

**ТРУДЫ
РФЯЦ-ВНИИЭФ**

25

Часть 2

2020

**ФГУП
"РОССИЙСКИЙ ФЕДЕРАЛЬНЫЙ ЯДЕРНЫЙ ЦЕНТР -
ВСЕРОССИЙСКИЙ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ФИЗИКИ"**

**ТРУДЫ
РФЯЦ-ВНИИЭФ**

Научно-исследовательское издание

ВЫПУСК 25

В двух частях

**Саров
2020**

DOI: 10.53403/9785951504944_2020_25.2

УДК 539.1(06)

ББК 22.38

Т78

Т78 **Труды РФЯЦ-ВНИИЭФ.** Научно-исследовательское издание. Вып. 25.

В 2 частях. – Саров: ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 2020.

ISBN 978-5-9515-0492-0

Часть 2. – 290 с.

ISBN 978-5-9515-0494-4

В сборнике «Труды РФЯЦ-ВНИИЭФ» опубликованы результаты научных исследований, а также методических и проектно-конструкторских разработок в области прикладных задач теоретической физики, математического моделирования физических процессов, ядерной физики, физики ядерных реакторов, исследований по термоядерному синтезу, электрофизики, физики ускорителей, приборов и техники эксперимента, физики лазеров, гидродинамики, реологии, материаловедения, средств защиты от несанкционированных действий, электроники, радиотехники, оптоэлектроники.

Главный редактор: академик РАН Р. И. Ильяев

Редационный совет выпуска: академик В. П. Незнамов, академик РАН Ю. А. Трутнев, Е. В. Куличкова, д-р техн. наук Н. А. Билык, канд. физ.-мат. наук С. В. Воронцов, д-р физ.-мат. наук А. Е. Дубинов, д-р техн. наук А. И. Коршунов, канд. физ.-мат. наук С. В. Маврин, д-р техн. наук В. Н. Морозов, д-р техн. наук С. В. Колесников, д-р физ.-мат. наук Б. А. Надыкто, д-р физ.-мат. наук В. А. Раевский, д-р физ.-мат. наук В. Г. Рогачев, канд. физ.-мат. наук В. Г. Куделькин, д-р техн. наук Ю. И. Файков, канд. физ.-мат. наук В. В. Хижняков, д-р техн. наук П. Ф. Шульженко, Ю. М. Якимов

ISBN 978-5-9515-0492-0

ISBN 978-5-9515-0494-4 (ч. 2)

© ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 2020

ТРУДЫ РФЯЦ-ВНИИЭФ

ВЫПУСК 25

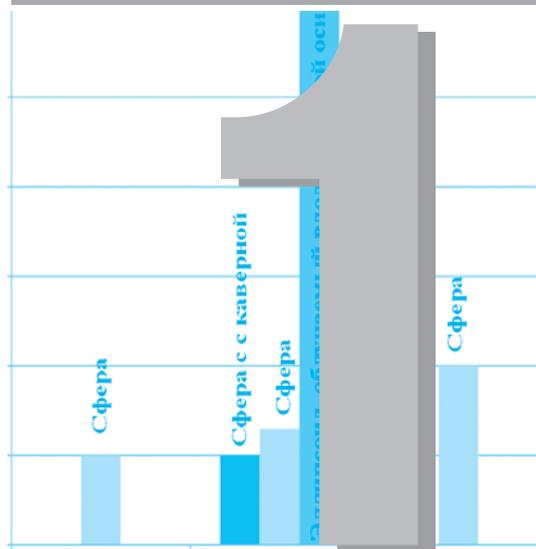
Часть 2

СОДЕРЖАНИЕ РАЗДЕЛА 1

<p>Свиридов В. В., Арзев А. Г., Бельков С. А., Василевский М. А., Водовозов В. М., Галахов И. В., Ганин Л. С., Гетман Д. В., Ерёмкин В. В., Коженков Е. В., Креков А. В., Лесков В. И., Осин В. А., Пильгун Е. Б., Сенник Д. А., Чистопольский М. В. Результаты испытаний модулей емкостного накопителя энергии в составе стенда силового лазерного усилителя</p>	6
<p>Аристова Е. Ю., Аушев А. А., Баранов В. К., Белов И. А., Бельков С. А., Воронин А. Ю., Воронич И. Н., Гаранин Р. В., Гаранин С. Г., Гайнуллин К. Г., Голубинский А. Г., Городничев А. В., Денисова В. А., Деркач В. Н., Дрожжин В. С., Еричева И. А., Жидков Н. В., Илькаев Р. И., Краюхин А. А., Леонов А. Г., Литвин Д. Н., Макаров К. Н., Мартыненко А. С., Малинов В. И., Мисько В. В., Рогачев В. Г., Рукавишников А. Н., Салатов Е. А., Скорочкин Ю. В., Сморгачев Г. Ю., Стадник А. Л., Стародубцев В. А., Стародубцев П. В., Сунгатуллин Р. Р., Суслов Н. А., Сысоева Т. И., Хатункин В. Ю., Цой Е. С., Шубин О. Н., Юфа В. Н. Лазерное моделирование разрушительного воздействия ядерных взрывов на опасные астероиды</p>	16
<p>Гаранин С. Г., Зыков Л. И., Климов А. Н., Куликов С. М., Смышляев С. П., Степанов В. В., Сюндюков А. Ю. Дневное наблюдение звезд слабой яркости (7^m-8^m) с равнинной местности</p>	38
<p>Федоров А. В., Михайлов А. Л., Финюшин С. А., Калашников Д. А., Чудаков Е. А., Бутусов Е. И., Гнутов И. С. Регистрация параметров множественного откола и внутренней структуры облака частиц при ударно-волновом нагружении металлов</p>	50
<p>Тихонов В. В., Юхимчук А. А., Гуркин А. И., Балуев В. В. Применение спектроскопии комбинационного рассеяния света для анализа состава газовых смесей изотопов водорода</p>	56

РАЗДЕЛ

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА



Результаты испытаний модулей емкостного накопителя энергии в составе стенда силового лазерного усилителя

**В. В. Свиридов, А. Г. Арзев,
С. А. Бельков, М. А. Василевский*,
В. М. Водовозов*, И. В. Галахов,
Л. С. Ганин, Д. В. Гетман*,
В. В. Еремкин*, Е. В. Коженков,
А. В. Креков, В. И. Лесков, В. А. Осин,
Е. Б. Пильгун*, Д. А. Сенник,
М. В. Чистопольский**

В РФЯЦ-ВНИИЭФ ведется разработка мощной неодимовой лазерной установки для проведения исследований в области лазерного термоядерного синтеза. Специализированный стенд, являющийся прототипом усилительного блока строящейся установки, создан в АО «НИИЭФА им. Д. В. Ефремова». Для питания ламп накачки силового усилителя стенда используется емкостный накопитель энергии, состоящий из 7 унифицированных модулей. В накопителе модулей запасается около 6 МДж электроэнергии при зарядном напряжении 24 кВ. В качестве коммутаторов в модулях применены реверсивно включаемые динисторы.

В работе представлены основные результаты испытаний накопителя в течение 2016–2017 гг. Впервые показана одновременная работа семи модулей на штатную ламповую нагрузку.

Введение

В настоящее время для проведения исследований в области лазерного термоядерного синтеза в РФЯЦ-ВНИИЭФ ведется разработка неодимовой лазерной установки. Накачка активных элементов силовых лазерных усилителей установки будет осуществляться с помощью импульсных ксеноновых ламп. Усилители лазера содержат 8640 импульсных ламп, в каждую из которых необходимо вложить около 37 кДж электрической энергии. В установке будут использованы ксеноновые лампы трубчатого исполнения типа ИНП43/1800, имеющие внутренний диаметр колбы 43 мм и расстояние между электродами 1800 мм.

Для обеспечения электрической энергией ламп накачки усилителей установки предназначена система накопления и коммутации электрической энергии (СНКЭЭ), в основе которой лежит емкостный накопитель – конденсаторная батарея. Накопитель содержит 432 унифицированных модуля, которые должны срабатывать одновременно от общей системы синхронизации установки.

Разработку конструкции высоковольтных блоков модулей и их изготовление осуществляет ООО «НИИЭФА-ЭНЕРГО» (г. С.-Петербург). Ключевым элементом модуля накопителя является

* АО «НИИЭФА им. Д. В. Ефремова».

высоковольтный коммутатор импульсов тока, который создан в ОАО «Электровыпрямитель» (г. Саранск) на базе реверсивно включаемых динисторов (РВД). В накопителе используются конденсаторы на основе металлизированного диэлектрика с высокой плотностью запасаемой энергии. В модулях установки планируется применять конденсаторы фирм ICAR (Италия) и КВАР (г. Серпухов).

Для повышения эффективности накачки, стабилизации пусковых характеристик импульсных ламп, а также тестирования ламп между срабатываниями в лазерной установке используется система предионизации ламп. Предионизация осуществляется с помощью специального разрядного контура в каждом модуле емкостного накопителя. В качестве разрядника в контуре предионизации использован коммутатор на РВД. Ключ предионизации и блоки для запуска РВД-коммутаторов разработаны в ФТИ им. Иоффе (г. С.-Петербург).

Отработка модулей СНКЭЭ проводится на специальных стендах. В качестве нагрузки используются омические эквиваленты с сопротивлением около 0,5 Ом, что близко к рабочему сопротивлению ламп, и штатные импульсные лампы, установленные в кассеты. Одним из таких стендов является стенд силового лазерного усилителя в АО «НИИЭФА им. Д. В. Ефремова» (г. С.-Петербург).

Цель данной работы – исследование работоспособности модулей системы СНКЭЭ при одновременном срабатывании на ламповую нагрузку на стенде лазерного усилителя.

Модуль емкостного накопителя энергии

Модуль СНКЭЭ предназначен для генерации импульсов тока с требуемыми параметрами в 20 импульсных ксеноновых лампах накачки. Один модуль обеспечивает питанием три ламповые кассеты одной секции лазерного усилительного блока. Общий вид модуля представлен на рис. 1 (см. также цв. вкл.), а принципиальная электрическая схема – на рис. 2 [1].

В модуле СНКЭЭ запасается 835 кДж электрической энергии при рабочем напряжении 24 кВ. Десять накопительных конденсаторов модуля (С1–С10) разряжаются на нагрузку – импульсные лампы (FL1–FL20) – с помощью одного РВД-коммутатора (А1) [2]. Через коммутатор протекает импульс тока амплитудой 250 кА и длительностью около 500 мкс.



Рис. 1. Общий вид модуля конденсаторной батареи

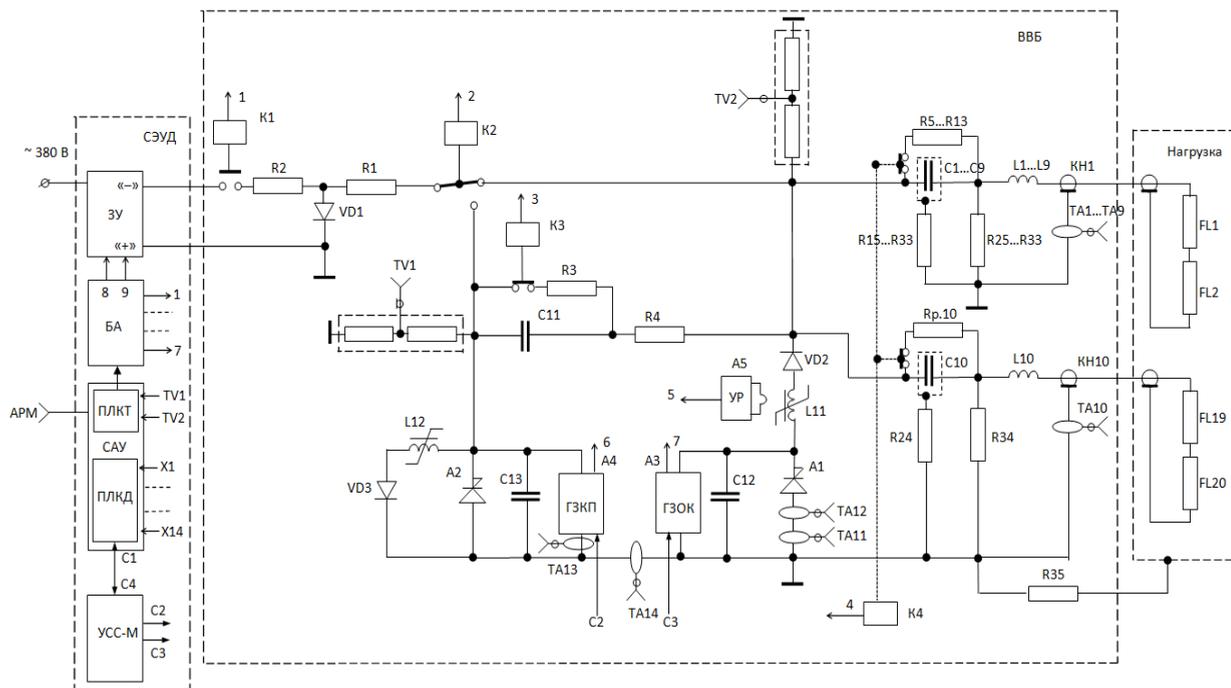


Рис. 2. Структурная схема модуля ШКЭЭ: С1–С10 – конденсаторы основного разрядного контура; С11 – конденсатор предионизации; А1 – силовой коммутатор типа КРД25-250; L11, L12 – насыщающийся дроссель; VD1 – диод С2-50; VD2 – диодная сборка СДК25-250; С11 – конденсатор предионизации; А2, VD3 – коммутатор предионизации; L1–L10 – токоформирующие индуктивности; FL1–FL20 – импульсные лампы; КН1–КН10 – высоковольтные кабели КВИСРФВ; ГЗОК – генератор запуска основного коммутатора; ГЗКП – генератор запуска коммутатора предионизации; R1, R2, R25–R34 – зарядные резисторы; Rp1–Rp10, R3 – разрядные резисторы; R15–R24 – дополнительные резисторы; R4 – сопротивление согласующее; К1–К3 – высоковольтные переключатели; К4 – высоковольтный многоконтактный замыкатель; УР – устройство размагничивания; ТА1–ТА14 – датчики тока; TV1, TV2 – делитель напряжения; СЭУД – стойка электропитания, управления и диагностики; АРМ – автоматизированное рабочее место

В модуле используются конденсаторы с высокой плотностью энергии (около 1 кДж/см³) на основе металлизированного диэлектрика с самовосстанавливающимися свойствами фирмы ICAR (Италия).

