
9. Д.Ю. Давыдович, М.М. Дронь, К.И. Жариков, Ю.В. Иордан Сжигание или мелкое диспергирование створок головного обтекателя ракеты-носителя за счет дополнительного подвода тепла при движении на атмосферном участке траектории спуска "Орбита молодёжи" и перспективы развития российской космонавтики: сборник докладов Всероссийской молодёжной научно-практической конференции, г. Томск, 18-22 сентября 2017 г. — Томск : Изд-во ТПУ, 2017. — [С. 187-188].
10. ANSYS CFX-Solver Theory guide. ANSYS Inc., 2009.

EXPERIMENTAL INVESTIGATIONS OF THE AERODYNAMIC STABILIZATION METHODS OF THE LAUNCH VEHICLE PAYLOAD FAIRING HALF

© A.Yu. Lutsenko, D.K. Nazarova, D.M. Slobodyanuk

Bauman Moscow State Technical University, Moscow, Russia

This paper considers the aerodynamic characteristics of the model of detachable payload fairing half having passive stabilization devices which are conical bodies with flexible or rigid connections. In order to determine the trim angles of attack we carried out experiments in a subsonic wind tunnel. We also conducted mathematical modelling of airflow around the model and calculated the values of the lift-to-drag ratio for the obtained trimmed angles of attack. We compared the characteristics of the considered stabilization devices.

Key words: aerodynamic characteristics, launch vehicle, payload fairing half, airflow modelling, passive stabilization, ANSYS CFX.

Introduction

One of the reasons for the fall location scatter of the detachable parts of the launch vehicles such as payload fairing halves is non-zero lift-to-drag ratio at trim angle of attack. This happens because the fairing half's shape is a thin curved surface with relatively low mass [1-3] and has no means of stabilization. Because of this the dedicated fall area is very large and requires costly servicing [4]. The task of finding means of reducing fall area of the launch vehicle payload fairing halves is very important [5,6] but to date it has not been researched thoroughly enough.

Various parachute systems can be used for minimizing the payload fairing half fall area:

- 1) an aerospace parachute system ensuring controlled entry in the dense atmosphere layers, reduction of hypersonic speed and heat loading [7];
- 2) a parachute system consisting of a drogue parachute and a parafoil for mid-air recovery of the payload fairing halves [8];
- 3) a parachute system consisting of a drogue parachute and a main parachute for in-water recovery of the payload fairing halves [8].

Passive means of stabilization can be used aside from parachute systems. These means include opening shields with or without ducts and also opening of various utility holes on the surface of the model [4]. The solution of destroying the fairing halves, for example by burning or fine dispersion in the dense atmosphere layers after separation is also discussed in the scientific community [9].

This work is devoted to analyzing different ways of stabilizing the payload fairing half of a launch vehicle by using various combinations of stabilizing cones. We carried out experiments in the wind tunnel in order to determine the trim angles of attack and conducted simulations in ANSYS CFX (licensing agreement number 339001) [10].

Problem setting. We consider the base model – a launch vehicle payload fairing half at a 1:100 scale (figure. 1).

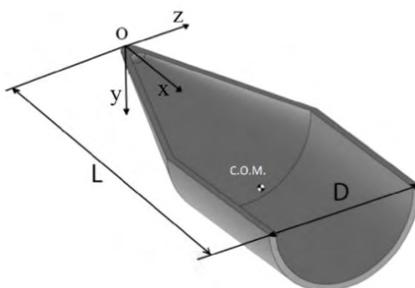


Figure. 1. Base model of the launch vehicle payload fairing half

The aerodynamic characteristics of this model have been researched and presented in [4]. The aerodynamic coefficients were determined in the body-fixed coordinate system OXYZ (figure 1).for calculating aerodynamic characteristics of the base model with various combinations of stabilizing cones. The characteristic length is given by the model length $L = 0.1144$ m, the characteristic area is given by area of the fairing half projection on the XOZ plane $S_{xOz} = 0.000905$ m² for calculating the lift and drag coefficients C_x and C_y , the pitching moment coefficient with respect to the center of mass m_{zcom} , and the lift-to-drag ratio $K = \frac{C_{ya}}{C_{xa}}$.

We consider three models of passive stabilization devices. The models include a solid foam plastic cone (model №3, figure 2 c) and hollow plastic cones: a sharp cone (model №1, figure 2 a) and a blunted one (model №2, figure 2 b). The cones are connected to the base model using rigid or flexible connection.

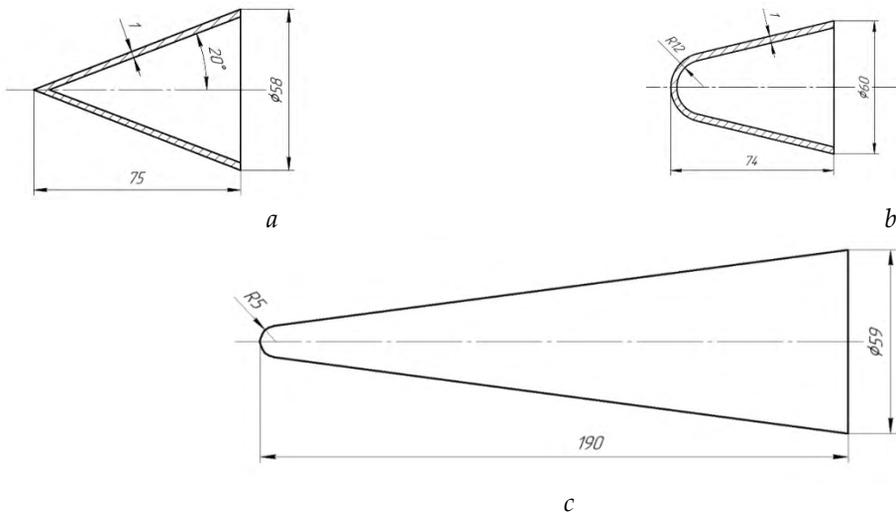


Figure 2. Models of passive stabilization devices

Determination of trim angles of attack. The considered models of the passive stabilization devices were attached to the payload of the model with a thread. The length of the thread was measured in the base model's characteristic lengths L (figure 3). The results are shown in table 1 ($\Delta\alpha_{trim} = \alpha_i - \alpha_{base}$; $\Delta K = |K_i| - |K_{base}|$, α_i , K_i — trimmed angle of attack and the corresponding lift-to-drag ration of the i -th combination; α_{trim} , K_{trim} — the corresponding values of the base model).

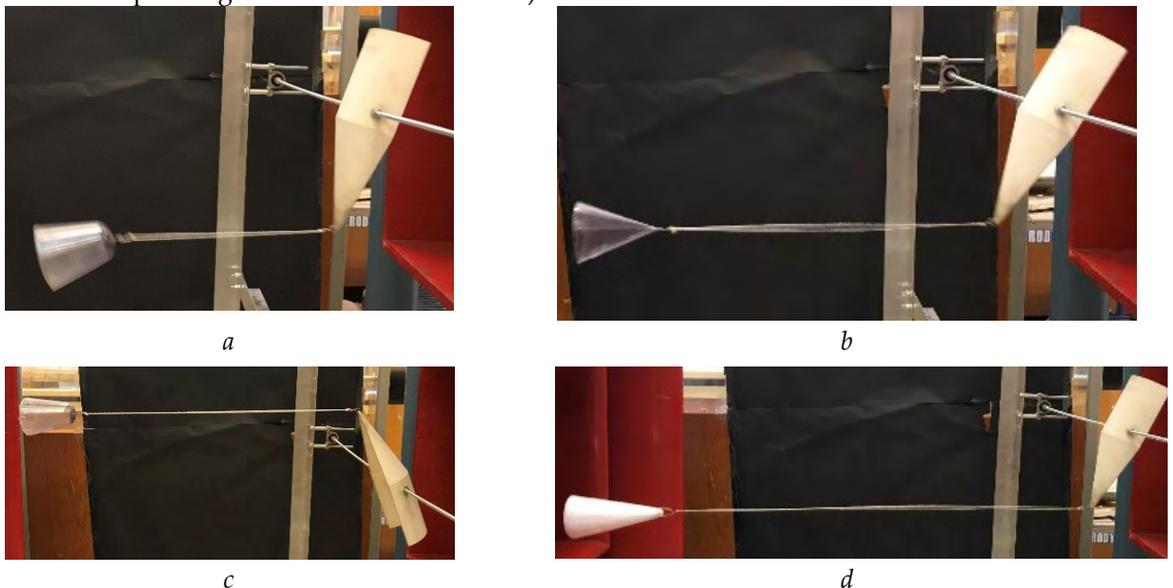


Figure 3. Models of the passive stabilization devices on threads having length: L (a), $1,5L$ (b), $2L$ (c), $3L$ (d)

Table 1. Change of the trimmed angles of attack and the lift-to-drag ratios of the analyzed models compared to the base model

Thread length	Model	$\Delta\alpha_{trim1}$	ΔK_1	$\Delta\alpha_{trim2}$	ΔK_2
1L	1	11	0.149	-	-
	2	25	0.400	-25	0.046
	3	19	0.247	-57	0.194
1,5L	1	-10	0.173	-19	0.358
	2	19	0.273	-18	0.121
	3	24	0.335	-33	0.126
2L	1	15	0.209	-23	0.314
	2	23	0.343	-22	0.159
	3	16	0.218	-29	0.169
3L	1	8	0.079	-19	0.271
	2	5	0.017	-29	0.125
	3	21	0.289	83	0.235

We also considered the alternative of rigidly attaching two thin-walled cones (figure 2, a) at the head and rear parts of the model. In order to reduce the weight of the structure we made holes in the stabilizing cones with different values of perforation ratio

$$\sigma = \frac{S_{hole}}{S_{cone}} \cdot 100\%, \quad (1)$$

S_{hole} - the holes total area, S_{cone} - the cone side surface area.