Параллельно основному разрядному контуру, состоящему из 10 идентичных цепей, включен контур предионизации ламп накачки, заряд и разряд конденсатора С11 в котором осуществляется с помощью РВД-коммутатора А2 и диода VD3. Модуль работает в двух режимах. В тестовом режиме предварительно заряженный конденсатор С11 с помощью коммутатора предионизации разряжается в нагрузку. В основном режиме заряжены конденсаторы С1–С10 и с разновременностью около 250 мкс происходит срабатывание двух коммутаторов А2 и А1, причем А1 срабатывает с задержкой. Таким образом, в лампах формируются два импульса тока, первый импульс – импульс предионизации, энергия которого составляет около 1,5 % энергии основного импульса разряда в лампах.

Генераторы ГЗОК и ГЗКП для управления РВД-коммутаторами, выполненные на высоковольтных тиристорах, запускаются с помощью световых импульсов.

Управление и зарядка конденсаторной батареи в модуле осуществляется от специальной стойки СЭУД, в состав которой входят: зарядное устройство (ЗУ), блок автоматики (БА), система

автоматического управления (САУ), устройство системы синхронизации (УСС-М) [3]. Для диагностики разряда накопителя используются пояса Роговского с пассивными интеграторами (ТА1–ТА14). Напряжение на накопительных конденсаторах измеряется с помощью высокоомных делителей напряжения TV1, TV2.

В стойках СЭУД модулей накопителя реализован способ оперативного запрета пуска основного коммутатора. Контроллер диагностики в реальном масштабе времени выполняет регистрацию импульсов токов в ламповых контурах и сравнение токов предионизации с эталонными величинами. В случае существенного отклонения параметров тока происходит запрет запуска коммутатора А1 того модуля, где выявлена аномалия в разрядном контуре. Данный модуль в эксперименте не участвует, и его конденсаторы разряжаются на балластные резисторы.

Стенд силового лазерного усилителя

В 2016 г. в НИИЭФА им. Д. В. Ефремова создан стенд, являющийся прототипом модуля силового усилителя многоканальной лазерной установки. Структурная схема стенда представлена на рис. 3. Стенд состоит из накопителя энергии, лазерного усилителя и пульта управления. Накопитель энергии представляет собой семь идентичных модулей. Запасенная в конденсаторной батарее энергия передается в ламповую нагрузку при помощи высоковольтных коаксиальных кабелей длиной 30 м.

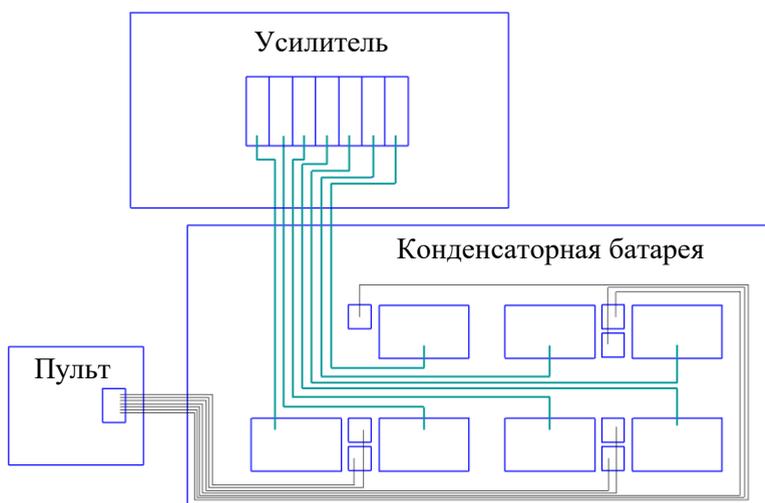


Рис. 3. Структурная схема стенда

Стенд занимает три помещения. В первом (рис. 4,а) расположены модули СНКЭЭ, во втором (рис. 4,б) установлены 7 секций блока лазерного усилителя с лампами накачки. Управляющий комплекс стенда находится в третьем помещении (рис. 4,в) и состоит из прототипа местного пульта управления (МПУ) СНКЭЭ с синхронизатором – опытным образцом локального устройства системы синхронизации СНКЭЭ. Модули накопителя управляются посредством оптических линий связи, соединяющих сервер МПУ с СЭУД модулей.

Специальное программное обеспечение (СПО) МПУ СНКЭЭ, разработанное ФГУП «ФНПЦ-НИИИС им. Ю. Е. Седакова» (г. Нижний Новгород) под управлением ОС AstraLinux, определяет функциональное назначение автоматизированной системы управления, контроля

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

и диагностики СНКЭЭ и ее возможности. СПО позволяет задавать условия эксперимента на стенде – количество модулей, зарядное напряжение, режим работы (тестовый или основной), управлять процессами измерения параметров модуля в процессах заряда и разряда и реализует операции накопления, обработки и визуализации измерительной информации. Графический интерфейс СПОМПУ СНКЭЭ показан на рис. 5 (см. также цв. вкл.). Данные, полученные в ходе эксперимента, сохраняются в файлах подсистемы отчетности.



Рис. 4. Помещения стенда: а – СНКЭЭ, б – усилитель, в – управляющий комплекс

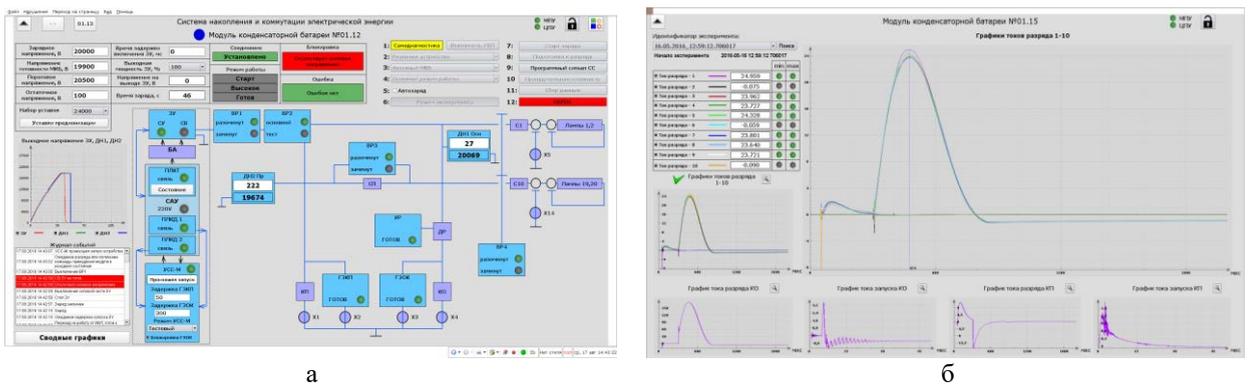


Рис. 5. Графический интерфейс СПОМПУ СНКЭЭ: а – управления модулем, б – диагностики разряда модуля

Результаты испытаний модулей СНКЭЭ в составе стенда

Испытания модулей СНКЭЭ в составе стенда силового лазерного усилителя проводились при зарядных напряжениях на накопителе от 18 до 24 кВ. В качестве нагрузки каждого модуля использовали 14 ламп ИНП43/1800, расположенных в центральной и одной боковой кассетах. Временная задержка между импульсами (основным и предионизации) составляла около 250 мкс. Основные характеристики СНКЭЭ стенда приведены в табл. 1.

Таблица 1

Основные характеристики СНКЭЭ стенда

Зарядное напряжение, кВ	18–24
Максимальная запасенная энергия, МДж	4,0
Время заряда накопителя, с	60
Минимальная пауза между срабатываниями, мин	15
Количество ламповых контуров	49
Максимальный разрядный ток в ламповом контуре, кА	25
Разрядный ток в модуле, кА	170
Длительность импульса тока (по уровню 0,3 от амплитуды), мкс	340

На рис. 6 представлены характерные осциллограммы токов в лампах, основном коммутаторе и коммутаторе предионизации, полученные при рабочем напряжении 24 кВ с помощью системы диагностики СЭУД модуля.

Основной импульс тока в лампах имеет следующие параметры: амплитуда ~ 25 кА, длительность – около 360 мкс (по уровню 0,35). Импульс тока предионизации имеет амплитуду около 1,5 кА. Амплитуда тока в силовом коммутаторе составляет около 170 кА. Импульс тока в контуре предионизации двухполярный с амплитудой в прямом направлении около 13 кА, в обратном – около 15 кА.

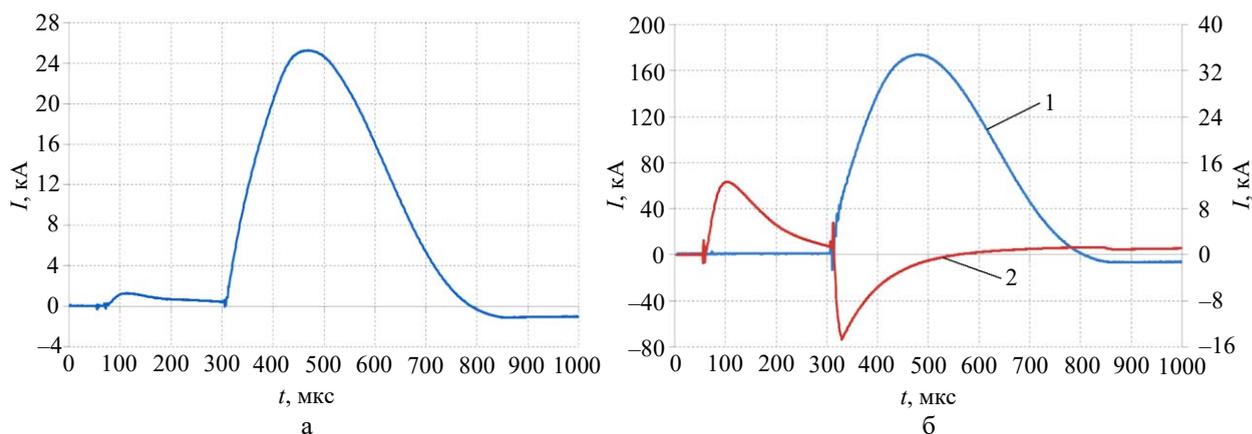


Рис. 6. Характерные осциллограммы: а – токов в ламповой цепи, б – токов в коммутаторах основном (1) и предионизации (2), $U_{зар} = 24$ кВ

Количество срабатываний модулей СНКЭЭ при различных режимах работы стенда указано в табл. 2. Всего за 2016–2017 гг. количество срабатываний каждого модуля составило от 474

до 624, в том числе при одновременном пуске всех семи модулей – 383 включения, из которых 267 – при напряжении 24 кВ.

Таблица 2

Количество срабатываний модулей СНКЭЭ

U, кВ	Номер МКБ							Семь МКБ
	12	13	14	15	16	17	18	
18	37	37	37	37	37	37	37	36
20	67	49	49	41	45	41	41	39
22	57	59	59	41	55	41	41	39
23	10	16	16	4	10	4	4	2
24	306	434	463	378	366	352	351	267
Σ	477	595	624	501	513	475	474	383

При рабочем напряжении 24 кВ на модулях накопителя в лазерном усилительном модуле получено требуемое значение коэффициента усиления слабого сигнала.

Одним из основных показателей отсутствия деградации элементов РВД-коммутатора является его ток утечки. По окончании испытаний были измерены токи утечки силовых коммутаторов модулей. При напряжении 24 кВ ток каждого из 7 коммутаторов составил менее 10 мкА и практически не изменился в результате испытаний, что свидетельствует о целостности коммутаторов.

Важной характеристикой работы накопителя в создаваемой установке является стабильность (повторяемость) напряжения заряда конденсаторной батареи в опытах. Данный параметр был проанализирован для всех модулей стенда. Напряжение на конденсаторах всех 7 модулей и зарядных устройствах в 116 опытах при рабочем напряжении 24 кВ в режиме одновременного срабатывания показано на рис. 7, 8 (см. также цв. вкл.). На основе данных рис. 7 и 8 для каждого модуля были вычислены: среднеарифметическое значение напряжения, среднеквадратичное отклонение, размах (разница между максимальным и минимальным значением), нестабильность (отношение размаха к среднеарифметическому значению). Полученные характеристики представлены в табл. 3, 4.

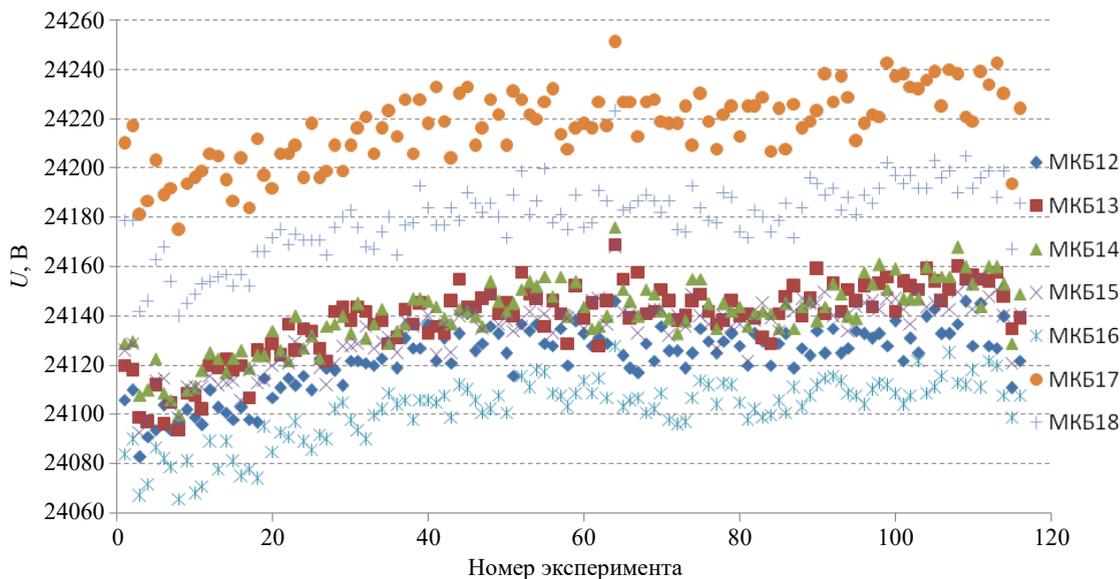


Рис. 7. Напряжения на конденсаторах модулей в момент срабатывания

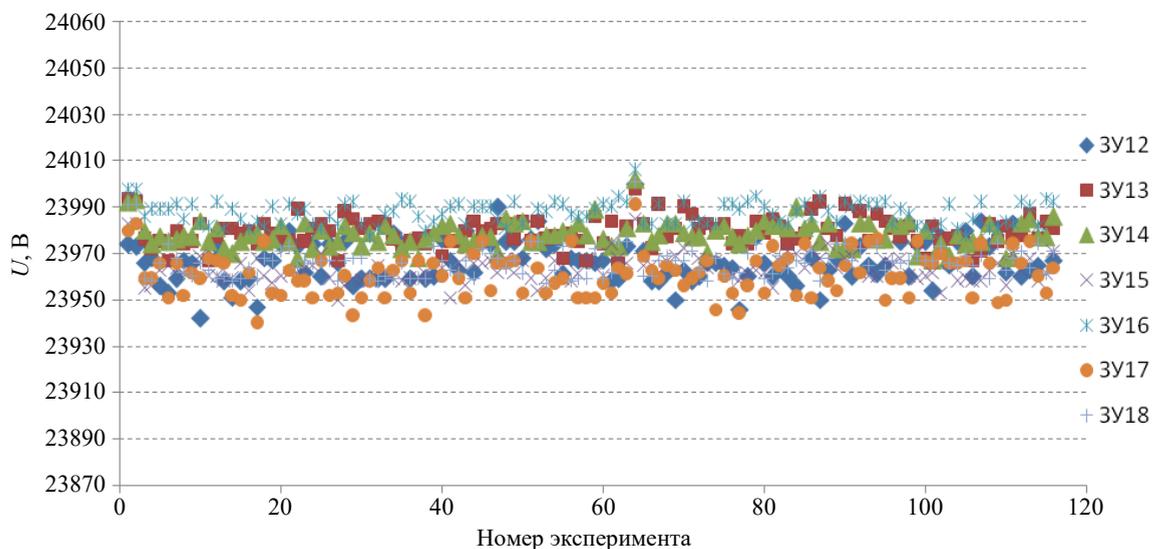


Рис. 8. Зарядные напряжения на зарядных устройствах (ЗУ) перед срабатыванием

Таблица 3

Напряжение на модуле

Номер МКБ	12	13	14	15	16	17	18
Среднеарифметическое, В	24123	24138	24140	24134	24102	24217	24180
Среднеквадратичное отклонение, В	13,01	15,20	13,83	13,45	13,04	14,85	14,47
Размах, В	63	75	76	75	62	76	83
Нестабильность, %	0,26	0,31	0,31	0,31	0,26	0,31	0,34

Таблица 4

Напряжение на ЗУ

Номер ЗУ	12	13	14	15	16	17	18
Среднеарифметическое, В	23967	23979	23978	23963	23987	23961	23966
Среднеквадратичное отклонение, В	9,60	6,22	5,54	5,92	4,80	9,25	6,93
Размах, В	58	32	35	35	29	51	44
Нестабильность, %	0,24	0,13	0,15	0,15	0,12	0,21	0,18

Максимальный разброс напряжений составляет: на зарядных устройствах 58 В (~0,24 % от заданной уставки) и 83 В (~0,34 % от величины уставки) на конденсаторах модулей. Данные по нестабильности зарядных напряжений укладываются в технические требования, предъявляемые к модулям накопителя энергии создаваемой установки.

Основные отказы модулей СНКЭЭ и ламповых кассет

При испытаниях на стенде был выявлен ряд отказов в работе высоковольтных блоков и стоек СЭУД модулей и в ламповых кассетах.

В одном из модулей при работе в тестовом режиме произошел пробой в месте разделки кабеля КВИСРФВ, соединяющего накопительный конденсатор с силовым РВД-коммутатором. Причина заключалась в нарушении изоляции кабеля при его изготовлении (разделке).

В стойках СЭУД были выявлены следующие неисправности: отказ двух зарядных устройств из-за выхода из строя IGBT модулей и отказы двух контроллеров диагностики.

Два срабатывания накопителя произошли в нештатных режимах по причине отказов в работе ламповых каскетов. В первом случае произошел обрыв провода одной из ламп, во втором – пробой изолятора в каскете. В обоих случаях сработал запрет пуска основного коммутатора модулей. На рис. 9 (см. также цв. вкл.) показаны импульсы токов предионизации модуля, который срабатывал на каскету с пробитым изолятором. Видно, что один из токов отсутствует и на ~300 мкс нет силового тока в лампах (срабатывание запрета пуска). В результате удалось избежать серьезных разрушений ламповых каскетов.

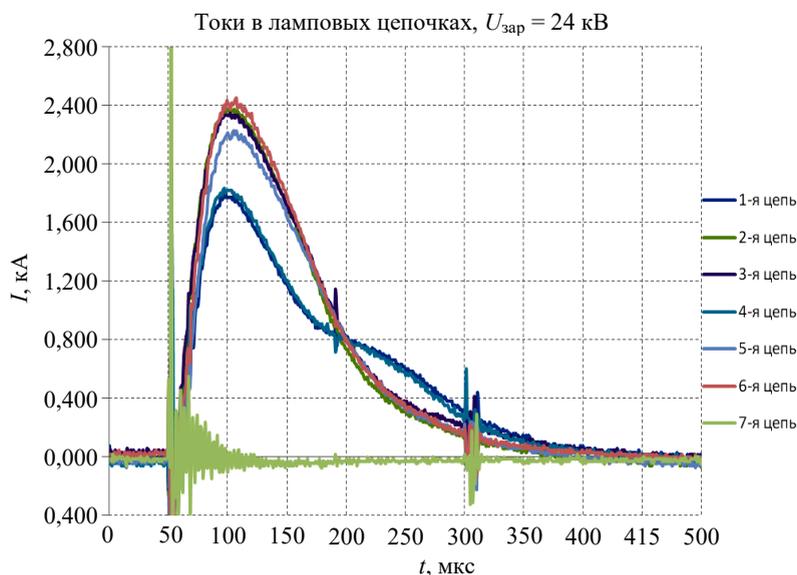


Рис. 9. Осциллограмма токов предионизации при нештатном пуске модуля

Заключение

В НИИЭФА им. Д. В. Ефремова создан стенд, являющийся прототипом модуля силового лазерного усилителя разрабатываемой во ВНИИЭФ установки. Кроме отработки усилителя на стенде испытывались 7 модулей системы накопления и коммутации электрической энергии установки.

За 2016–2017 гг. на стенде проделано порядка 500 срабатываний каждым модулем СНКЭЭ. Одновременно семью модулями при зарядном напряжении 24 кВ выполнено 267 пусков. Параметры импульсов токов в лампах (амплитуда – около 25 кА, длительность импульса – около 360 мкс) соответствуют требуемым значениям. Токи утечки силовых РВД-коммутаторов не изменились в результате испытаний, что свидетельствует о целостности полупроводниковых элементов коммутаторов.

Проанализирована стабильность зарядных напряжений на накопительных конденсаторах модулей от опыта к опыту. По результатам 116 групповых опытов при рабочем напряжении 24 кВ разброс напряжений составил около 0,3 %, что соответствует техническим требованиям.

В двух нештатных ситуациях, связанных с отказами в работе ламповых каскетов (обрыв провода лампы и пробой изолятора), при групповых срабатываниях в стойках СЭУД модулей вклю-

чалась функция запрета пуска основного коммутатора модулей. Таким образом удалось избежать серьезных разрушений элементов лазерного усилителя.

Выявлен ряд отказов в работе высоковольтных блоков (пробой кабеля), стоек СЭУД (зарядные устройства, контроллеры диагностики) модулей.

По результатам исследований проводится анализ причин отказов выхода из строя элементов модулей и ламповых кассет.

Список литературы

1. Ганин Л. С., Арзев А. Г., Беспалов Е. А. и др. Модуль емкостного накопителя с запасенной энергией 900 кДж на базе реверсивно включаемых динисторов для питания ламп накачки мощного неодимового лазера // Сб. докл. Международ. конф. «XVIII Харитоновские тематические научные чтения». – Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2016. Т. 2. С. 55–62.
2. Свиридов В. В., Арзев А. Г., Беспалов Е. А. и др. Высоковольтный коммутатор мощных импульсов тока на основе реверсивно включаемых динисторов для емкостного накопителя энергии неодимового лазера // Там же. С. 148–155.
3. Бродский И. А., Галахов И. В., Ганин Л. С. и др. Автоматизированная система электропитания, управления и диагностики модуля емкостного накопителя энергии мощного неодимового лазера // Там же. С. 42–49.

Results of Tests of a Capacitor Bank' Modules in Test Bench of Power Laser Amplifier

The development of high-power Nd-glass laser facility for ICF researchers is doing at RFNC-VNIIEF. The specialized test bench as the prototype of one of laser amplifier for this facility was created at joint-stock company «D. V. Efremov's NIIEFA». The capacitor storage of electrical energy composed of 7 unified modules is used as the power supply for pulse xenon lamps – the source of amplifier pumping. These modules store about 6 MJ at 24 kV operating voltage. The reverse switched dinistors are used as module switches. At this paper the main results of energy storage testing during 2016–2017 are observed. In the first time the simultaneous shot into real lamp load is showed.

Лазерное моделирование разрушительного воздействия ядерных взрывов на опасные астероиды

Е. Ю. Аристова, А. А. Аушев,
В. К. Баранов, И. А. Белов,
С. А. Бельков, А. Ю. Воронин,
И. Н. Воронич, Р. В. Гаранин,
С. Г. Гаранин, К. Г. Гайнуллин,
А. Г. Голубинский, А. В. Городничев,
В. А. Денисова, В. Н. Деркач,
В. С. Дрожжин, И. А. Еричева,
Н. В. Жидков, Р. И. Ильяев,
А. А. Краюхин, А. Г. Леонов¹,
Д. Н. Литвин, К. Н. Макаров¹,
А. С. Мартыненко, В. И. Малинов,
В. В. Мисько, В. Г. Рогачев,
А. Н. Рукавишников, Е. А. Салатов,
Ю. В. Скорочкин, Г. Ю. Сморгачев,
А. Л. Стадник, В. А. Стародубцев,
П. В. Стародубцев, Р. Р. Сунгатуллин,
Н. А. Суслов, Т. И. Сысоева,
В. Ю. Хатункин, Е. С. Цой,
О. Н. Шубин², В. Н. Юфа¹

Приведены результаты предварительных экспериментов на лазерных установках, в которых на основе принципа физического подобия моделируются процессы заведомого разрушения каменных астероидов (хондритов) в космосе с помощью ядерных взрывов на поверхности астероидов. Приведены результаты сравнительных газодинамических расчетов модельного ядерного взрыва на поверхности крупного астероида и расчетов воздействия импульса лазерного излучения на миниатюрный имитатор астероида, подтверждающих подобие ключевых процессов в натурном и модельном случаях. Описана технология изготовления миниатюрных макетов с механическими свойствами, близкими к свойствам каменных астероидов. Для мини-макетов размером 4–10 мм, различающихся формой и условиями воздействия, при энергии лазерного излучения до 500 Дж сделана экспериментальная оценка энергетического порога заведомого разрушения макета и исследованы параметры его фрагментации. Полученные результаты подтверждают возможность экспериментального определения в лазерных экспериментах критериев разрушения ядерным взрывом астероидов различных типов. Показано, что заведомое разрушение крупного астероида возможно при достижимых значениях энергии ядерного взрыва на его поверхности.

1. Введение

Столкновение с крупным астероидом представляет собой одну из самых больших катастроф для нашей планеты. Его воздействие может превзойти по силе и последствиям другие, более частые естественные катастрофы, такие как извержения вулканов или крупные землетрясения. Сегодня человечество достигло достаточно высокого уровня технического развития и может всерьез рассматривать возможность предотвращения или ослабления астероидной опасности. Угроза пересечения орбит крупных тел с траекторией движения Земли предсказуема, и в настоящее время регистрируются потенциально опасные объекты [1–3].

Сложились два подхода к возможной активной защите Земли от опасных космических объектов: изменение траектории астероидов [4–7] и фрагментация астероидов на мелкие (неопасные) осколки [8–10]. К недостатку подходов, реализующих первый способ, относится тот факт, что воздействие является сравнительно «слабым» и для существенного отклонения объекта требуется длительный интервал времени [7], что подразумевает весьма высокую точность заблаговременного прогноза столкновения. Очевидно, что на практике важны оба фактора. При реализации второго подхода часть осколков пролетит мимо Земли, а часть из них, особенно малого размера, разрушится и сгорит в ее атмосфере.

Выполним некоторые ориентировочные оценки защиты от астероидов. Пусть скорость сближения астероида с Землей составляет $V_{ast} \approx 20$ км/с, как в случае с чебаркульским метеоритом. Примем скорость, которую получают фрагменты при дроблении астероида ядерным взрывом, равной $V_{frag} \approx 10$ м/с. Тогда для разведения фрагментов на расстояние, большее радиуса Земли $R = 6400$ км, потребуется произвести ядерный взрыв на расстоянии $L = RV_{ast}/V_{frag} \approx 13$ млн км от Земли. При средней скорости ракеты $V_{roc} \approx 10$ км/с она должна стартовать за время $t = L/V_{roc} \approx 15$ сут. до прилета астероида. На этот момент времени астероид будет находиться на удалении $L_1 = L(V_{ast} + V_{roc})/V_{roc} \approx 39$ млн км от Земли. На всем этапе полета должна обеспечиваться высокая точность корректировки, для того чтобы обеспечить контролируемый эффект устранения угрозы. Эти оценки по порядку величины дают представление о пространственно-временных масштабах решаемой проблемы.

Среди способов разрушающего воздействия на астероид подавляющее преимущество перед остальными имеет ядерный взрыв [10, 11], так как именно он обеспечивает максимальное удельное выделение энергии (примерно в миллион раз больше, чем у обычных взрывчатых веществ). Требованием к любому из перспективных способов, имеющих целью воздействие на астероид, является гарантированное устранение угрозы катастрофы. Таким образом, выработка критерия для отклонения или разрушения астероида должна основываться на серьезной доказательной базе. Определить подобный критерий можно на основе расчетных методов либо с помощью модельных экспериментов.

Натурному устранению астероидной опасности с помощью ядерного взрыва на поверхности астероида должны предшествовать расчетные и лабораторные исследования, обеспечивающие адекватную трактовку результатов с учетом эффекта масштабирования. При таком подходе необходимо обеспечить подобные геометрические, структурные и физические (в том числе прочностные) свойства макета-астероида и источника воздействия на него.

Схематически общая картина защиты Земли от астероидной опасности при помощи ядерного взрыва (ЯВ) показана на рис. 1.