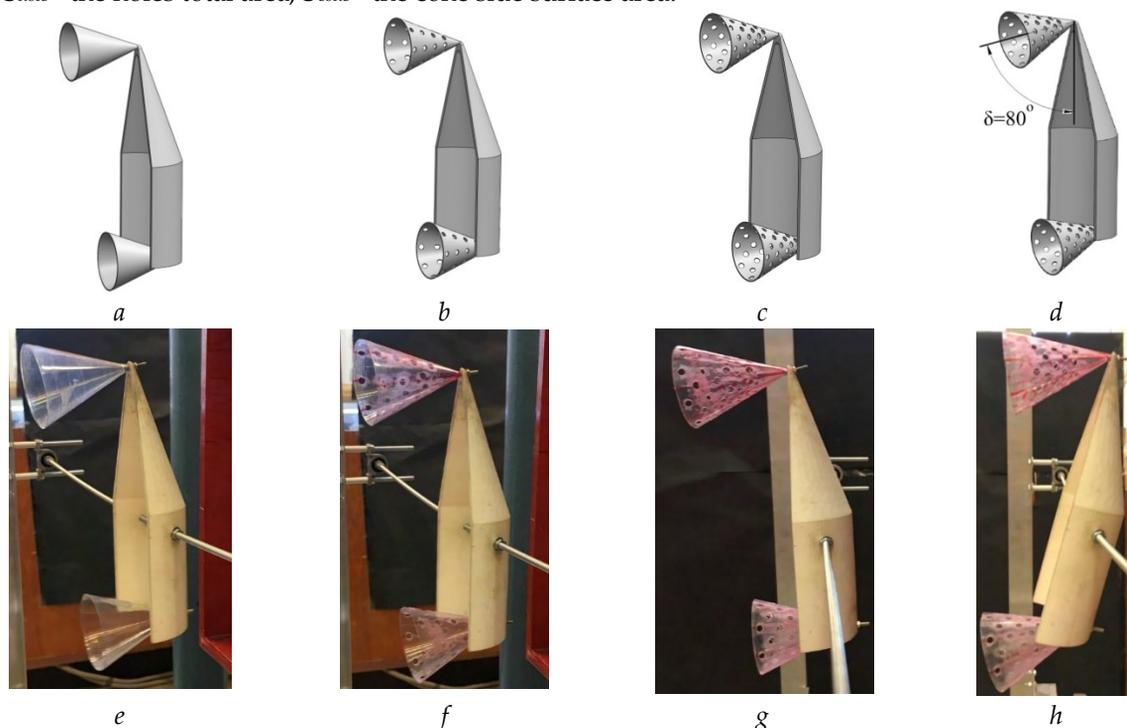


Figure 4. The assemblies of the analyzed models with rigid connection of the cones (a - d – 3D models; e - h – photos of the analyzed model in the wind tunnel; a, e: $\sigma = 0\%$, b, f: $\sigma = 10.8\%$, c, g, h, d: $\sigma = 18.8\%$)

We measured the trim angles of attack of these models in the wind tunnel using the incremental encoder and calculated the lift-to-drag ratios for the obtained angles using ANSYS CFX. The calculations revealed that installing stabilizing cones at the angle of $\delta = 80^\circ$ to the half surface yields positive effect for subsonic flow. Because of this, we decided to simulate this configuration for the supersonic airstream speed ($M_\infty=2$). The calculations also revealed the reduction of the lift-to-drag ratio for the trim angle of attack. The results are presented in table 2.

Table 2. Change of the trim angles of attack and the lift-to-drag ratios of the analyzed models

Assembly №	V, m/s	σ , %	ΔK_1	$\Delta\alpha_{trim1}$
1	20	0	0.109	15
2	20	10.8	0.084	4
3	20	18.8	0.068	6
4	20	18.8	-0.037	-3
4	680.59	18.8	-0.182	-10

Conclusion

The following were identified as a result of the work:

- There are two trim angles of attack if the connection is flexible and one angle trim angle of attack if the connection is rigid.
- In both cases, the rotation of the model in the symmetry plane under external disturbances devices is eliminated unlike when there was no stabilization.
- The lift-to-drag ratio can be reduced down using stabilization with rigid connection only.

References

1. A.A. Dyadkin, A.N. Krylov, A.Yu. Lutsenko, M.K. Mikhailova, D.K. Nazarova Space engineering and technology, **14**, 15-25 (2014).
2. V. Trushlyakov, D. Lempert, V. Zarko New Trends in Research of Energetic Materials. 18th International Seminar (Pardubice University Press, Czech Republic, 2015), Vol. 2, pp. 901-904.
3. Ya.T. Shatrov, D.A. Baranov, V.I. Trushlyakov, V.Yu. Kudentsov, D.V. Sitnikov, D.B. Lempert, Vestnik of Samara University. Aerospace and Mechanical Engineering, **15**, 139-150 (2016)
4. A.Yu. Lutsenko, D.K. Nazarova, D.M. Slobodyanyuk Engineering Journal: Science and Innovation, **77**, 1-17 (2018)
5. S.A. Eliseikin, V.A. Podrezov, A.M. Poluarchinov, N.V. Shirshov Proceedings of the Mozhaisky Military Space Academy, **655**, 107-113 (2016).
6. D.Yu Davydovich, in Proceedings of conference on problems of development, manufacture and operation of rocket and space technology and training of engineering personnel for the aerospace industry, Omsk, May 30-31, 2016 (Omsk TU press, Russia, 2016), pp. 29-36.
7. Yu.N. Gvozdev, A way of using the parachute system to save worn-out stages of carrier rockets or their parts and descent space vehicles, R.U. patent 2495802 (2013)
8. See supplementary material <https://slideplayer.com/slide/15726077/> at for the presentation by Andreas Wiesendanger, at 32nd National Space Symposium, Colorado Springs, US, April 11-14, 2016.
9. D.Yu. Davydovich, M.M. Drone, K.I. Zharikov, Yu.V. Jordan, in Proceedings of All-Russian Youth Scientific and Practical Conference, Tomsk, 2017 (Tomsk: Publishing house TPU, 2017), pp. 187-188.
10. ANSYS CFX-Solver Theory guide, ANSYS Inc., 2009, see <https://www.ansys.com/products/fluids/ansys-cfx>.

ПОЛУЧЕНИЕ ТЕПЛОГО ПЛОТНОГО ВЕЩЕСТВА С ПОМОЩЬЮ УДАРНОЙ ВОЛНЫ В МАЛОПЛОТНОМ ПЛАСТИКЕ

С.Ф. Гаранин, Е.М. Кравец, С.Д. Кузнецов

РФЯЦ-ВНИИЭФ, Саров, Россия

Введение

Теплым плотным веществом (ТПВ) [1] называют состояние вещества в промежуточной области между конденсированным веществом и идеальной плазмой, более горячее, чем обычное конденсированное вещество, но более холодное и более плотное, чем традиционная идеальная плазма. В этой области состояния, которую часто характеризуют диапазоном температур $1 < T < 50$ эВ и плотностью в диапазоне $0.01\rho_0 < \rho < 2\rho_0$ (ρ_0 – твердотельная плотность), вещество не может описываться теориями, применимыми для идеальной плазмы или для конденсированного (твердотельного) вещества. Задача получения ТПВ представляет интерес для ряда явлений. ТПВ встречается в ядрах газовых планет-гигантов, а в технических и физических приложениях образуется в системах, испытывающих быстрый переход от твердого состояния в плазму, таких как взрывающиеся проволочки и быстро нагреваемое (под действием, например, лазерного излучения или сильных магнитных полей) вещество.

Для получения ТПВ используются различные экспериментальные методы: изохорический нагрев [2], изобарическое расширение [3-4], ударное сжатие низкоплотной плазмы, ударное сжатие конденсированного вещества пластинами или лайнерами, разгоняемыми магнитным полем (см., например, [5, 6]). В работах [7, 8] рассматривался электровзрыв металлической фольги для изучения образования ТПВ и измерения его электрического сопротивления и уравнения состояния (УрС-а).

Перспективным методом получения ТПВ и определения его УрС-а является ударное сжатие низкоплотного пористого вещества (пены) с помощью высокоскоростных драйверов, таких как электрофизические или лазерные установки. В работе [9] с помощью лазерной установки Nike проводились измерения ударной адиабаты пены СН с начальной плотностью ~10% от твердого полистирола в диапазоне давлений 2-9 Мбар. Скорости ударной волны и массовые скорости вещества доходили в экспериментах до сотни км/с. Однако результаты измерений ударной адиабаты в экспериментах довольно сильно отличались от предсказаний моделей УрС-ов SESAME и CALEOS, что само по себе не очень удивительно, поскольку область ТПВ является трудной для теоретического описания. Несколько странно, однако, что сами ударные адиабаты SESAME и CALEOS не ведут себя при относительно малых давлениях (<100 кбар) разумно с теоретической точки зрения: не стремятся к конденсированной плотности, как это должно быть для пористого вещества при низких давлениях [10], и не согласуются в этой области с экспериментом.

Мы решили построить ударную адиабату для пенистого полистирола, подобрав параметры в трехчленном УрС-е, форма которого была ранее предложена нами для алюминия и меди [11], и который имеет правильное асимптотическое поведение при низких и высоких температурах. Цель этой работы – определить, насколько хорошо можно описывать ударную адиабату для пористого пластика, пользуясь трехчленным УрС-ом [11], а также определить диапазон ударной адиабаты для пористого материала, в котором вещество будет находиться в состоянии ТПВ. Зная этот диапазон, можно планировать эксперименты с электрофизическими и лазерными драйверами для исследования ТПВ.

1. Уравнение состояния пластика

УрС металлов [11] имеет аналитическую форму. Давление p и внутренняя энергия представляются в виде суммы трех членов, которые зависят от температуры T и плотности ρ

$$\begin{aligned} p(\rho, T) &= p_1(\rho) + p_2(\rho, T) + p_s(\rho, T), \\ \varepsilon(\rho, T) &= \varepsilon_1(\rho) + \varepsilon_2(\rho, T) + \varepsilon_s(\rho, T), \end{aligned} \quad (1)$$

где $p_1(\rho)$ и $\varepsilon_1(\rho)$ – холодный или упругий член, представляющий конденсированную плотность, скорость звука в конденсированном веществе и энергию сублимации и представляющийся в виде

$$\begin{aligned} p_1 &= p_0(\delta^n - \delta^m), \\ \varepsilon_1 &= (p_0 / \rho_0)[\delta^{n-1} / (n-1) - \delta^{m-1} / (m-1) - 1 / (n-1) + 1 / (m-1)] \end{aligned} \quad (2)$$

($\delta = \rho / \rho_0$, ρ_0 – конденсированная плотность, степени n и m для металлов находятся в диапазоне $n = 3 \div 3.5$, $m = 2 \div 2.5$);

$p_s(\rho, T)$ и $\varepsilon_s(\rho, T)$ – горячий член, совпадающий с УрС-ом Саха для многократно ионизованной плазмы [10] (который определяет УрС для высоких температур или малых плотностей), представляющийся в виде¹

$$\begin{aligned} p_s &= (9.65 / A) \rho(2+z)T, \\ \varepsilon_s &= (9.65 / A) \cdot [1.5(2+z)T + Q(z)] \end{aligned}$$

(A – атомный вес; z определяется приближенным способом решения уравнения Саха для многократной ионизации [10] с помощью трансцендентного уравнения $I(z+0.5) = T \ln(317AT^{3/2} / (z\rho))$; $I(z)$ – потенциалы ионизации; $Q(z)$ – затраты на ионизацию

$$Q(z) = \sum_1^z I(z);$$

$p_2(\rho, T)$ и $\varepsilon_2(\rho, T)$ – решеточный член, который вносит вклад в удельную теплоемкость конденсированного вещества и уменьшается при высоких температурах или низких плотностях в плазменной области, представляющийся в виде

$$\begin{aligned} \varepsilon_2 &= BT^{3/4} \delta^{5/6}, \\ p_2 &= (10/3) \varepsilon_2 \rho. \end{aligned} \quad (3)$$

Первый и третий член УрС-а (1) точно удовлетворяют термодинамическому тождеству

$$T \left. \frac{\partial p}{\partial T} \right|_V - p - \left. \frac{\partial \varepsilon}{\partial V} \right|_T = 0,$$

так что ошибка в соблюдении этого тождества определяется только уравнением Саха и должна быть мала.

Энергия сублимации ε_0 и квадрат холодной скорости звука c^2 для УрС-а (1) определяются только упругим вкладом (2) и по порядку величины равны между собой

$$\begin{aligned} \varepsilon_0 &= (p_0 / \rho_0)[1 / (n-1) - 1 / (m-1)], \\ c^2 &= (n-m)(p_0 / \rho_0). \end{aligned}$$

Однако для пластиков это не так. Скорости звука в них довольно малы, а для того, чтобы их сложные молекулы разделить на атомы, нужно затратить довольно большую энергию химической связи. Предположим для полистирола упругий вклад в виде

$$\begin{aligned} p_1 &= 0.002 \rho_0 (\delta^{1.95} - \delta^{1.6}), \\ \varepsilon_1 &= 0.002 (\delta^{0.95} / 0.95 - \delta^{0.6} / 0.6 + 0.614), \end{aligned} \quad (4)$$

конденсированная плотность полистирола равна $\rho_0 = 1 \text{ г/см}^3$. Тогда скорость звука будет 2.65 км/с (более или менее разумно), а энергия сублимации будет равна 12.3 кДж/г (из-за низких степеней в (4) основной вклад в холодную энергию будут вносить малые плотности). Однако энергия химической связи стирола (энергия атомизации) составляет [12] ~70 кДж/г. Для того, чтобы описывать УрС полистирола (и аналогично для других пластиков), необходимо учесть добавочные затраты энергии в размере $\varepsilon_D^{(0)} \sim 70 - 12 \approx 58 \text{ кДж/г}$. Можно предположить, что главным фактором, разрушающим молекулы (аналогично диссоциации), является температура, и добавить в (1) член с

¹ Здесь и далее используем систему см, г, 10⁻⁷с, температура в кэВ.

энергией $\varepsilon_D(T)$, зависящий только от температуры. Поскольку разрушение молекул должно происходить в электронвольтной области температур, мы предположили, что $\varepsilon_D(T)$ для полистирола находится по формуле

$$\varepsilon_D(T) = \varepsilon_D^{(0)} \frac{T - 0.00005}{T + 0.00085}$$

и имеет вид, показанный на рис. 1: предполагается, что разрушение молекул начинается с температуры 0.05 эВ и с ростом температуры стремится к значению $\varepsilon_D^{(0)}$.

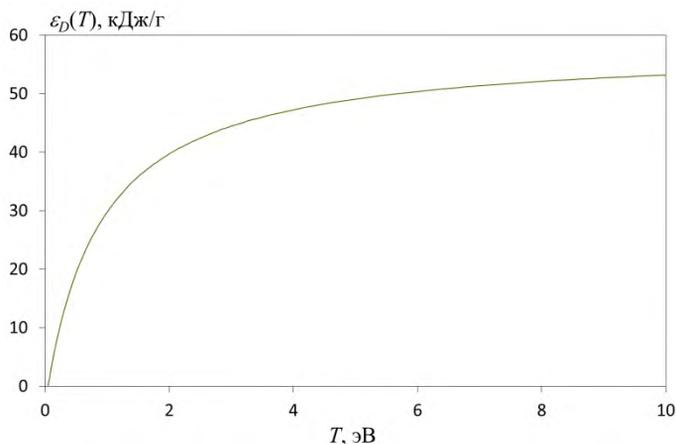


Рисунок 1. Зависимость $\varepsilon_D(T)$ для полистирола при $\varepsilon_D^{(0)} = 58$ кДж/г

Холодную часть УрС-а предполагаем в виде (4), коэффициент B в (3) считаем равным $B = 0.2$, а для уравнения Саха расчеты будем проводить по формулам многократной ионизации [10] отдельно для водорода Н и отдельно для углерода С (химический состав полистирола – СН), полагая равными их средние потенциалы ионизации $I_H(z+0.5, T) = I_C(z+0.5, T)$.

2. Ударная адиабата

В начальном состоянии пористого материала, в соответствии с [10], считается

$$p = 0, \quad \varepsilon = 0. \quad (5)$$

Оно буквально не соответствует УрС-у (4), но в пористом материале вещество состоит из кусочков конденсированного вещества, разделенных порами, а для каждой из этих фракций это условие выполняется.

Результаты расчетов ударной адиабаты для уравнения состояния (1) для полистирола с добавкой $\varepsilon_D(T)$, приведенной на рис. 1, и начальным состоянием (5) представлены на рис. 2. Начальная плотность полистирола принималась равной $\rho_1 = 0.1$ г/см³.