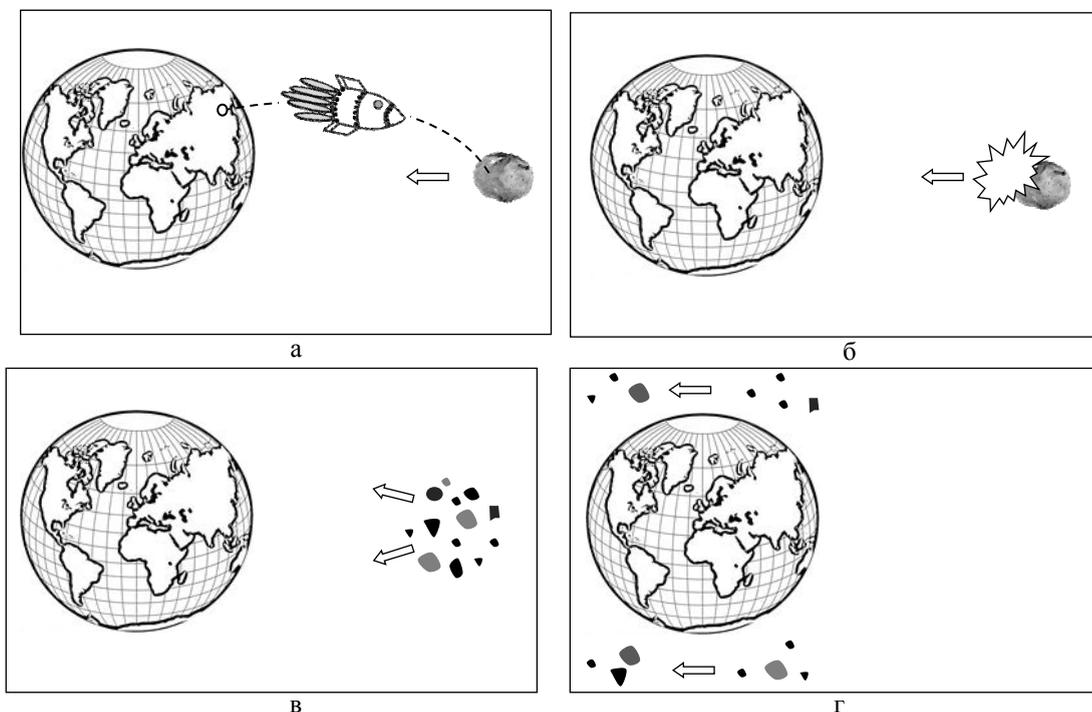


Рис. 1. Последовательность действий при предотвращении астероидной опасности: а – обнаружение астероида, старт и полет ракеты с ядерным зарядом; б – ядерный взрыв на поверхности астероида; в – фрагментация астероида на осколки малых размеров; г – полет осколков мимо Земли

В данной работе предложен и реализован способ моделирования разрушающего воздействия мощного ядерного взрыва на астероиды, основанный на принципах геометрического и физического подобия ключевых газодинамических процессов и процессов разрушения.

Предлагается заменить астероид диаметром в сотни метров имитатором (мини-макетом) диаметром в несколько миллиметров из вещества того же состава и тех же физических свойств.

Выделение энергии ядерного взрыва имитируется импульсным выделением энергии лазерного излучения (ЛИ) на малой площадке поверхности макета, т. е. в обоих случаях реализуется «мгновенное» «точечное» воздействие. Предметом исследования является определение масштабного фактора в данных подходах, а также выработка рекомендаций относительно выбора энергии ядерного заряда и места его эффективного подрыва, зависящих от типа, размера и формы астероида.

2. О подобии газодинамических процессов

При ЯВ на поверхности астероида картина протекающих во времени процессов схематически выглядит следующим образом [12, 13].

Энергия взрыва выделяется за короткий промежуток времени в виде высокотемпературного излучения. При этом около половины энергии не попадает в астероид, а в виде излучения и кинетической энергии высокоскоростной плазмы рассеивается в окружающем пространстве.

Часть энергии, которая выделилась в окрестности поверхности астероида, формирует тепловую волну, быстро распространяющуюся вглубь и разогревающую дополнительную массу ве-

щества. Этот процесс сопровождается потерями в виде теплового излучения с поверхности и дополнительного разлета высокотемпературной плазмы.

По мере уменьшения температуры в области, охваченной тепловой волной, в теле астероида формируется сильная ударная волна, фронт которой вскоре обгоняет фронт тепловой волны [12, 13]. После этого процессы теплового переноса энергии затухают и начинают доминировать ударно-волновые процессы.

Площадь фронта ударной волны увеличивается, что приводит к уменьшению ее амплитуды. При уменьшении скачка давления на фронте ударной волны до значения $\Delta P = P_0 = \rho_0 c_0^2$ волна переходит в звуковой режим и начинает двигаться со скоростью, близкой к скорости звука c_0 . Для хондритного вещества каменного астероида плотность составляет $\rho_0 \cong 2,2-3 \text{ г/см}^3$, $P_0 \approx 30 \text{ ГПа}$ и $c_0 = 3,91 \text{ км/с}$.

Гетерогенность структуры астероида приводит к дополнительным потерям энергии, переносимой волной, поэтому ее амплитуда продолжает уменьшаться. С другой стороны, из-за криволинейной формы астероида при отражении ударных волн от поверхности могут происходить следующие «фокусировки», т. е. локальное усиление волн. В конечном счете диссипативные процессы приводят к затуханию возмущений и при уменьшении скачка давления ΔP до значения порядка предела прочности (несколько МПа на растяжение, десятки МПа на сжатие) процессы разрушения прекращаются, а затем происходит разлет раздробленного астероида.

На газодинамической стадии основными процессами являются распространение и интерференция звуковых (слабых ударных) волн, отраженных от кривой поверхности, и волн, рассеянных на внутренних неоднородностях. В этих процессах формируются зоны отрицательных (разрывающих) давлений и происходит нарушение целостности вещества – разрушение астероида.

Сложность процессов, неопределенность в структуре и форме астероидов делают практически невозможным точное численное моделирование. Одновременно описанная выше качественная картина процессов разрушающего воздействия ЯВ на астероид содержит в себе очевидные предпосылки для их количественного моделирования в лабораторных условиях.

Учитывая, что пространственный масштаб, характерный для достижения условия $\Delta P \sim P_0$, как правило, существенно меньше размеров опасных астероидов, все стадии, предшествующие образованию сильной акустической волны, можно рассматривать как мгновенные и точечные. Короткая длительность, возможность фокусировки ЛИ в малое пятно, приемлемая энергия импульса и отсутствие дополнительной привносимой массы делают такой способ моделирования с использованием лазерного излучения наиболее конкурентным. Интерпретация данного подхода продемонстрирована на рис. 2.

Для корректного масштабирования задачи необходимо:

а) изготовить миниатюрный макет, имеющий плотность и прочностные характеристики астероида, его геометрическую форму и подобный ему во всех основных пространственных масштабах;

б) обеспечить равенство характерных давлений в модельном и натурном экспериментах в начале ударно-волновой стадии процесса. Это с точностью до коэффициента соответствует равенству отношения энергии ЯВ к массе астероида и отношения энергии ЛИ к массе моделирующего мини-макета.

Такой коэффициент отвечает за отсутствие точного подобия процессов на начальной стадии натурального и модельного воздействий.

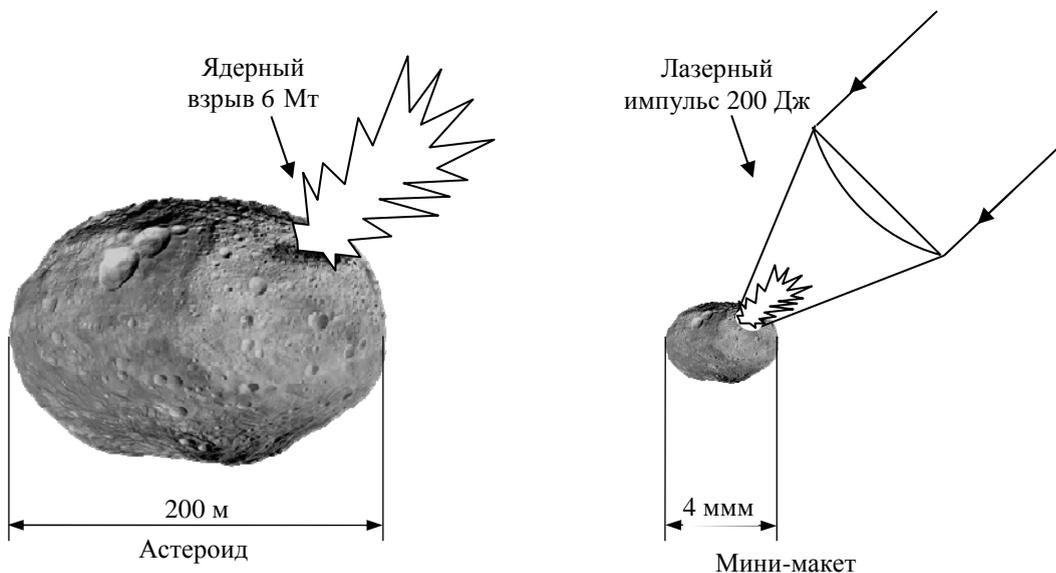


Рис. 2. Naturalный астероид и мини-макет

3. Расчетное обоснование моделирования

В подробных газодинамических расчетах с учетом широкого круга физических процессов исследованы случаи воздействия импульса ЛИ на поверхность малоразмерного мини-макета и контактного ЯВ на полномасштабный астероид. При моделировании рассматривались тела шарообразной формы: макет диаметром $d_1 = 4$ мм и астероид диаметром $d_2 = 200$ м. Энергия импульса ЛИ бралась равной $q_1 = 200$ Дж. Импульс имел трапецевидную временную форму с шириной на полувысоте $\tau_{0,5} = 2$ нс, значение интенсивности лазерного излучения на плато составляло $I = 2 \cdot 10^{14}$ Вт/см² на длине волны $\lambda = 0,527$ мкм, радиус освещенного пятна равен $R_1 = 125$ мкм.

Энергия ЯВ в расчетах задавалась из соображения приближенного энергетического подобия ($d_1/q_1^{1/3} = d_2/q_2^{1/3}$) и для выбранных параметров составила $q_2 = 6$ Мт в тротиловом эквиваленте. Полагалось, что на 1 т веса ядерного взрывного устройства приходилось 1 Мт выделяемой энергии. Стилизованный источник энерговыделения представлял собой алюминиевый шар радиусом $R_2 = 81$ см, центр которого располагался на поверхности астероида, а вся энергия взрыва выделялась в нем мгновенно в виде тепла.

Расчетное моделирование воздействия ЛИ на мини-макет разбивалось на две стадии. На первой стадии рассчитывалось взаимодействие лазерного импульса с веществом мини-макета, на второй – последующее газодинамическое течение среды с учетом ее прочностных свойств и разрушения. Расчеты первой стадии проводились по одномерному радиационному газодинамическому коду СС-9М [14] в неравновесном приближении. Поглощение и перенос энергии ЛИ мини-макетом рассчитывались в волновом квазистационарном приближении на основе решения уравнений Гельмгольца разностным методом. Кинетическое ограничение потока электронной теплопроводности в области плазмы низкой плотности задавалось множителем $f = 0,1$. Перенос рентгеновского излучения описывался в диффузионном приближении. Для описания кинетики населенностей уровней ионов применялась модель среднего иона.

По коду СС-9М были рассчитаны одномерные профили плотности, внутренней энергии и массовой скорости в веществе мини-макета к моменту формирования ударной волны в зоне прогрева. Далее с использованием этих данных в качестве начальных по коду ЭГАК [15] проводился двумерный расчет формирования и распространения ударной волны во всем объеме макета от области прогрева вещества ЛИ. Численное моделирование проводилось в двумерной осесимметричной постановке на квадратной эйлеровой сетке. На радиус мини-макета приходилось 160 счетных ячеек (приведенный размер счетной ячейки $h = 3,44 \text{ см/кт}^{1/3}$). Специальные исследования показали правомерность использования одномерного приближения для расчета начальной стадии взаимодействия ЛИ с веществом мини-макета астероида. При вариации момента времени перехода от одномерного расчета к двумерному в диапазоне $t_0 = 8,3\text{--}13,8 \text{ мкс/кт}^{1/3}$ форма и амплитуда ударной волны в нагружаемом теле в более поздние моменты времени $t > 50 \text{ мкс/кт}^{1/3}$ практически не изменялись.

Расчет воздействия контактного ЯВ на полномасштабный астероид проводился по коду ЭГАК в осесимметричной постановке на квадратной эйлеровой сетке. Для описания переноса излучения по веществам источника и астероида использовалось приближение лучистой теплопроводности. Для экономии вычислительных ресурсов на тепловой стадии взрыва рассматривался не весь астероид, а лишь его часть, расположенная вблизи источника энерговыделения. После отрыва ударной волны от тепловой в веществе астероида учитывалось только газодинамическое движение среды с учетом ее прочностных свойств и разрушения. При этом осуществлялось увеличение размеров счетной области (рассматривался уже весь объем астероида) и укрупнение счетной сетки. На радиус астероида приходилось 160 счетных ячеек (приведенный размер счетной ячейки $h = 3,44 \text{ см/кт}^{1/3}$).

Для описания веществ мини-макета и полномасштабного астероида в области низких давлений ($P \sim 10 \text{ ГПа}$) использовалась обобщенная квазиупругопластическая (ОКУП) модель деформирования и разрушения скального грунта [16] с параметрами для сильнотрещиноватого гранита с плотностью $\rho_0 = 2,4 \text{ г/см}^3$, модернизированная при ее реализации в коде ЭГАК. В ОКУП-модели учитываются сдвиговое и отрывное разрушение среды, разрыхление раздробленного материала, релаксация напряжений и так далее. В области высоких значений термодинамических параметров использовалось уравнение состояния [17], аппроксимирующее расчеты по модели Томаса – Ферми, с параметрами для алюминия. Переход с ОКУП-модели на уравнение состояния [18] происходил при выполнении условия $P \geq P_{cr} = 20 \text{ ГПа}$.

Расчеты показали, что при соблюдении условия энергетического подобия энергия ЯВ избыточна для заведомого разрушения астероида. На рис. 4, 5 представлены расчетные зависимости в случае $q_2 = 3 \text{ Мт}$ для массовой скорости U и давления P от времени в точках, отмеченных на рис. 3. При сравнении результатов расчетов использовались безразмерные значения координат точек наблюдения $(x/d, y/d)$ и времени tC_l/d , где $C_l = 3,91 \text{ км/с}$ – скорость продольной волны в веществе.