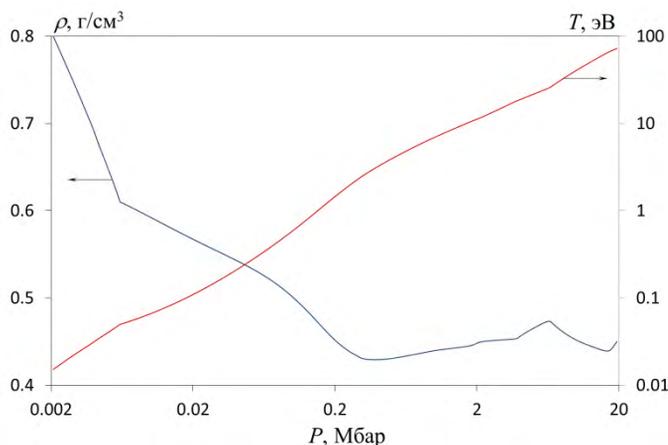


Рисунок 2. Зависимости температуры и плотности от давления для ударной адиабаты полистирола

На рис. 3 приведена зависимость $P(\rho/\rho_1)$ в сравнении с экспериментальными данными [9, 13], а также с результатами расчетов с использованием уравнений состояния SESAME и CALEOS, приведенными в [9].

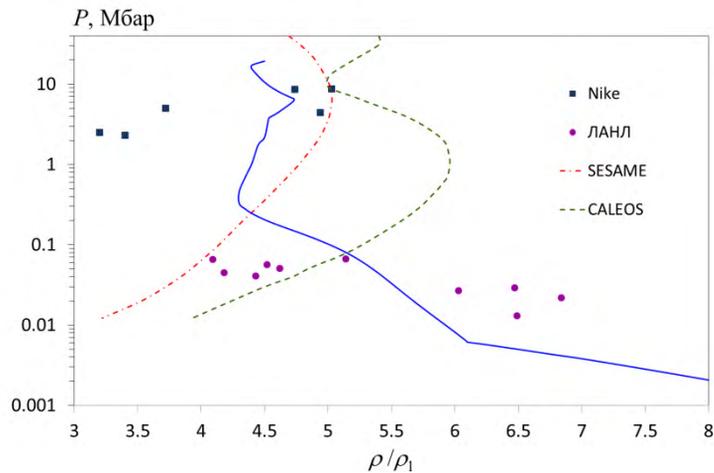


Рисунок 3. Зависимость $P(\rho/\rho_1)$ (сплошная линия) в сравнении с экспериментальными и расчетными данными [9, 13]

Из рисунков 2 и 3 видно, что полученная ударная адиабата ведет себя более разумно, чем ударные адиабаты, полученные с помощью моделей УрС-ов SESAME и CALEOS, и качественно согласуется с экспериментальными данными [9] и [13]. В частности, в отличие от ударных адиабат SESAME и CALEOS, виден поворот при низких давлениях (<100 кбар) к конденсированной плотности $\rho/\rho_1 = 10$. Экспериментальные точки ЛАНЛ [13] также указывают на такой поворот. Некоторой мерой качественного соответствия экспериментальных и расчетных ударных адиабат может служить среднеквадратичное отклонение расчетных значений ρ/ρ_1 от экспериментальных при заданном давлении на ударной волне, которое составляет ~35% и ~32% для адиабат SESAME и CALEOS соответственно, а для полученной нами адиабаты эта величина равна ~19%.

Согласие расчетов SESAME и CALEOS с экспериментальными результатами [9] в области более высоких давлений (~ 9 Мбар) оказывается лучшим, чем в области более низких давлений ~ 2 Мбар. Возможно, это связано с тем, что для больших давлений состояние вещества за фронтом является более однородным, поэтому лучше соответствует расчетам по моделям. Представляется, что для экспериментов [9] основной механизм гомогенизации начального неоднородного состояния пены – электронная теплопроводность, которая выравнивает температуру, а, следовательно, и плотность, поскольку давление выравнивается гидродинамически быстро. Некоторую роль в начальном размещивании вещества может играть турбулентность, но она должна быстро затухнуть за фронтом. Итак, оценки электронной теплопроводности за фронтом ударной волны с давлением ~ 2 Мбар (плотность ~ 0.5 г/см³, температура ~ 10 эВ) ~ 5 см²/с, а для электронной теплопроводности за фронтом ударной волны с давлением ~ 9 Мбар (плотность ~ 0.5 г/см³, температура ~ 40 эВ) ~ 20 см²/с. Если размер начальных неоднородностей ~1 мкм, то время гомогенизации будет ~ 2 нс для 2 Мбар и ~ 0.5 нс для 9 Мбар. Эти времена сравнимы с временами лазерного импульса (~4 нс), и для больших давлений состояние за фронтом, вероятно, будет более однородным и, может быть, будет лучше соответствовать расчетам по моделям.

3. Границы теплового плотного вещества

На рис. 4 показана полученная в расчетах ударной адиабаты полистирола зависимость температуры вещества от его массовой скорости.

Поскольку плотность вещества при ударном сжатии соответствует области ТПВ, из рис. 4 видно, что вещество за фронтом волны находится в состоянии ТПВ ($1 < T < 50$ эВ) при массовой скорости, находящейся в пределах от 11 км/с до 100 км/с. Указанный диапазон температур

соответствует давлениям 0.16 – 12 Мбар (см. рис. 2). Такие скорости можно получать в электрофизических и лазерных экспериментах, поэтому возможно изучение ТПВ в экспериментах по генерации ударных волн в малоплотном пористом веществе.

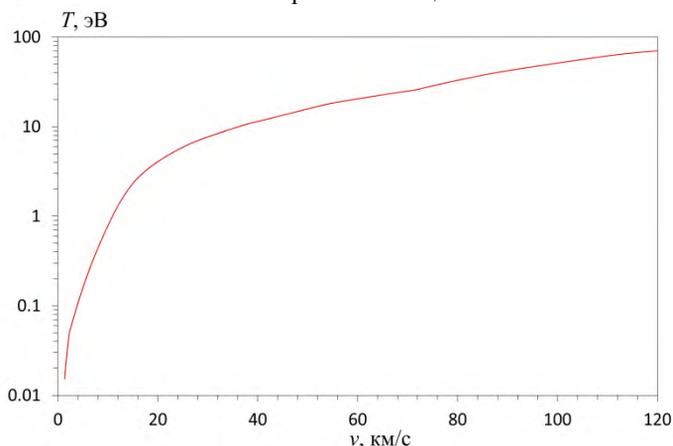


Рисунок 4. Зависимость температуры от массовой скорости вещества для ударной адиабаты полистирола

Заключение

При использовании трехчленного УрС-а для пористого пластика с учетом затрат энергии на разрушение химических связей построена ударная адиабата для пенистого полистирола. На основании проведенных расчетов можно сделать следующие выводы.

Полученная ударная адиабата ведет себя более разумно, чем ударные адиабаты, найденные с помощью моделей УрС-ов SESAME и CALEOS, и качественно согласуется с экспериментальными данными.

Определен диапазон ударной адиабаты для пористого материала, в котором вещество будет находиться в состоянии ТПВ. Он соответствует давлению 0.16 – 12 Мбар и массовой скорости вещества 11 – 100 км/с. Зная этот диапазон, можно планировать эксперименты с электрофизическими и лазерными драйверами для исследования ТПВ.

Список литературы

1. R. E. Reinovsky, Warm Dense Matter: Another application for pulsed power hydrodynamics, Dig. Tech. Papers, XVII IEEE Int. Pulsed Power Conf., Washington, DC, USA, 2009, p. 203-208.
2. T. Sasaki, T. Kikuchi, M. Nakajima, et al., Tamped target for Warm Dense Matter experiments using intense heavy ion beams // J. Phys., 2008, v. 112, p. 042027(4).
3. С. В. Лебедев, О возможности создания плазмы при электровзрыве проволочек // ТВТ, 1968, т. 6, с. 50.
4. G. R. Gathers, J. W. Shaner, R. L. Brier, Improved apparatus for thermophysics measurements on liquid metals up to 8000K // Rev. Sci. Instrum., 1976, v. 47, № 4, p. 471.
5. J. E. Bailey, M. D. Knudson, A. L. Carlson, et al., Time-resolved optical spectroscopy measurements of shocked liquid deuterium // Phys. Rev. B., 2008, v. 78, p. 144107(17).
6. А. М. Буйко, С. Ф. Гаранин, Ю. Н. Горбачев, et al., Explosive magnetic liner devices to produce shock pressures up to 3 TPa, Dig. Tech. Papers, XVII IEEE Int. Pulsed Power Conf., Washington, DC, USA, 2009, p. 215-220.
7. V. N. Korobenko, A. D. Rakhel, Electrical resistivity and equation of state measurements on hot expanded aluminum in the metal-nonmetal transition range // Phys. Rev. B, 2007, v. 75, p. 064208.
8. С. Ф. Гаранин, С. Д. Кузнецов, Р. Е. Рейновски, Исследование возможности использования установки PHELIX для получения теплого плотного вещества при электровзрыве алюминиевой и медной фольги // ПМТФ, 2015, т. 56, № 1, с. 17-23.
9. Y. Aglitskiy, A. L. Velikovich, et al., Absolute Hugoniot measurements for CH foams in the 2–9 Mbar range // Physics of Plasmas, 2018, v. 25, p. 032705(13).

10. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер, Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений // М.: Наука, 1966, 687с.
11. С. Ф. Гаранин, Физические процессы в системах МАГО-МТФ // Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2012, 343 с.
12. NIST. CCCBDB Atomization Energies, see <https://cccbdb.nist.gov/ea1.asp>.
13. *LASL Shock Hugoniot Data*, edited by S. P. Marsh // University of California Press, Berkeley/Los Angeles, California, 1980.

УЗЕЛ ОТКЛЮЧЕНИЯ ДИСКОВОГО ВЗРЫВОМАГНИТНОГО ГЕНЕРАТОРА ОТ СПИРАЛЬНОГО

Б.Е. Гриневич, Н.И. Ситникова, К.Н. Климущкин, К.С.Торопов

РФЯЦ – ВНИИЭФ, Саров, Россия

Рассмотрены два варианта устройств отключения дискового взрывомагнитного генератора от спирального. Оба варианта не предусматривают наличия электродетонаторов для подрыва устройств и срабатывают автоматически при окончании работы спирального генератора. Описаны принцип действия и конструкция устройства отключения. Представлены результаты моделирования и экспериментов по модернизации стандартного устройства отключения.

Ключевые слова: взрывчатое вещество, спиральный взрывомагнитный генератор, дисковый взрывомагнитный генератор, узел отключения,

Введение. Дисковые взрывомагнитные генераторы (ДВМГ) представляют собой компактные источники электромагнитной энергии с энергозапасом в десятки и сотни мегаджоулей. ДВМГ предназначены для изучения свойств веществ и моделирования физических процессов, происходящих при высоких плотностях энергии [1, 2]. Коэффициент усиления энергии ДВМГ невелик и, как правило, не превышает двадцати [3]. Начальная энергии в ДВМГ вводится с помощью спиральных взрывомагнитных генераторов (СВМГ), коэффициент усиления энергии которых может достигать до тысячи и более [4]. Начальный магнитный поток в СВМГ вводится с помощью конденсаторной батареи. Для того, чтобы максимум энергии ДВМГ поступал в нагрузку, в момент начала работы дискового генератора с помощью специального устройства производится замыкание электрической цепи между спиральным и дисковым генераторами [5]. Это устройство получило название узла отключения (УО).

Конструкция стандартного узла отключения. В целом, конструкция узла отключения была отработана в начале 70-х годов прошлого века и с тех пор не подвергалась изменениям [6]. Конструкция используемого ранее в экспериментах УО ДВМГ от СВМГ, схематично представлена на рис. 1.

Система инициирования заряда 6, состоит из равномерно расположенных по окружности взрывных линий задержки и такого же количества последовательно соединенных электродетонаторов (ЭД). При срабатывании ЭД системы инициирования заряда происходит инициирование детонации в цилиндрическом заряде взрывчатого вещества ВВ 4, с последующим разгоном медного цилиндра-лайнера 3. Лайнер 3 вытесняет лавсановый изолятор 2 в канавки треугольного сечения с углом при вершине ~ 60°, проточенные продольно по образующей на поверхности медного цилиндра 1 и замыкает контур.

Недостатками данной конструкции являются: наличие большого числа ЭД, применение которых может привести в несанкционированному подрыву, связанному с возникновением

электрических наводок во время работы конденсаторной батареи или СВМГ и использование большого количества ВВ необходимого для работы УО. Большое число ЭД приводит к необходимости применения сложных подрывных установок, что не всегда возможно в полевых условиях. Электродетонаторы узла отключения должны срабатывать в строго заданный момент времени, в соответствии с моментами подрыва СВМГ и ДВМГ.

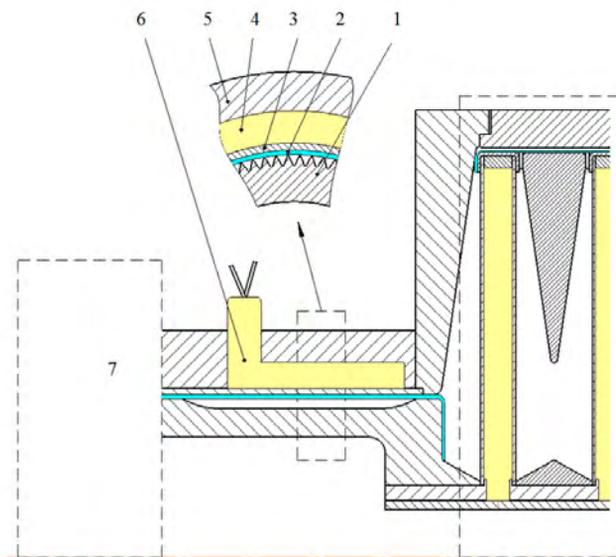


Рисунок 1. Схема стандартного узла отключения ДВМГ от СВМГ:

- 1 – медный цилиндр, 2 - лавсановый изолятор, 3 - медный цилиндр-лайнер,
4 - цилиндрический заряд ВВ, 5 - стальной корпус, 6 - система инициирования заряда, 7 – СВМГ, 8 – ДВМГ

Модернизированный узел отключения с использованием трубы СВМГ в качестве замыкающего элемента

В настоящей работе рассмотрены результаты расчётов и экспериментов по созданию УО, содержащего относительно небольшую массу ВВ, подрыв которого осуществляется автоматически без использования ЭД. Проведено компьютерное моделирование двух вариантов устройства УО – с использованием трубы СВМГ в качестве замыкающего элемента и с использованием заряда ВВ СВМГ для передачи детонации УО.

В обоих вариантах отсутствует дополнительная подрывная установка, а синхронизация работы СВМГ и УО осуществляется выбором взаимного расположением элементов ключа и конца спирали.

В первом варианте для замыкания выхода СВМГ используются выходные фланцы трубы и спирали, а роль переключающего элемента выполняет труба СВМГ. На рис. 2, а приведен эскиз генератора являющийся моделью для расчета работы УО. На рис. 2, б и 2, в приведены результаты расчета работы данного узла к моментам времени $t=0$ (замыкание фланцев трубой - соответствует началу сжатия магнитного поля в ДВМГ) и $t = 13$ мкс (окончание работы ДВМГ). Двумерные газодинамические расчёты моделирования работы различных вариантов узлов отключения, выполнены по программе ANSYS Autodyn [7].

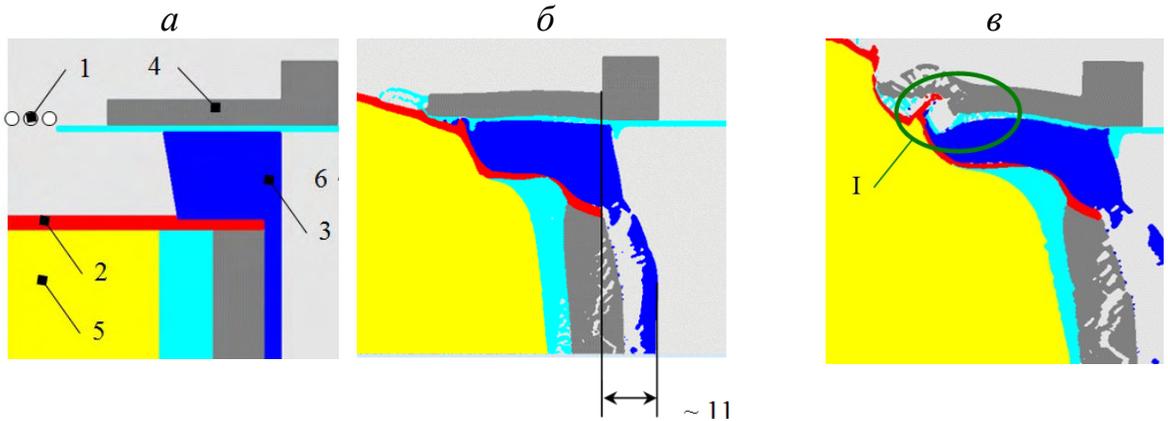


Рисунок 2. Вид расчетной модели узла отключения токового контура от СВМГ:
а – исходное положение, *б* – $t = 0$, *в* – $t = 13$ мкс; 1 – катушка СВМГ;
2 – труба СВМГ (медь); 3 – фланец трубы (сталь); 4 – фланец спирали (сталь);
5 – заряд ВВ СВМГ; 6 – выходной изолятор СВМГ (полиэтилен)

Анализируя расчеты, можно увидеть, что:

- поверхность фланца трубы 3, обращенная к ДВМГ, к началу работы ДВМГ пролетает всего лишь 11 мм (рис. 2, б). Это позволяет располагать ДВМГ вблизи СВМГ.
- в области I (рис. 2, в) наблюдается сильное растяжение и утонение стенки

От заряда ВВ расположенного в трубе СВМГ 11, по трубе до толщины ~ 1 мм, что в условиях эксперимента, при токе 50 МА, непременно приведет к её отрыву и, как следствие, к прерыванию контакта. Кроме этого, наблюдается расширение полости занимаемой выходным изолятором СВМГ, что в сумме с индуктивностью коаксиала занимаемого выходным изолятором СВМГ (~ 0.2 нГн) увеличивает нагрузку ДВМГ на ~ 0.4 нГн.

Модернизированный узел отключения с использованием заряда ВВ СВМГ для передачи детонации УО

В результате проведения предварительных расчетов, с различными вариациями материалов и геометрии, был предложен альтернативный вариант конструкции УО, представленный на рис. 3.