Наблюдается удовлетворительное согласие модельной и натурной зависимостей. В остальных точках расчетные величины согласуются аналогичным образом. Несмотря на гигантское различие в абсолютных масштабах (в 10^{14} раз по массе и энергии), зависимости давления и массовой скорости от нормированного времени близки как по амплитуде, так и по форме во всем объеме астероида (макета). Это свидетельствует о приближенном подобии процессов и о возможности воспроизведения в лазерных экспериментах качественных и количественных особенностей течения среды, возникающего при контактном ядерном взрыве.

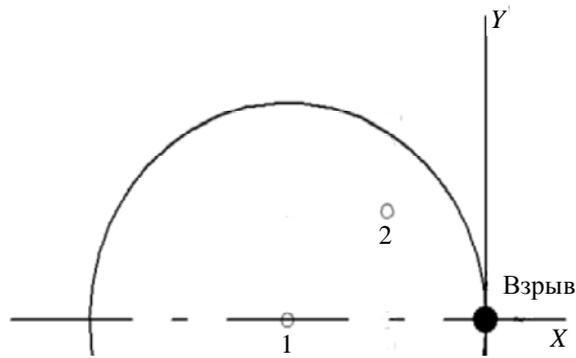


Рис. 3. Расположение точек наблюдения в расчетах

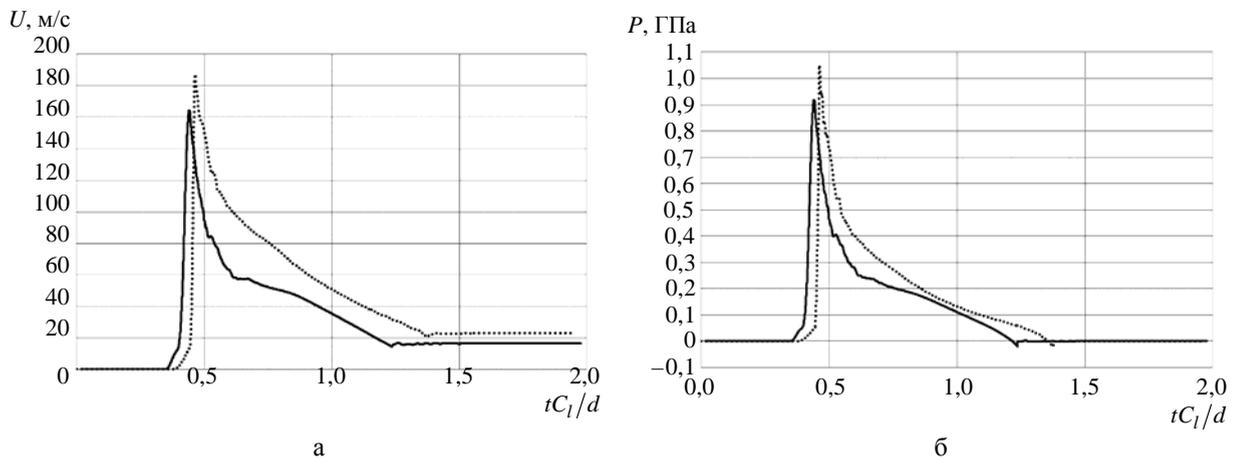


Рис. 4. Зависимости массовой скорости (а) и давления (б) от приведенного времени в точке 1 (см. рис. 3). Сплошные кривые – лазерный импульс $q_1 = 200$ Дж, пунктирные кривые – контактный ядерный взрыв $q_2 = 3$ Мт

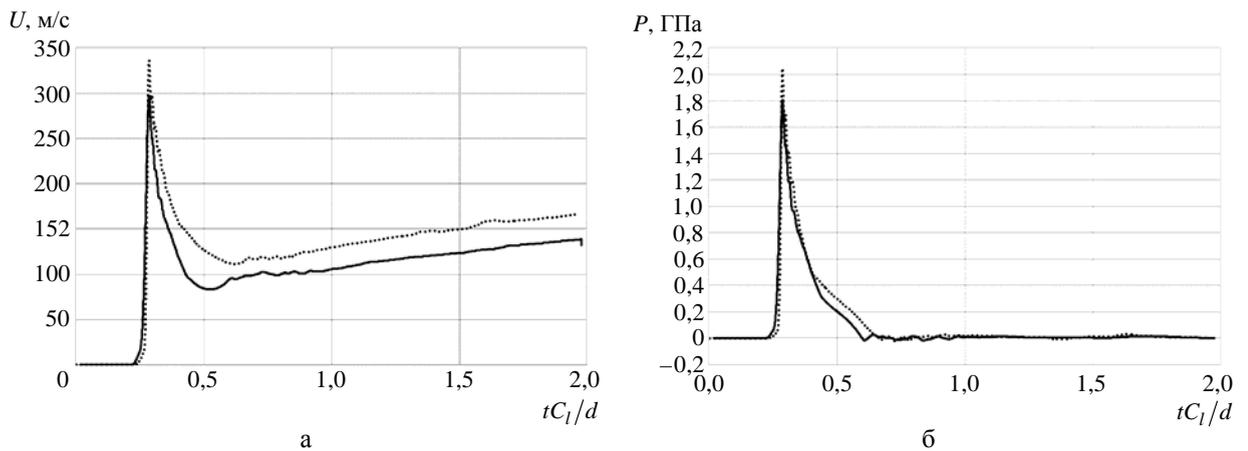


Рис. 5. Зависимости массовой скорости (а) и давления (б) от приведенного времени в точке 2 (см. рис. 3). Сплошные кривые – лазерный импульс $q_1 = 200$ Дж, пунктирные кривые – контактный ядерный взрыв $q_2 = 3$ Мт

4. О технологиях изготовления мини-макетов каменных астероидов

Для обеспечения лазерных экспериментов разработана технология изготовления искусственного вещества каменных астероидов с заданными свойствами.

Химический состав, плотность, пористость, скорость звука, прочность (на сжатие и растяжение) мини-макета и астероида для соблюдения подобия должны совпадать.

Необходимо также соблюдение структурного подобия, а именно в макете астероида не должны содержаться крупные прочные включения, которые бы соответствовали весьма прочным глыбам, отсутствующим в каменных хондритах.

По этой же причине нецелесообразно использование мини-макетов, изготовленных из натуральных хондритов, поскольку размеры прочных оплавленных хондр сопоставимы с размерами макета, что нарушает подобие процессов разрушения.

В основу создания мини-макетов легли данные анализа структуры вещества каменного астероида, упавшего на Землю в феврале 2013 г. рядом с населенным пунктом Чебаркуль [19]. Астероид был отнесен к классу обыкновенных хондритов. Анализ обломков позволил сделать вывод о химическом составе (SiO_2 – 40 масс. %, MgO – 26 масс. %, Fe_2O_3 – 18 масс. %, FeS – 6 масс. %) и некоторых свойствах (плотность примерно $3,3 \text{ г/см}^3$, прочность примерно 9,8 МПа) астероида.

При имитации астероидного вещества выбрано своеобразное подобие лабораторных технологий естественным процессам его образования в природе, т. е. использовалась комбинация процессов осаждения, сжатия и нагрева.

При изготовлении макетов приближенно учитывался масштабный фактор, а именно использовались исходные материалы минимальной допустимой дисперсности. Так, дисперсность порошков MgO , Fe_2O_3 и FeS не превышала 20 мкм, а дисперсность SiO_2 варьировалась в пределах от 10 до 125 мкм. Полученная смесь перемешивалась в стряхивающем смесителе в течение 5 ч, конечная насыпная плотность смеси для всех случаев составляла около $0,8 \text{ г/см}^3$.

Из приготовленной смеси путем двухстороннего прессования в закрытой пресс-форме на лабораторном гидравлическом прессе были изготовлены образцы цилиндрической формы (диаметром приблизительно 20 мм, высотой приблизительно 20 мм). Удельное усилие прессования варьировалось и составляло от 356 до 900 МПа. Использование двухстороннего прессования значительно улучшило распределение плотности по высоте образца, вследствие чего увеличилась и прочность искусственного астероидного вещества [20]. Плотность модельного астероидного вещества после прессования варьировалась от $1,98$ до $2,19 \text{ г/см}^3$.

Спекание образцов проводилось в вакууме под давлением пресса в засыпке нитрида бора. Пресс-форму устанавливали в печь и под давлением 3,5 МПа проводили спекание при температуре $1000 \text{ }^\circ\text{C}$. Эта температура выбиралась ниже температуры плавления компонентов исходной смеси. Минимальной температурой плавления $1193 \text{ }^\circ\text{C}$ обладает FeS .

В результате спекания происходила усадка образцов [21], а плотность вещества возрастала приблизительно до $2,3 \text{ г/см}^3$.

С целью изучения прочностных характеристик искусственных материалов в каждой партии выбирался контрольный образец, который подвергался испытаниям на сжатие: по результатам испытаний строилась зависимость напряжения от деформации при сжатии образца, подобная приведенной на рис. 6.

Прочность на сжатие образцов материала искусственного астероида, изготовленных с усилием при спекании около 20 МПа, составила 134 МПа. Прочность образцов, спеченных с усилием 3,5 МПа, составила 24 МПа. Несмотря на невысокую плотность полученных образцов, их прочность оказалась достаточно высока. Прочность образца, спеченного без усилия и засыпки, невысокая – 2,7 МПа.

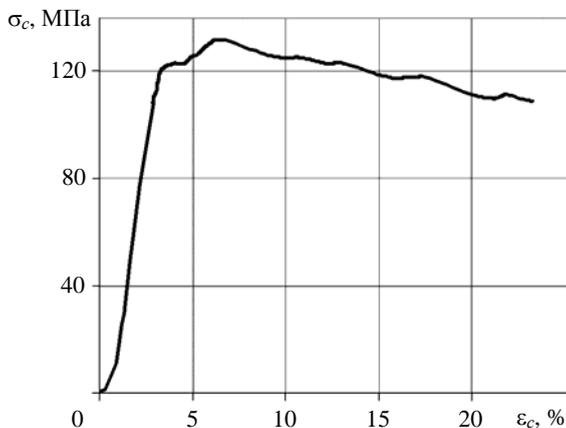


Рис. 6. Диаграмма сжатия образца астероидного вещества с дисперсностью около 10 мкм, спеченного при давлении на пресс-форму 20 МПа

Для изучения структуры искусственного астероидного вещества было проведено микроскопическое исследование среза цилиндрического образца, произведенного алмазным резцом. Методами рентгеноструктурного анализа и электронно-зондового рентгеноспектрального микроанализа была исследована структура и определен элементный состав искусственного астероидного вещества. Исследование структуры проводили с помощью детектора обратноотраженных электронов (BSE), а исследование элементного состава – с помощью аналитической приставки INCA с детектором X-Max. Анализ распределения элементов в структуре астероидного вещества проводили на участках образца, изображения которых были получены при различных увеличениях в режиме атомного контраста.

Анализ данных, представленных на рис. 7 и в табл. 1, показал, что крупные частицы серого цвета размером до 300 мкм представляют собой оксид кремния SiO_2 (участок 1). Область светло-серого цвета образована сложным оксидом $(\text{Mg}, \text{Fe})_x\text{O}_y$ (участок 2). Соединению FeS (участок 3) соответствует область белого цвета. Также в структуре исследуемого материала определены участки, элементный состав которых соответствует соединениям Fe_2O_3 и Fe (участки 4, 5).

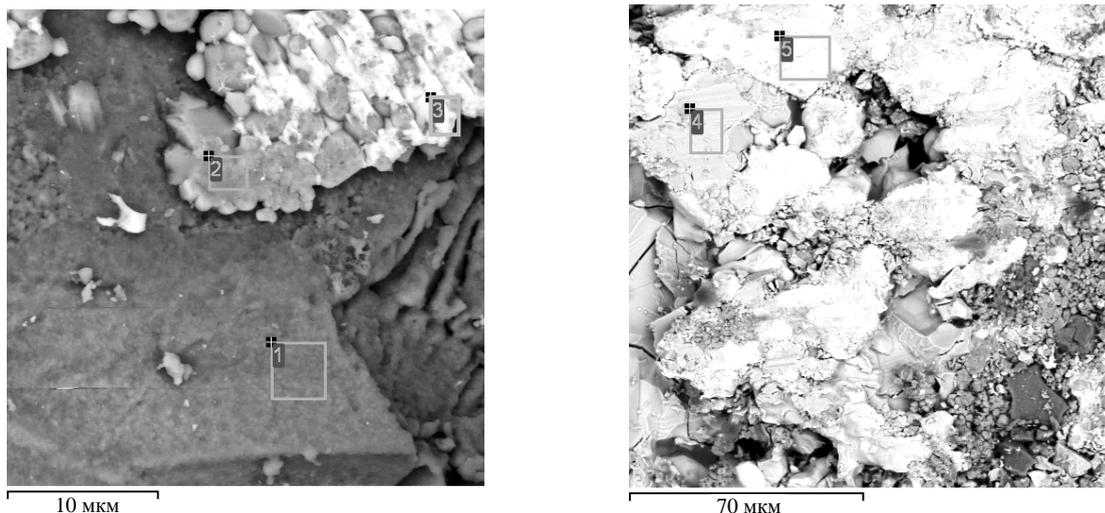


Рис. 7. Изображения участков микроанализа астероидного вещества

Таблица 1

Элементный состав характерного образца астероидного вещества хондритного типа

Номер участка	Массовое содержание, %							Вероятное соединение
	O	F	Mg	Si	S	Ca	Fe	
1	44,6	12,5	11,3	29,0	–	1,2	1,4	SiO ₂
2	31,1	–	32,6	2,3	–	–	34,0	(Mg, Fe) _x O _y
3	–	–	3,8	0,7	35,8	–	57,7	FeS
4	23,8	–	4,6	0,3	0,4	–	70,9	Fe ₂ O ₃
5	–	–	1,3	–	0,7	–	98,0	Fe

На рентгеновском дифрактометре Dmax/RC методом рентгеноструктурного анализа (РСА) был определен фазовый состав искусственного астероидного вещества. Анализ показал, что искусственное астероидное вещество состоит из трех основных фаз: оксида кремния SiO₂ ≈ 56,1 %, сложного оксида Mg_{1-x}Fe_xO ≈ 40,2 % и сульфида железа FeS ≈ 3,7 %.

Из цилиндрических образцов искусственного астероидного вещества были изготовлены образцы шаровидной формы (рис. 8), которые впоследствии использовались в лазерных экспериментах по определению критерия заведомого разрушения каменных астероидов.



Рис. 8. Образец искусственного астероидного вещества шаровидной формы диаметром 4,5 мм и массой 0,1 г

5. Постановка лазерных исследований

Исследования проводились на лазерных импульсных установках ИСКРА-5 [22], ЛУЧ [23] и САТУРН [24].

Лазерное излучение с выхода усилительного канала системой транспортных зеркал вводилось в вакуумную камеру и фокусировалось на мини-макет с использованием объектива. Облучение осуществлялось в режиме «острой фокусировки», диаметр пятна на макете составлял около

100–120 мкм. Схемное решение постановки экспериментов на разных установках отличалось деталями. Длина волны составляла 1,315 и 0,527 мкм, длительность импульса 0,4–0,6 нс и 1,4–2,2 нс на установках ИСКРА-5 и ЛУЧ соответственно. Энергия варьировалась в пределах от ≈ 50 до ≈ 500 Дж.

Макет астероида закреплялся на вертикально ориентированном держателе и помещался в специальный, индивидуально юстируемый бокс, имеющий прозрачные стенки и отверстие для введения ЛИ. Таким образом обеспечивалась возможность боковой и тыльной подсветки для регистрации динамики разлета макета астероида.

Принципиальная схема проведения экспериментов на установке ЛУЧ, размещение макета и систем диагностики приведены на рис. 9; назначение регистрирующих средств указано в табл. 2.

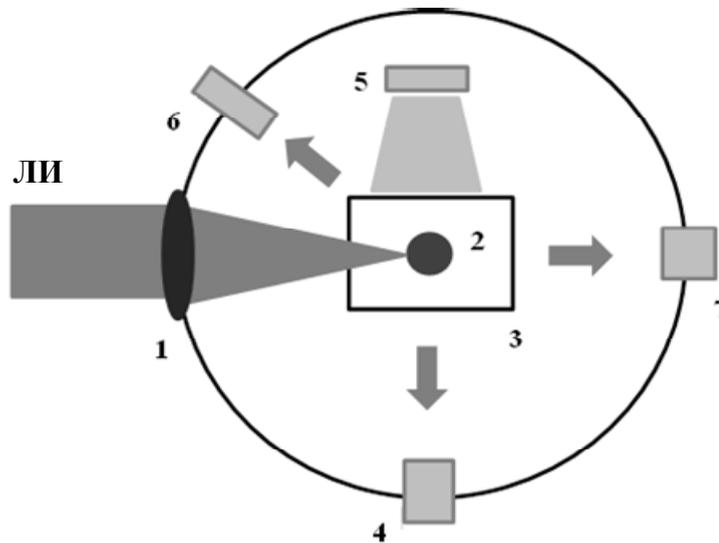


Рис. 9. Принципиальная схема эксперимента на установке ЛУЧ:
 1 – объектив, 2 – мини-макет астероида, 3 – бокс с прозрачными стенками,
 4 – электрооптический преобразователь (ЭОП), 5 – лампа-вспышка,
 6 – камера-обскура, 7 – оптическая гетеродинная регистрация

Размер пятна облучения в экспериментах определялся по его изображению в рентгеновском излучении, зарегистрированном с помощью камеры-обскуры. Увеличение съемки составляло $M^* \approx 1,6–1,7$, пространственное разрешение – приблизительно 15 мкм. Изображение регистрировалось за набором фильтров: 10 мкм Ве + 23,5 мкм лавсана ($C_8H_{10}O_4$) + 0,1 мкм Al. Энергия отсечки составила около 2,6 кэВ.

Для регистрации процесса разрушения мини-макета астероида использовался стандартный теневой метод. Подсветка была организована с использованием лампы-вспышки с длительностью импульса до 1 мс. Регистрация изображений осуществлялась на электрооптическом преобразователе СЭР-7 [25] в девятикадровом режиме. Параметры съемки:

- область изображения 20–25 мм;
- пространственное разрешение в области расположения макета 200 мкм;
- динамический диапазон 700;
- полное время съемки 600 мкс;
- время экспозиции единичного кадра 1–5 мкс.

Таблица 2

Диагностическое оснащение экспериментов

Измеряемый параметр	Диагностика	Метод измерения
Параметры лазерного излучения	Стандартные диагностики	Ближняя и дальняя зоны, контраст, форма импульса, энергия
Пятно облучения (размер, структура)	Рентгеновская камера-обскура	Изображение пятна облучения в рентгеновском излучении
Динамика разлета продуктов разрушения мишени, диаграмма направленности разлета осколков, массогабаритные характеристики осколков, распределение осколков по скоростям и размерам	Теневая регистрация с использованием 9-кадровой «лупы времени» на базе ЭОП	Боковая подсветка мишени синхронизованным импульсным источником
	Измерение скорости движения осколков методикой PDV	Лазерная подсветка тыльной стороны мишени с регистрацией распределения скоростей движения осколков
	Сбор проб, анализ фрагментов	Взвешивание мишени и осколков. Построение гистограммы распределения осколков по размерам

Движение тыльной стороны мини-макета и продуктов его распада регистрировались лазерным оптическим гетеродинным методом PDV (Photonic Doppler Velocimetry) [26]. Измерительный комплекс PDV включал в себя:

- узкополосный лазер с длиной волны $\lambda = 1,55$ мкм;
- фотоприемник с полосой пропускания 20 ГГц;
- осциллограф с полосой пропускания 16 ГГц и дискретизацией 12,5 пс;
- пассивные оптоволоконные элементы для построения оптической схемы.

Установление факта разрушения проводилось на основе массогабаритного анализа осколков.

Для оценки критерия заведомого разрушения был принят во внимание процесс падения чебаркульского астероида. Этот астероид имел начальный размер около 20 м и при прохождении атмосферы раздробился на мелкие фрагменты, не нанеся катастрофического урона. Таким образом, для исходного размера астероида 200 м можно говорить о его заведомом разрушении при дроблении на осколки, имеющие линейный размер в 10 раз и массу в 10^3 раз меньше исходных. Очевидно, что данная оценка справедлива, если траектория движения осколков в атмосфере близка к траектории чебаркульского астероида.

6. Результаты лазерных экспериментов

Первые эксперименты по моделированию были проведены на установке ИСКРА-5 с длиной волны ЛИ 1,315 мкм со сферическими мини-макетами. Для разрушения мини-макетов астероидов, имевших прочность на сжатие 6,5 МПа, использовалось ЛИ с энергией от 100 до 300 Дж при длительности импульса 0,5 нс и пятном фокусировки приблизительно 250 мкм. При этом удельная энергия, необходимая для полного разрушения макета, составила приблизительно 2000 Дж/г. Однако первые испытанные мини-макеты не удовлетворяли критерию подобия, так как были слишком крупнодисперсными (вкрапления размером до 800 мкм) и непрочными (прочность на сжатие 6,5 МПа).

В экспериментах на установке САТУРН варьировались форма мини-макета, место прицеливания, количество импульсов на один мини-макет. Длина волны ЛИ составляла 1,054 мкм

Основная серия экспериментов проведена на установке ЛУЧ с вариацией прочности мини-макетов, их размеров и формы, способа фокусировки ЛИ, количества импульсов на один мини-макет. Длина волны лазерного излучения составляла 0,527 мкм.

В экспериментах на установке ЛУЧ были использованы образцы хондритного типа со следующими параметрами:

- прочность на сжатие 6,5 МПа, 22,5 МПа и 140 МПа;
- размер от 3 до 10 мм;
- сферическая и эллипсоидальная формы.

Прицеливание пучка на макет эллипсоидальной формы осуществлялось:

- в продольном положении – на поверхность, в искусственную каверну или перед поверхностью мини-макета;
- в поперечном направлении – по центру или с края макета.

Для каждого из вариантов облучения производилось от 3 до 10 экспериментов с варьированием энергии, подводимой к макету. Всего проведено свыше 100 экспериментов.

На рис. 10 представлены изображение характерного пятна облучения, зарегистрированного с помощью рентгеновской камеры-обскуры, и изолинии распределения интенсивности в одном из характерных экспериментов.

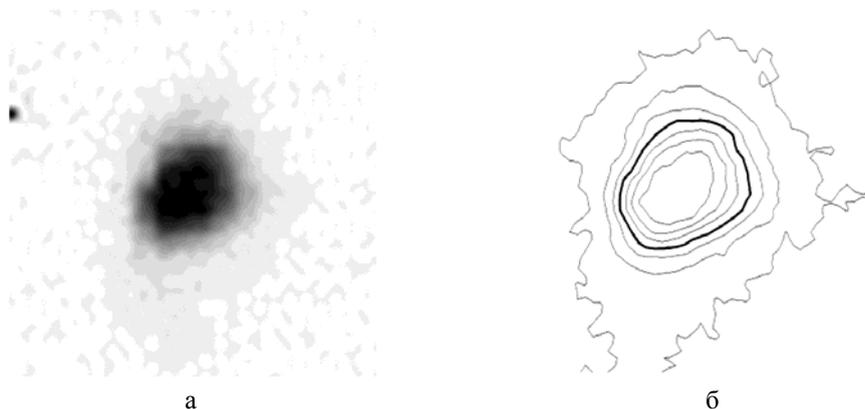
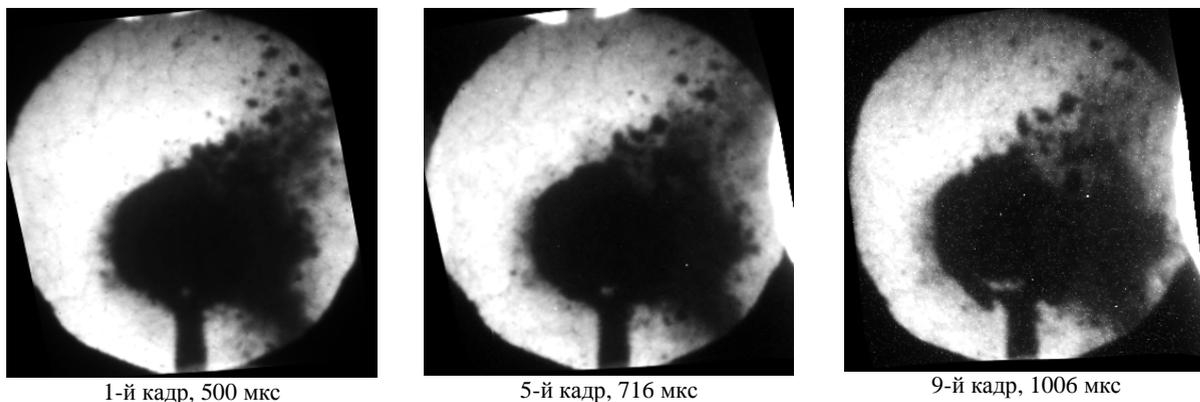


Рис. 10. Пятно облучения, зарегистрированное с использованием камеры-обскуры (а), и изолинии распределения в нем интенсивности (б). Диаметр эквивалентного пятна (FWHM)
 $d_{\text{экв}} = 129 \text{ мкм}$

На рис. 11 представлены кадры регистрации характерного разлета осколков макета для одного из проведенных экспериментов (случай частичного разрушения).

На рис. 12 представлен пример регистрации динамики разлета осколков мини-макета, полученной с использованием оптической гетеродинной методики. В данном эксперименте было зарегистрировано полное разрушение макета. На интервале 0–300 мкс хорошо виден одиночный трек с сохраняющимся размером, скоростью и отражающей способностью. Трек идентифицируется как отражение от компактной группы осколков макета астероида, движущихся практически как единое целое. Их скорость составляет около 5 м/с. Примерно через 300 мкс наблюдается расщепление треков, соответствующих осколкам со скоростями примерно от –5 м/с (осколки летят в направлении, противоположном источнику подсветки) до 7 м/с. Группа осколков, имеющих отрицательные значения скорости, появляется с некоторой задержкой из-за их экранирования другими фрагментами. В поле зрения прибора имеются отдельные прослеживаемые треки наиболее крупных частиц.



1-й кадр, 500 мкс

5-й кадр, 716 мкс

9-й кадр, 1006 мкс

Рис. 11. Регистрация процесса разрушения макета астероида в режиме девятикадровой съемки. Отсчет времени ведется от момента воздействия ЛИ на макет астероида

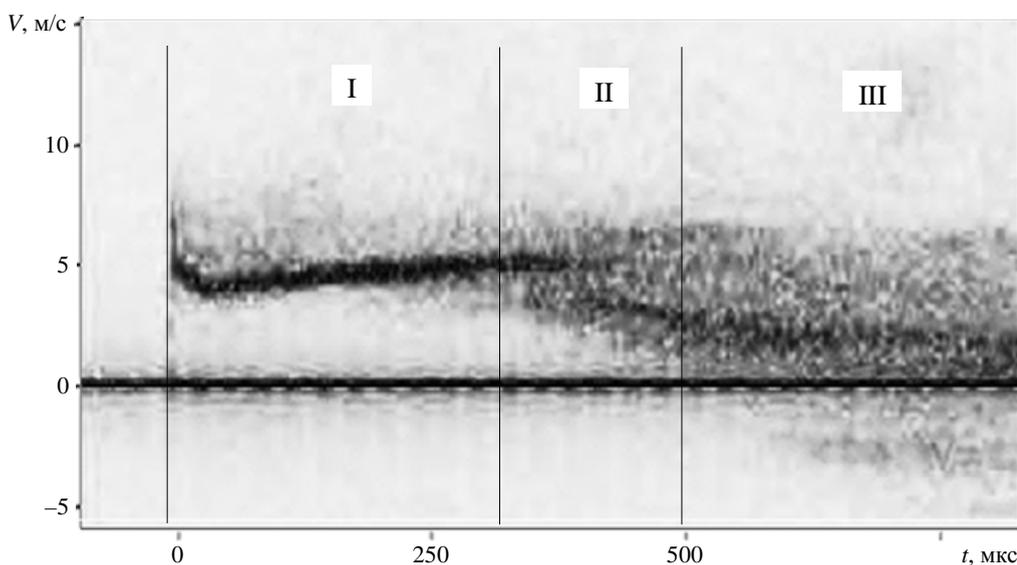


Рис. 12. Регистрация движения тыльной стороны макета оптической гетеродинной методикой (PDV): I – макет движется как целое со скоростью 5 м/с; II – макет разрушается; III – осколки движутся со скоростями от -5 м/с до 7 м/с

На рис. 13 представлено распределение крупных осколков мини-макета по размерам после воздействия импульса ЛИ. Испытывался макет с прочностью на сжатие 6,5 МПа, массой 0,1050 г и средним диаметром 4,34 мм.

В табл. 3 приведены подробные данные, характеризующие этапы подготовки и проведения типичного эксперимента с мини-макетом средней прочности. В графическом виде результаты серии экспериментов (по облучению образцов одного типа) представлены на рис. 14, а результаты всех проведенных серий обобщены на рис. 15 и в табл. 4.