имеющимся в полиэтиленовом кольце и внутреннем медном токопроводе 3 отверстиям, заполненным пластическим составом ВВ, детонация передается пластине из того же состава ВВ толщиной 1 мм. Затем, распространяясь радиально, инициирует кольцевую шашку 5 (толщиной 9 мм) из состава ВВ на основе октогена. Продукты взрыва шашки разгоняют медный электрод 4 в осевом и радиальном направлениях. Замыкание токового контура происходит после разрушения фигурного полиэтиленового изолятора 2 на краях канавок треугольного сечения выполненных на внутренней поверхности медного корпуса 1, при движении электрода 4.

Для того, чтобы снизить интенсивность воздействия ударной волны при детонации кольцевой шашки 5 на детали УО, в стальном фланце 6 предусмотрена полость разгрузки. Между электродом и шашкой ВВ проложено алюминиевое кольцо 8, «смягчающее» действие ударной волны на электрод, обеспечивая тем самым целостность токового контура на всем протяжении времени работы дисковых элементов ДВМГ. Для защиты входного фланца ДВМГ 10 от ударного воздействия в результате распространяющейся детонации ВВ СВМГ, между ним и стальным фланцем проложена полиэтиленовая вставка 7, исполняющая роль демпфера. Толщина этой вставки выбрана таким образом, чтобы ударные волны, возникающие при детонации ВВ, расположенного в трубе СВМГ не достигали ДВМГ до момента начала работы дисковых элементов ДВМГ.

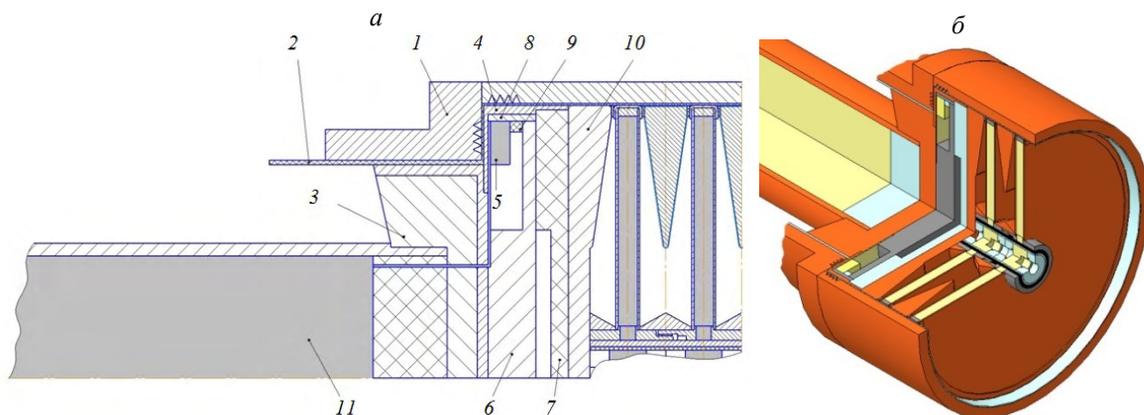


Рисунок 3. Схема (а) и общий вид (б) конструкции подрыва УО от СВМГ

- 1 – медный корпус, 2 – фигурный изолятора, 3 – внутренний токопровод, 4 – медный электрод, 5 – кольцевая шашка ВВ, 6 – стальной фланец, 7 – полиэтиленовая вставка, 8 – алюминиевое кольцо, 9 – полиэтиленовое кольцо, 10 – входной фланец ДВМГ, 11 – ВВ СВМГ

При моделировании, особое внимание было уделено подбору материалов для деталей конструкции узла отключения, которые обеспечивали бы необходимый контакт его рабочих поверхностей на промежутке времени: от момента срабатывания УО и до вытеснения магнитного потока дисковыми элементами ДВМГ в передающую линию. Элементы конструкции, имеющие непосредственный контакт с изолятором, выполнены из одного материала – меди. Тем самым, обеспечивается надежный электрический контакт между токопроводящими частями конструкции.

В ходе моделирования был подобран момент времени для синхронного срабатывания УО с началом работы дисков элементов ВМГ. В момент достижения в ДВМГ максимальной величины начального тока запитки, полученного от предусилителя - СВМГ, узел отключения замыкается и отключает спираль от дисков. В тот же момент времени, под действием продуктов взрыва соседние дисковые элементы ДВМГ начинают схлопываться, сжимая магнитный поток во всех полостях одновременно, и вытесняют его из полостей сжатия через передающую линию в нагрузку. ДВМГ начинает усиливать ток.

На рис. 4 проиллюстрирован процесс работы данной конструкции УО в различные моменты времени.

Время $t=0$ мкс соответствует моменту инициирования ВВ расположенного в центральной трубе СВМГ. Из рисунков видно, как под действием распространяющейся детонации ВВ трубы СВМГ происходит инициирование кольцевой шашки ВВ УО (см. рис.4, а). Происходит равномерное замыкание контура от меньшего радиуса к большему, на всем интервале времени работы УО. Моменты времени $t=54$ мкс (см. рис. 4, б) соответствует началу работы УО (прокалывание изолятора о зуб, расположенный на $\varnothing 213$ мм корпуса 1, в этот же момент дисковые элементы начинают двигаться и сжимать магнитный поток.), $t= 57$ мкс - полному срабатыванию УО (см. рис. 4, в). Целостность токового контура во время работы УО и работы дисков не нарушается (см. рис.4, г). Оказываемое на входной фланец ДВМГ давление от стального фланца не приносит негативных изменений в работу близлежащего дискового элемента ДВМГ, благодаря полиэтиленовому вкладышу, проложенному между фланцами. Скорее, наоборот, благодаря незначительной деформации входного фланца, а также тому, что диск и фланец выполнены из одного материала - меди, обеспечивается равномерный плотный контакт их поверхностей, без образования полостей.

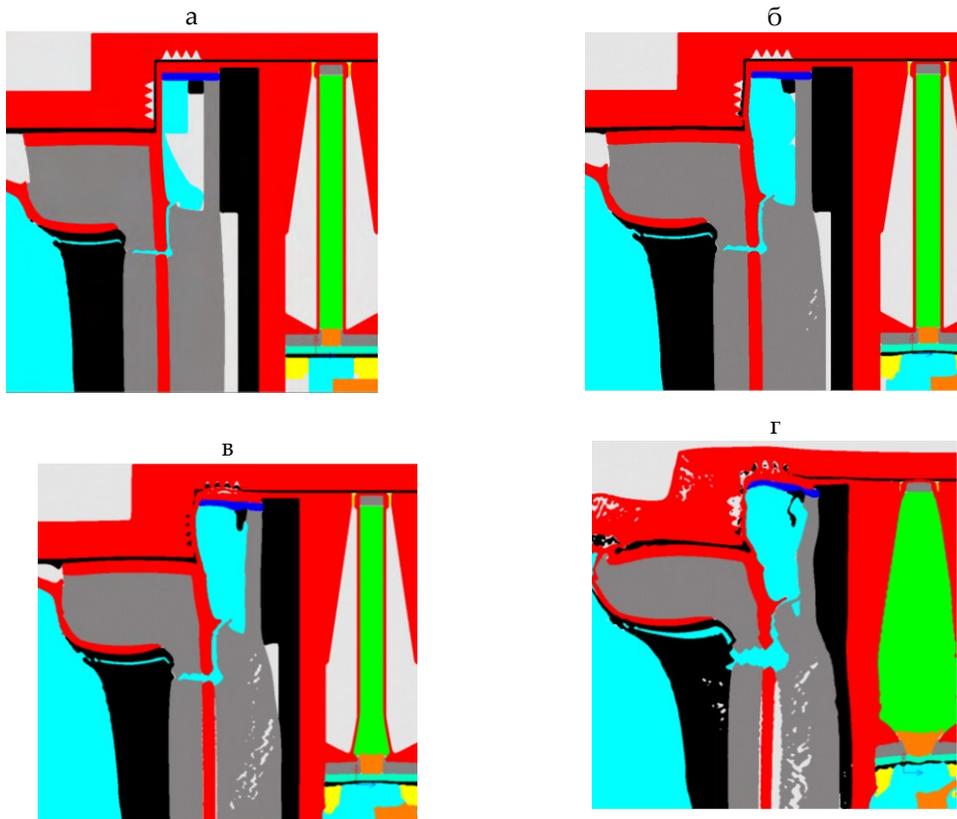


Рисунок 4. Моделирование подрыва УО от СВМГ на радиусе передающей линии:
 а – $t = 51$ мкс, б – $t = 54$ мкс, в – $t = 57$ мкс, г – $t = 68,26$ мкс

Моделирование показало, что данная конструкция удовлетворяет всем предъявленным к ней требованиям:

- отсутствие дополнительных ЭД для инициирования УО;
- подрыв УО осуществляется от СВМГ на радиусе передающей линии;
- наличие надежного контакта рабочих поверхностей узла отключения на промежутке времени: от момента передачи магнитного потока СВМГ в ДВМГ и до вытеснения потока дисками в передающую линию.
- одним из важных преимуществ конструкции, является малая индуктивность узла отключения $L_{собств.} - 0.17$ нГн (во время работы УО); $L_{остаточн.} - 0.04$ нГн (после срабатывания УО).
- небольшая масса кольцевой шашки заряда ВВ, выполненного на основе октогена – 223 г.
- простота конструкции.