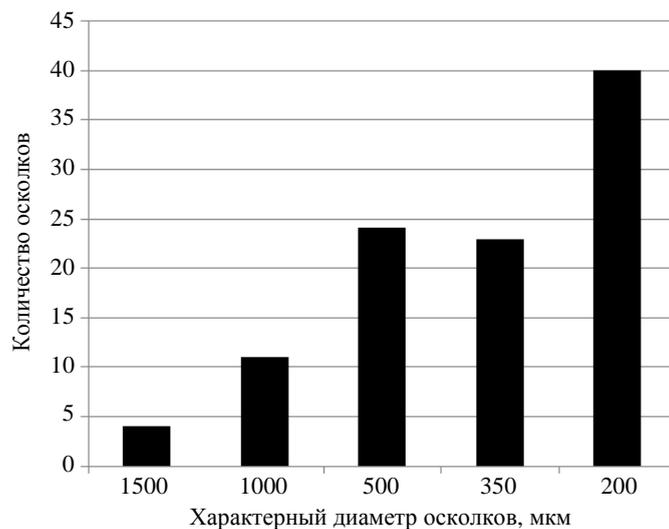


Рис. 13. Распределение осколков мини-макета астероида по размерам в эксперименте с удельной энергией излучения 1143 Дж/г

Таблица 3

Тип макета, условия эксперимента и основные результаты

Макет астероида		Излучение		Результат	
Прочность на сжатие, МПа	22,5	Энергия ЛИ, Дж	153	Удельная энергия, Дж/г	500
Прочность на растяжение, МПа	1,3	Энергия ЛИ на макете, Дж	126	Полное разрушение	Нет
Дисперсность, мкм	10–125	Длительность, нс	1,6	Наличие крупных осколков	Один
Диаметр макета, мм	5,0	Контраст	$>1,5 \cdot 10^5$	Масса крупного осколка, г	0,087 (35 %)
Плотность, г/см ³	2,21	Диаметр пятна (обскура), мкм	171	Масса мелких осколков, г	0,113 (45 %)
Масса, г	0,251	Интенсивность ЛИ, Вт/см ²	$4,4 \cdot 10^{14}$	Скорость крупных осколков, м/с	4,5–7
Каверна	Нет	Прицеливание	Центр	Скорость мелких осколков, м/с	До 13

Из рис. 14 следует, что мини-макет (астероид) хондритного типа заведомо разрушается при удельной энергии воздействия свыше 400–500 Дж/г.

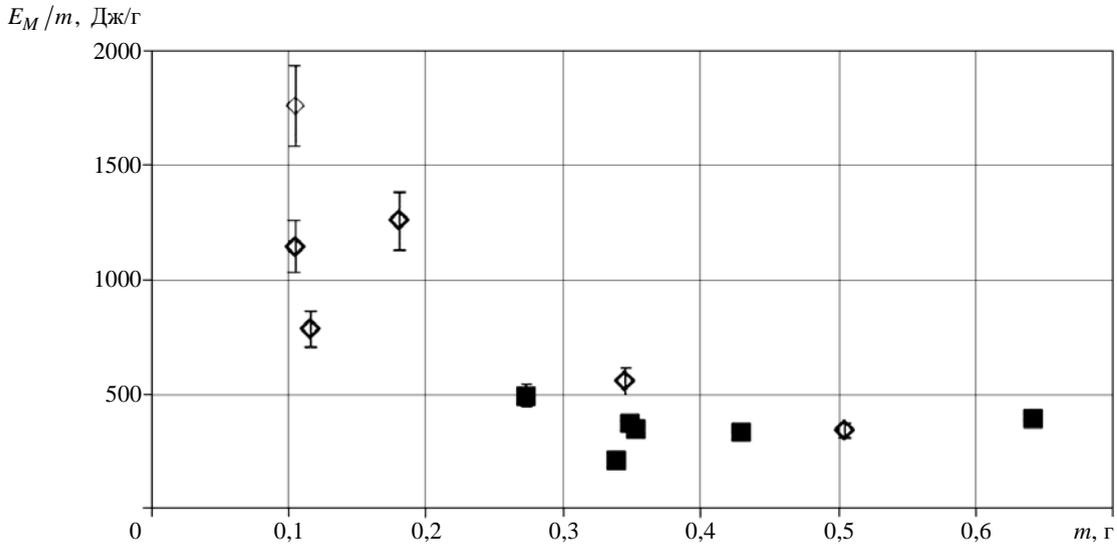


Рис. 14. Удельная энергия разрушения мини-макетов с прочностью на сжатие 6,5 МПа в зависимости от их массы. Квадраты – не полностью разрушенные макеты, ромбы – разрушенные макеты. Погрешность по оси ординат 10 %

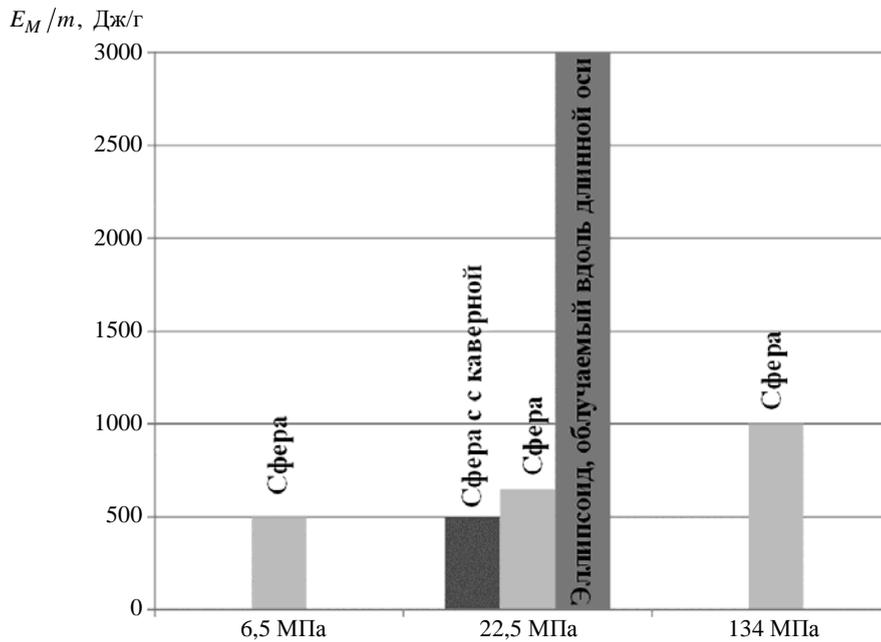
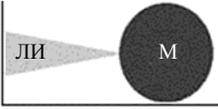


Рис. 15. Удельная энергия ЛИ, необходимая для разрушения мини-макетов разной формы и прочности

Результаты исследований удельной энергии, необходимой для разрушения мини-макетов хондритного типа различной формы

Тип макета и способ облучения	Макет			Излучение		Результат	
	σ , МПа	d , мм	M , г	E , Дж	I , 10^{14} , Вт/см ²	E/M , Дж/г	Полное разрушение
	6,5	4,4–8	0,1–0,7	70–350	2–10	200–490	Нет
						340–1760	Да
	134	4–5,5	0,16–0,35	120–350	1,1–12	550–1000	Нет
						950–1100	Да
	22,5	3–5	0,08–0,24	95–155	2,5–38	500–550	Нет
						450–1900	Да
	22,5	5	0,2–0,26	60–140	4,5–6	240–570	Нет
						530–560	Да
	22,5	3×6	0,05–0,12	50–230	1,5–9,2	390–2900	Нет
						2700–3000	Да
	22,5	3×6	0,07–0,11	20–190	1,1–9,6	180–400	Нет
						850–2400	Да

Из табл. 4 видно, что для мини-макетов сферической формы удельная энергия заведомого разрушения увеличивается с ростом прочности. Разрушение наблюдается при превышении удельной энергии:

- 500 Дж/г для макетов с прочностью на сжатие 6,5 МПа,
- 650 Дж/г для макетов с прочностью на сжатие 22,5 МПа,
- 1000 Дж/г для макетов с прочностью на сжатие 134,1 МПа.

Отклонение от сферической формы приводит к увеличению порогового значения удельной энергии. Наиболее существенным образом это наблюдается, когда ударное возмущение распространяется вдоль большей оси мини-макета (увеличение примерно в 5 раз для эллипсоида с прочностью на сжатие 22,5 МПа и отношением осей 1:2), см. рис. 16.

Наличие каверны, напротив, ощутимо (до 25 %) снижает требуемую удельную энергию за счет ее заглубленного выделения.

Близкие по постановке эксперименты проводились также на установке САТУРН. В этих экспериментах использовались макеты из аналогичного вещества сферической и кубической формы с прочностью на сжатие 22,5 и 134 МПа.

Получено, что с увеличением длины волны ЛИ несколько (приблизительно на 10 %) увеличивается удельная энергия излучения, необходимая для заведомого разрушения мини-макета, что объясняется меньшей эффективностью передачи энергии ЛИ во внутреннюю энергию макета [27].

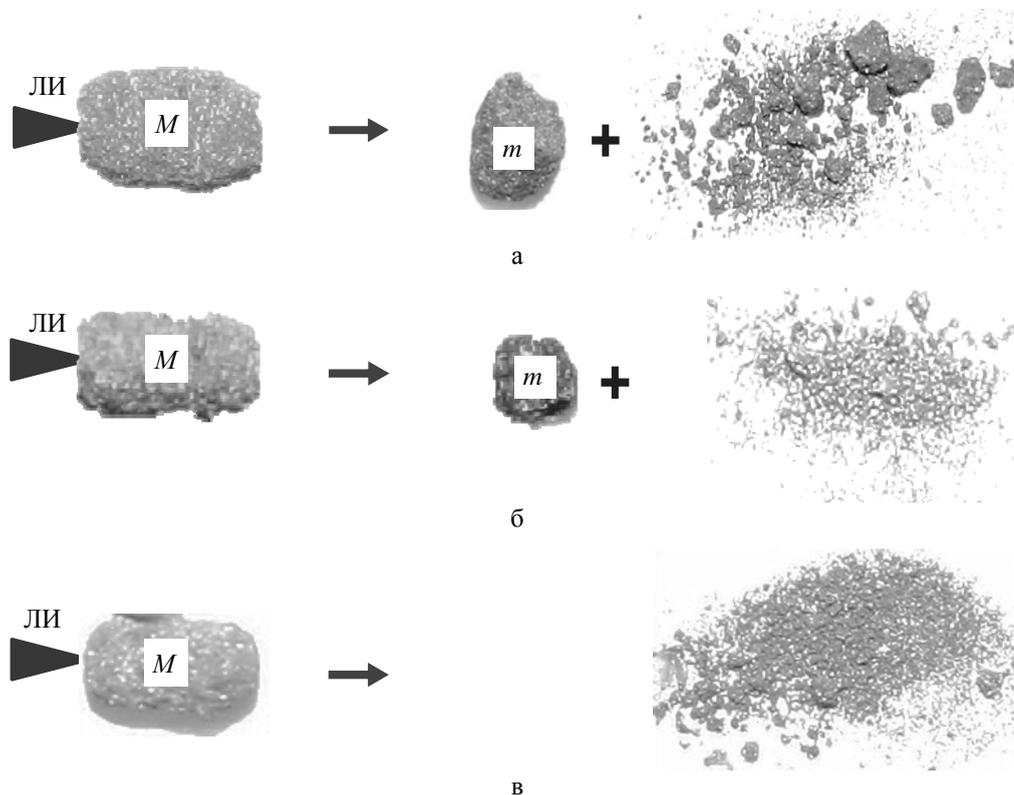


Рис. 16. Разрушение эллипсоидальных мишеней при различных значениях удельной энергии E/M :
 а – $E/M = 1300$ Дж/г, $m = 0,45$ %; б – $E/M = 2900$ Дж/г, $m = 0,23$ %; в – $E/M = 3000$ Дж/г

Изменение формы мини-макета со сферической на кубическую приводит к росту удельной энергии, необходимой для разрушения макета, приблизительно на 10–20 %.

На установках САТУРН и ЛУЧ исследовался также характер разрушения мини-макетов последовательностью импульсов ЛИ. Данная постановка принципиальна для выяснения механизмов нарушения целостности прочностных связей: может ли эффект разрушения «накапливаться» или имеет пороговую величину, и может ли эта величина снижаться с учетом оказанного предварительного воздействия.

Для проведения этих исследований использовались мини-макеты хондритного типа диаметром 3 мм и прочностью на сжатие 22,5 МПа. Энергия в импульсе варьировалась, а облучение проводилось либо в то же прицельное положение с образованным кратером от предыдущего импульса, либо в другое.

Исследования проводились

- на установке САТУРН в многократном (3–7 раз) режиме облучения с характерной энергией в выстреле от 10 Дж до 30 Дж;
- на установке ЛУЧ в двукратном режиме облучения с характерной энергией в выстреле от 100 Дж до 200 Дж.

Пример разрушения шаровидного макета астероида несколькими импульсами на установке САТУРН показан на рис. 17.



Рис. 17. Остатки шарового макета после пяти выстрелов при пятне фокусировки радиусом 160 мкм и полной энергии $E = 51,8$ Дж

Во всех случаях получено примерное равенство полной энергии, необходимой для заведомого разрушения мини-макетов, вне зависимости от количества и энергетике единичных выстрелов.

7. Заключение

Получена экспериментальная оценка критерия разрушения астероида хондритного типа ядерным взрывом на его поверхности. Исследования базировались на физическом подобии гидродинамических явлений, сопровождающих ядерный взрыв на поверхности астероида, и аналогичных явлений при воздействии импульса мощного лазерного излучения на поверхность миниатюрного макета.

Физические свойства искусственного вещества мини-макета (плотность, пористость, прочность, скорость звука и др.) подбирались близкими к свойствам натуральных астероидов хондритного типа.

Проведено расчетно-теоретическое обоснование данного метода моделирования с помощью одномерных и двумерных газодинамических расчетов, выполненных в детальной физической постановке с учетом электронного, ионного и радиационного переноса тепла, уравнений состояния веществ в натурном и модельном случаях, поглощения лазерного излучения в плазме и ряда других процессов.

Расчетным путем выполнена оценка влияния начальной стадии процессов на точность газодинамического подобия явлений. Показано, что при разнице в массе между реальным астероидом и его лабораторным аналогом в 14–15 порядков удельная энергия, необходимая для полного разрушения астероида, почти в два раза меньше, чем удельная энергия, необходимая для подобного разрушения мини-макета.