Конструкция модернизированного УО показала успешную работу в ряде опытов. На рис. 5 приведены зависимости тока от времени для трёхэлементных ДВМГ Ø250мм со старым (см. рис. 5, а) и новым (см. рис. 5, б) узлами отключения. Ухудшений в работе ДВМГ не наблюдается.

Заключение

В работе приведено описание конструкции стандартного устройства отключения ДВМГ от СВМГ. Обоснована целесообразность модернизации существующего узла отключения. Приведены результаты моделирования и экспериментальные данные работы усовершенствованного УО.

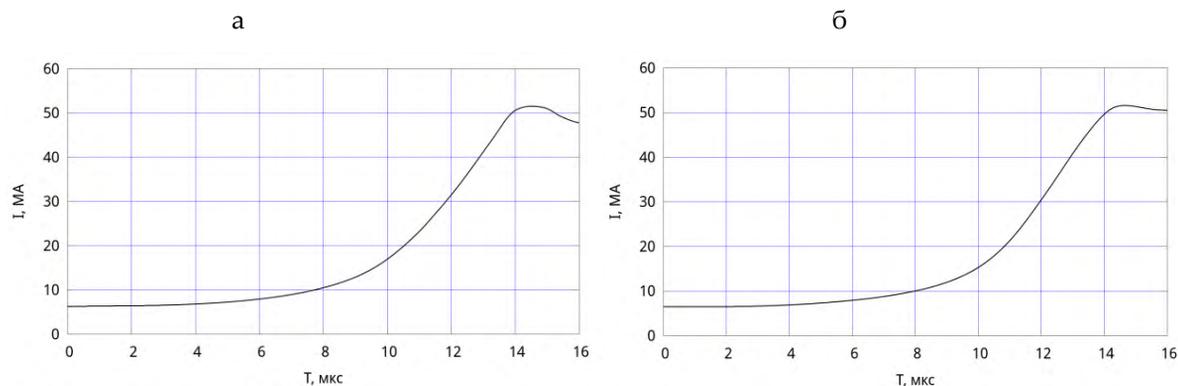


Рисунок 5. Зависимости тока от времени для трёхэлементных ДВМГ Ø250мм:
а – стандартный УО, б – модернизированный УО

Список литературы

1. Протасов М.С., Архипов Б.В., Петрухин А.А., Прокопов В.А. и др. Быстродействующий дисковый взрывомагнитный генератор // Сверхсильные магнитные поля: Физика. Техника. Применение: Тр. 3-й Междунар. конф. по генерации мегатауссных магнитных полей и родственным экспериментам, новосибирск,
2. Труды Третьей Международной конференции по генерации мегатауссных магнитных полей и родственным экспериментам. 1983.
3. В.К. Чернышев, В.В.Вахрушев
4. Источник электромагнитной энергии на основе ДВМГ диаметром 250 мм
5. РФЯЦ-ВНИИЭФ, Саров, Инв.№38/1, 1998.
6. Б.Е.Гриневич, В.Б.Куделькин
7. Источник электромагнитной энергии на основе 10-ти модульного дискового ВМГ Ø 250мм РФЯЦ-ВНИИЭФ, Саров, Инв.№38/233, 2006.
8. Ивановский А.В., Куделькин В.Б., Вахрушев В.В., Чернышёв В.К
9. Малогабаритный взрывомагнитный источник энергии на основе дискового ВМГ второго поколения Ø 250 мм
10. РФЯЦ-ВНИИЭФ, Саров, 1994.
11. В.К. Чернышев, В.В.Вахрушев, В.И.Шпагин, В.Б.Куделькин, В.А.Логунов
12. Результаты поисковых исследований на моделях, направленных на повышение КПД дискового взрывомагнитного генератора.
13. РФЯЦ-ВНИИЭФ, Саров, Инв.№38/136, 2001.
14. В.К. Чернышев, В.В.Вахрушев, А.Р.Гаврищ, А.И.Кучеров, А.А.Петрухин
15. Исследование и разработка обострителя, способного при достигнутом уровне быстродействия 1,5-2 мкс работать с ВМГ, имеющим в 2-3 раза больший запас энергии (до 50-100 МДж). 1988.
16. ANSYS

СОДЕРЖАНИЕ

CONTENTS

**ВЫСОКОСКОРОСТНОЕ МЕТАНИЕ И СОУДАРЕНИЕ. ЯВЛЕНИЯ КУМУЛЯЦИИ
HIGH-VELOCITY LAUNCHING AND IMPACT. CUMULATION PHENOMENA**

Особенности осесимметричного схождения легкоплавкой оболочки в системе с $R_{\text{вв}} = 75$ мм <i>А.В. Ольховский, Д.П. Кучко, А.Е. Ширококов</i>	5
Peculiarities of Axisymmetric Convergence of Low-Melting Shell ($R_{\text{he}} = 75$ mm) <i>A.V. Olkhovsky, d.p. kuchko, A.E. Shirobokov</i>	10
Взрывное формирование высокоскоростных жидких струй <i>В.А. Хворостенко, Н.В. Шикунов, С.С. Меньшаков</i>	15
Explosive Formation of High-Speed Liquid Jets <i>V.A. Hovorostenko, N.V. Shikunov, S.S. Menshakov</i>	19
Влияние размера частиц алюминия на теплоту взрыва и метательную способность алюминизированных взрывчатых веществ <i>М.Н. Махов</i>	23
Influence of Aluminum Particle Size on Heat of Explosion and Acceleration Ability of Aluminized High Explosives <i>M.N. Makhov</i>	27
Численное моделирование процесса ударно-волнового нагружения алмазосодержащих композитных материалов <i>А.Е. Курепин, В.А. Мартынов, Н.В. Мошкина</i>	32
Использование модифицированных моделей Джонсона-Кука при численном моделировании пробивания стальных преград <i>А.В. Городничев, А.Г. Иоилев, О.Н. Пронина, С.С. Соколов, А.Л. Стадник, Т.И. Чайка</i>	39
Физико-математическое моделирование процессов распределения и распространения энергии взрыва бризантного ВВ в легкогазовой установке диафрагменного типа (ЛГПР) для высокоскоростного метания твёрдых тел <i>М.А. Баринов, И.Г. Новиков, Т.Н. Половникова, А.В. Самодолов, С.С. Соколов, Е.А. Степанов, В.Н. Хворостин, А.К. Шаненко</i>	44
Комбинированная противопульная и противоккумулятивная легкая бронезащита <i>И.Ф. Кобылкин, А.А. Горбатенко</i>	50
Combined Bulletproof and Anticumulative Lightweight Armor <i>I.F. Kobylkin, A.A. Gorbatenko</i>	55
Анализ влияния параметров зарядов на характеристики формируемых высокоскоростных элементов <i>П.В. Круглов, В.И. Колпаков</i>	60
Баллистический предел летательного аппарата при высокоскоростном ударе о тонкую металлическую преграду <i>А.М. Куся, В.А. Марков, Ю.В. Попов, В.И. Пусев, С.И. Сычев</i>	64

Ballistic Limit of a Projectile Impacting a thin Metal Barrier at a High Velocity <i>A.M. Kuslya, V.A. Markov, Yu.V. Popov, V.I. Pusev, S.I. Sytchev</i>	69
Расчет нагрузок на сооружение при высокоскоростном ударе летательного аппарата на основе подхода Риеры <i>В.А. Марков, Ю.В. Попов, В.И. Пусев, В.В. Селиванов</i>	73
Computing the Loads Affecting a Structure Subjected to a High-Velocity Projectile Impact using the Riera Approach <i>V.A. Markov, Yu. V. Popov, V.I. Pusev, V.V. Selivanov</i>	78
Сегментирование заряда ВВ как способ повышения параметров воздушного взрыва <i>С.С. Меньшаков, В.Н. Охитин, Д.С. Меньшаков</i>	83
Segmentation of Explosion Charge as a Way to Increase the Air Explosion Parameters <i>S.S. Menshakov, V.N. Okhitin, D.S. Menshakov</i>	87
Использование адаптивно-встраиваемой дробной счётной сетки при численном моделировании взаимодействия воздушной ударной волны с изломом границы течения <i>А.Г. Иоилев, В.Ю. Колобянин, И.А. Свиридова, А.Л. Стадник</i>	90
Экспериментальное исследование бесконтактного измерительного сечения в задаче высокоскоростного метания и соударения <i>С.И. Герасимов, А.В. Зубанков, Н.В. Липичев, С.В. Батарев</i>	95
Анализ влияния разнотолщинности менисковых облицовок на формирование складок в кормовой части удлиненных ударных ядер <i>М.А. Бабурин, В.Д. Баскаков, С.В. Елисеев, О.В. Зарубина, К.А. Карнаухов, В.А. Тарасов</i>	99
Analyzing the Influence of the Thickness Variation of Meniscus Liners on Forming Wrinkles in the Afterbody of Extended Explosively Formed Penetrators <i>M.A. Baburin, V. D. Baskakov, S.V. Yeliseev, O.V. Zarubina, K.A. Karnaukhov, V.A. Tarasov</i>	105
Влияние высокоэнергетической обработки на взаимодействия в системах SiC-Si₃N₄-C и Si₃N₄-C <i>С. В. Вихман, А.С. Козлов, П.В. Егорова, А.А. Котомин, Г.В. Семашкин, С.А. Душенюк</i>	110
ГИДРОДИНАМИЧЕСКИЕ НЕУСТОЙЧИВОСТИ HYDRODYNAMIC INSTABILITIES	
О возможном влиянии ускоренного сдвигового течения на структуру зоны РТ-перемешивания <i>Е.Е. Мешков</i>	115
Результаты экспериментальных и расчетных исследований развития турбулентного перемешивания на контактных границах слоики воздух-ксенон-воздух после прохождения ударной волны <i>Е.В. Бодров, В.В. Змушко, Н.В. Невмержицкий, А.Н. Разин, Е.Д. Сеньковский, Е.А. Сотсков</i>	118
О развитии возмущений на контактной границе алюминий – медь в нестационарном режиме косоугольного соударения <i>О.Б. Дреннов</i>	124
Структура потока частиц, выброшенных с поверхности ударно-нагруженных образцов свинца и меди <i>Н.В. Невмержицкий, Е.В. Бодров, Е.А. Сотсков, Е.Д. Сеньковский, В.Н. Князев, Н.Б. Давыдов, К.В. Анисифоров, О.Л. Кривонос, А.С. Соколова, А.Р. Гавриш, С.В. Фролов</i>	128

Характеристики ударно-индуцированных пылевых потоков с поверхности образцов из свинца и меди при давлении в ударной волне 45-50 ГПа и разгрузке в вакуум <i>В.А. Огородников, А.Л. Михайлов, С.В. Ерунов, С.А. Финюшин, Д.Е. Зотов, Н.В. Невмержицкий, А.И. Быструев, М.А. Сырунин, М.В. Антипов, А.В. Федоров, К.Н. Панов, Е.В. Кулаков, А.А. Утенков, И.В. Юртов, Е.А. Чудаков, И.В. Шмелев, А.О. Яговкин, А.В. Чапаев, А.В. Романов, А.В. Мишанов, Н.Б. Давыдов, В.В. Глушихин, И.А. Калашник, Е.Д. Сеньковский, Е.В. Бодров, А.В. Руднев, Д.Н. Замыслов, М.О. Лебедева</i>	137
Перспективы рентгенографирования ударно-волнового пыления с поверхности металлов <i>В.Н. Смирнов, В.Е. Черемазов, М.Ю. Столбиков, А.Н. Власов, В.А. Пашенцев</i>	145
Prospects of X-Ray Imaging of Shock-Wave Ejecta from the Surface of Metals <i>V.N. Smirnov, V.E. Cheremazov, M.Yu. Stolbikov, A.N. Vlasov, V.A. Pashentsev</i>	151
Эволюция параметров потока частиц в ксеноне при ударно-волновом нагружении свинца нестационарной ударной волной амплитудой P~43 ГПа <i>Д.Н. Замыслов, К.Н. Панов, А.Б. Георгиевская, М.В. Антипов, В.А. Аринин, И.С. Гнуттов, Д.Н. Замотаев, А.М. Ивин, М.О. Лебедева, А.И. Лебедев, А.Н. Малышев, А.В. Мишанов, В.А. Огородников, В.А. Раевский, М.А. Сырунин, Б.И. Ткаченко, А.А. Утенков, А.В. Чапаев, Е.А. Чудаков, И.В. Юртов</i>	156
Результаты отработки метода трассерной визуализации для измерений пульсаций скорости в зоне турбулентного перемешивания жидких и газовых сред <i>Н.В. Невмержицкий, Е.А. Сотсков, Е.Д. Сеньковский, Е.В. Бодров, С.В. Фролов, К.В. Анисифоров, О.Л. Кривонос, А.Р. Гавриш, А.С. Соколова</i>	165
Определяющий фактор при развитии сдвиговой неустойчивости в средах с прочностью <i>О.Б. Дреннов</i>	172
Метод исследования влияния ускоренного сдвигового течения на развитие неустойчивости Рэлея-Гейлора <i>Е.Е. Мешков, Р.В. Мокрецов, И.Р. Смагин</i>	176
МЕТОДИКИ ЭКСПЕРИМЕНТА И ВЗРЫВНЫЕ ТЕХНОЛОГИИ. МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ TEST TECHNIQUES AND EXPLOSIVE TECHNOLOGIES. SIMULATION OF DYNAMICAL PROCESSES	
Techniques and Technology of Non-Destructive Analysis for Nuclear Material Security <i>Robert E. Reinovsky, Andrea Favalli</i>	179
Laser-Driven Pulse Neutron/X-Ray Sources for Nuclear Material Security and Scientific Applications <i>Andrea Favalli, Sasikumar Palaniyappan, Robert E. Reinovsky</i>	180
Особенности работы пьезоэлектрических датчиков при линейном нарастании давления <i>М.В. Антипов, И.В. Юртов, А.А. Утенков, А.В. Федосеев, В.А. Огородников, А.Л. Михайлов</i>	180
Моделирование изэнтропического сжатия алюминия при магнитной имплозии лайнеров в устройствах АЛТ-1-3 <i>С.Д. Кузнецов, А.М. Буйко, С.Ф. Гаранин, М.А. Десятникова, Г.Г. Иванова, В.А. Карпов, В.Б. Якубов</i>	187
Расчеты взрывомагнитных устройств типа АЛТ для безударного сжатия материалов при магнитной имплозии лайнеров <i>А.М. Буйко, Г.Г. Иванова, И.В. Морозова</i>	192
Измерение термодинамической температуры фронта детонации с помощью КВЧ радиоинтерферометра-радиометра <i>Е.Н. Богданов, Н.С. Корнев, К.В. Минеев, А.В. Назаров, А.А. Седов</i>	200

Использование пьезометрии для оценки степени деформирования корпусов измерительных зондов под действием импульсных нагрузок <i>М.Ю. Сотский, В.А. Велданов, В.И. Пусев</i>	205
Using Piezometry to Assess the Degree of Deformation Measuring Probes under the Action of Pulsed Loads <i>M. Yu. Sotskiy, V.A. Veldanov, V. I. Pusev</i>	211
Получение субмикрорекристаллических и нанокристаллических металлов и сплавов методом динамического канално-углового прессования <i>И.Г. Бродова, В.И. Зельдович, И.В. Хомская, Е.В. Шорохов, А.Н. Петрова, А.Э. Хейфец, Н.Ю. Фролова, И.Г. Ширинкина, Д.Н. Абдуллина, К.В. Гаан</i>	216
Obtaining Submicrocrystalline and Nanocrystalline Metals and Alloys by Dynamic Channel-Angular Pressing <i>I.G. Brodova, V.I. Zeldovich, I.V. Khomskaaya, E.V. Shorokhov, A.N. Petrova, A.E. Kheifets, N.Yu. Frolova, I.G. Shirinkina, D.N. Abdullina, K.V. Gaan</i>	222
Система измерения параметров воздушных ударных волн <i>А.С. Соколов, Д.А. Кондрашов, С.П. Кожарский, Г.А. Бубнов</i>	227
Measurement System Parameters of Air Impact Waves <i>A.S. Sokolov, D.A. Kondrashov, S.P. Kozharsky, G.A. Bubnov</i>	230
Применение взрывных технологий для демонтажа крупногабаритных металлоконструкций в водной среде <i>И.В. Шиберин, Е.В. Артемчук, И.В. Занегин, Д.Е. Зотов, М.П. Калинин, А.Н. Катыхов</i>	234
Лабораторный комплекс для испытания элементов электроники на стойкость к перегрузкам <i>В.А. Токарев, В.А. Борисенко, К.И. Евланов, В.А. Брагунец, Д.И. Баглашов, В.Г. Симаков, А.В. Крюков, А.А. Седов, Е.Е. Шестаков</i>	241
Практикум по газодинамике <i>Е.Е. Мешков</i>	249
КМОП фотоприемник формата 256×128 ячеек для регистрации последовательностей из 16 кадров с интервалом до 50 нс <i>Д.В. Бородин, Ю.В. Осипов, Ю.А. Барсуков</i>	256
Экспериментальные исследования способов аэродинамической стабилизации створки обтекателя ракеты-носителя <i>А.Ю. Луценко, Д.К. Назарова, Д.М. Слободянюк</i>	261
Experimental Investigations of the Aerodynamic Stabilization Methods of the Launch Vehicle Payload Fairing Half <i>A.Yu. Lutsenko, D.K. Nazarova, D.M. Slobodyanik</i>	266
Получение теплого плотного вещества с помощью ударной волны в малоплотном пластике <i>С.Ф. Гаранин, Е.М. Кравец, С.Д. Кузнецов</i>	270
Узел отключения дискового взрывомагнитного генератора от спирального <i>Б.Е. Гриневич, Н.И. Ситникова, К.Н. Климускин, К.С. Торопов</i>	275