Для реализации программы экспериментальных исследований на нескольких лазерных установках созданы стенды по изучению разрушения макетов искусственных астероидов. Стенды

оснащены средствами диагностики, обеспечивающими измерение параметров лазерного излучения и параметров его воздействия на макеты.

Предложена и отработана методика изготовления искусственных материалов, подобных материалам натуральных хондритов. Их анализ и испытания показали, что плотность, химический состав, микроструктура, прочность на растяжение и сжатие и др. действительно близки к характеристикам реальных астероидов. Особое внимание уделено вопросу структурного подобия для того, чтобы макеты не содержали слишком крупных включений и пустот, не соответствующих структуре натуральных астероидов.

Выполнена серия лазерных экспериментов. Заведомое разрушение мини-макетов сферической формы наблюдалось, если отношение энергии лазерного излучения к массе макета превосходит:

- приблизительно 500 Дж/г для макетов с прочностью 6,5 МПа,
- приблизительно 650 Дж/г для макетов с прочностью 22,5 МПа,
- приблизительно 1000 Дж/г для макетов с прочностью 134 МПа.

В нескольких экспериментах лазерное излучение вводилось в каверну, предварительно подготовленную в мини-макете. Для разрушения макетов при таких условиях необходимо меньшее количество удельной энергии (500 Дж/г вместо 650 Дж/г), что связано с большей эффективностью воздействия заглубленного взрыва.

Проведены испытания мини-макетов астероида эллипсоидальной формы с соотношением сторон 1:2. Экспериментально показано, что при облучении эллипсоида в направлении большей оси для разрушения требуется больше удельной энергии, чем в случае макета сферической формы той же массы (3000 Дж/г вместо 650 Дж/г). При облучении эллипсоидальных макетов в поперечном направлении отличий от сферического случая не наблюдалось.

Показано, что с точки зрения интегрального критерия разрушения несколько более слабых взрывов (как одновременных, так и последовательных) не дают заметного преимущества по сравнению с однократным взрывом суммарной мощности.

С учетом масштабного фактора и результатов лабораторных экспериментов показана возможность заведомого разрушения ядерным взрывом с энергией свыше 3 Мт астероида хондритного типа диаметром 200 м.

Работы с мини-макетами различной прочности и состава, в том числе с макетами каменно-ледяных и железоникелевых астероидов, а также работы по уточнению влияния формы макетов и наличия каверн на критерий заведомого разрушения требуют отдельного исследования.

Список литературы

1. Прохоров М. Е., Захаров А. И. // Вестник Сибирского государственного аэрокосмического университета. 2011. № 6 (39). С. 118–123.
2. Charter H. Near-Earth objects: status of the survey program and review of NASA's 2007. Report to Congress. 2318, Rayburn House Office Building, November 8, 2007.
3. Сурдин В. Г. Туринская шкала астероидной опасности. Энциклопедия «Кругосвет», 2002. С. 1–4.
4. Герценштейн М. Е., Клавдиев В. В., Швилкин Б. Н. и др. О защите цивилизации Земли от падения астероидов // Наука и технологические разработки. 2010. Т. 89, № 1. С. 45–49.
5. Chu J. Paintballs may deflect an incoming asteroid // MIT, 26 Oct. 2012 [Electronic resource]. – <http://newsoffice.mit.edu>.

6. Пилотируемые космические полеты: бюллетень новостей и аналитических материалов. 2013. Вып. 29.
7. Chapman C. R., Durda D. D., Gold R. E. The comet/asteroid impact hazard: a system approach [Electronic resource]. – https://space.nss.org/wp-content/uploads/The_Comet_Asteroid_Impact_Hazard_Chapman-Durda-Gold.pdf.
8. Vardaxis G., Winkler T., Wie B. et al. Conceptual design of a hypervelocity asteroid intercept. – Asteroid Deflection Research Center, Iowa State University, USA, 2012.
9. Asteroid Initiative Idea Synthesis Workshop Selected Abstracts, NASA. Nov. 20–22, 2013.
10. Шубин О. Н. О разработке мер по обеспечению планетарной защиты от космических рисков и угроз [Электронный ресурс]. – <http://www.defense.council.gov.ru>.
11. Saisy E., Messier D. Nuking dangerous asteroids might be the best protection // SPASE.com Contributor, 29 May, 2013.
12. Физика ядерного взрыва. Т. 1 «Развитие взрыва». – М.: ЦФТИ МО РФ, 2000.
13. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. – М.: Наука, 1966.
14. Воинов Б. А., Гаспарян П. Д., Кочубей Ю. К., Рослов В. И. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Методики и программы числен. решения задач матем. физики. 1993. Вып. 2. С. 39.
15. Янилкин Ю. В., Беляев С. П., Городничев А. В. и др. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Матем. моделирование физ. процессов. 2003. Вып. 1. С. 20–28.
16. Замышляев Б. В., Евтерев Л. С. Модели динамического деформирования и разрушения грунтовых сред. – М.: Наука, 1990.
17. Collins G. S., Melosh H. J., Ivanov V. A. // Meteoritic and Planetary Sci. 2004. Vol. 39, N 2. P. 217–231.
18. Елисеев Г. М., Клинишов Г. Е. Уравнение состояния твердых веществ и их сплайн-аппроксимация: препринт ИПМ АН СССР № 173. – М., 1982.
19. Авраменко М. И., Глазырин И. В., Ионов Г. В., Карпеев А. В. Расчеты параметров взрывной волны, вызванной челябинским болидом. – Снежинск: РФЯЦ-ВНИИТФ, 2013.
20. Виноградов Г. А., Радомысльский И. Д. Прессование и прокатка металлокерамических материалов. – Киев: Машгиз, 1963.
21. Кипарисов С. С., Либенсон Г. А. Порошковая металлургия. – М.: Металлургия, 1980.
22. Анненков В. И., Багрецов В.А., Безуглов В. Г. и др. Импульсный лазер мощностью 120 ТВт «Искра-5» // Квантовая электроника. 1991. Т. 18, № 5. С. 536.
23. Безнасюк Н. Н., Галахов И. В., Гаранин С. Г. и др. Четырехканальная лазерная установка ЛУЧ – модуль установки ИСКРА-6 // Сб. докл. междунар. конф. «IV Харитоновские научные чтения». – Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2002. С. 82.
24. Timofeev I. S., Aleksandrov N. L., Burdonskiy I. N. et al. Temperature measurement in plasma torch generated by moderate laser irradiation of multicomponent polycrystal rock surface // Laser Phys. 2014. Vol. 24, N 12. P. 126002.
25. Кравченко А. Г., Литвин Д. Н., Мисько В. В. и др. Фотохронографическая методика исследования динамики развития плазменных образований // Физика плазмы. 2006. Т. 2. С. 1–4.

26. Sargis P. D., Molau N. E., Sweider D., Lowry M. E. Photonic Doppler Velocimetry. LLNL Report UCRL-ID-133075, 1999.
27. Бурдонский И. Н., Гольцов А. Ю., Леонов А. Г. и др. Генерация ударных волн при взаимодействии мощного лазерного излучения с поликристаллическими мишенями // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез. 2013. Т. 36. Вып. 2. С. 8–18.

Laser Simulations of the Destructive Impact of Nuclear Explosions on Hazardous Asteroids

E. Yu. Aristova, A. A. Aushev, V. K. Baranov, I. A. Belov, S. A. Bel'kov, A. Yu. Voronin, I. N. Voronich, R. V. Garanin, S. G. Garanin, K. G. Gainullin, A. G. Golubinskii, A. V. Gorodnichev, V. A. Denisova, V. N. Derkach, V. S. Drozhzhin, I. A. Elicheva, N. V. Zhidkov, R. I. Il'kaev, A. A. Krayukhin, A. G. Leonov, D. N. Litvin, K. N. Makarov, A. S. Martynenko, V. I. Malinov, V. V. Mis'ko, V. G. Rogachev, A. N. Rukavishnikov, E. A. Salatov, Yu. V. Skorochkin, G. Yu. Smorchkov, A. L. Stadnik, V. A. Starodubtsev, P. V. Starodubtsev, R. R. Sungatullin, N. A. Suslov, T. I. Sysoeva, V. Yu. Khatunkin, E. S. Tsoi, O. N. Shubin, V. N. Yufa

We present the results of preliminary experiments at laser facilities in which the processes of the undeniable destruction of stony asteroids (chondrites) in space by nuclear explosions on the asteroid surface are simulated based on the principle of physical similarity. We present the results of comparative gasdynamic computations of a model nuclear explosion on the surface of a large asteroid and computations of the impact of a laser pulse on a miniature asteroid simulator confirming the similarity of the key processes in the full-scale and model cases. The technology of fabricating miniature mockups with mechanical properties close to those of stony asteroids is describe. For mini-mockups 4–10 mm in size differing by the shape and impact conditions we have made an experimental estimate of the energy threshold for the undeniable destruction of a mockup and investigated the parameters of its fragmentation at a laser energy up to 500 J. The results obtained confirm the possibility of an experimental determination of the criteria for the destruction of asteroids of various types by a nuclear explosion in laser experiments. We show that the undeniable destruction of a large asteroid is possible at attainable nuclear explosion energies on its surface.

УДК 520.3

DOI: 10.53403/9785951504944_2020_25.2_38_49

Дневное наблюдение звезд слабой яркости ($7^m - 8^m$) с равнинной местности

С. Г. Гаранин, Л. И. Зыков,
А. Н. Климов, С. М. Куликов,
С. П. Смышляев, В. В. Степанов,
А. Ю. Сяндюков

Приведены результаты регистрации звезд в дневных условиях с использованием видеокамер с кремниевой фотоприемной матрицей. Показано, что отношение сигнал/шум возрастает при увеличении глубины потенциальной ямы пиксела. Выбранные после предварительных испытаний видеокамеры RT-1000DC с потенциальной ямой емкостью 170 тыс. электронов и ВСА-304 с суммированием кадров до эффективной потенциальной емкости 600 тыс. электронов позволили в условиях типично дневной турбулентности атмосферы на равнинной местности в северной полусфере неба наблюдать звезды слабой яркости $7^m - 8^m$.

Введение

В последние годы в связи с засорением космоса нефункционирующими искусственными спутниками Земли и их фрагментами, так называемым «космическим мусором» [1–3], а также наличием астероидной опасности [4], проблема наблюдения космического пространства приобрела особую актуальность как с позиций защиты от столкновения с «космическим мусором», так и с позиций экологической безопасности. Для мониторинга космического пространства с этой целью было бы весьма полезно освоить круглосуточное наблюдение космоса, а также наблюдение звезд для возможности осуществления астронавигации [5].

Наблюдение космических объектов на фоне ночного неба даже с помощью небольшого любительского телескопа [6] и видеокамеры с кремниевой фотоприемной матрицей, расположенных на равнинной местности на поверхности Земли, не вызывает трудностей вплоть до слабосветящихся объектов с блеском 9–13 звездной величины. Однако наблюдение тех же объектов той же аппаратурой в дневных условиях вызывает трудности, уже начиная с относительно яркого объекта 3-й звездной величины, которые все более возрастают с уменьшением их яркости. Ухудшение проникающей способности при дневном наблюдении решающим образом связано с высоким фоном дневного неба, а также с большей турбулентностью атмосферы по сравнению с ночными условиями.

Наблюдению звезд и космических объектов в дневных условиях посвящен ряд работ (например [7–11]), в которых для регистрации применялись, как правило, относительно крупные астрономические телескопы, размещенные в условиях с хорошим астроклиматом, характерным для обсерваторий. Ниже описаны результаты дневных наблюдений звезд слабой яркости, осуществленных с помощью телескопа с входной апертурой диаметром 200 мм и фокусным расстоя-

нием 2 м, оснащенного видеокамерой с кремниевой фотоприемной матрицей, в условиях равнинной местности юга Нижегородской области России.

При переходе от ночного к дневному наблюдению из-за значительного, на 7–8 порядков [11], возрастания фона свечения неба картинка изображения объекта становится слабоконтрастной. Из-за возрастания турбулентности атмосферы изображение звезды, имеющее вид пятна, увеличивается в размере, в ходе наблюдения меняет свою конфигурацию, центр тяжести изображения испытывает хаотические перемещения. И если в условиях обсерваторий невысокая турбулентность атмосферы в ночных наблюдениях позволяет достигать углового разрешения менее 0,5 угловых секунд [12] (по уровню половины интенсивности в пятне изображения), то на равнинной местности в дневных условиях разрешение может ухудшаться до 5–10 угловых секунд. Качество картинки на фотоприемной матрице и проникающая способность регистрации в конечном итоге определяется отношением сигнала к шуму [10, 13]:

$$\frac{J_s}{J_n} = \frac{I_s \eta t_{\text{exp}}}{\sqrt{I_f \eta t_{\text{exp}} + i_m t_{\text{exp}} + N_R^2 + \sigma^2}}, \quad (1)$$

где I_s – количество фотонов в секунду, попавших на пиксел фотоприемной матрицы в пятне изображения звезды; I_f – количество фотонов в секунду приходящих на пиксел от фона неба рядом с изображением звезды; η [электрон/фотон] – квантовая эффективность фотоприемника; t_{exp} [с] – время накопления сигнала (или время экспозиции); i_m [электрон/с] – темновой ток фотоприемника; N_R – шум считывания (в электронах); σ – пространственный шум, вызванный неравномерностью чувствительности по поверхности матрицы (в электронах).

Необходимо отметить, что пространственный шум σ далее не будет учитываться, поскольку существуют методы корректировки этого технологического шума, см., например, [14–16]. Меры по уменьшению этого шума также предпринимались при проводимых нами съемках.

Для условий регистрации звездных объектов на фоне дневного неба собственными шумами матрицы по сравнению с фотонным шумом от неба можно пренебречь, тогда расчетное выражение для отношения сигнал/шум принимает вид

$$\frac{J_s}{J_n} \approx \frac{I_s \sqrt{\eta t_{\text{exp}}}}{\sqrt{I_f}}. \quad (2)$$

Как видно из выражения (2), отношение сигнал/шум растет пропорционально корню квадратному из времени экспозиции t_{exp} . То есть увеличивая время экспозиции, можно улучшить качество наблюдения звезд малой яркости и соответственно повысить проникающую способность регистрации. Максимальное время экспозиции t_{max} , когда приемник еще не достигает порога насыщения от яркого фона неба, определяется глубиной потенциальной ямы U (в электронах) элементарного фотоприемника матрицы и числом фотонов, пришедших на этот элемент от фона неба:

$$t_{\text{max}} \approx \frac{U}{I_f \eta}. \quad (3)$$

Тогда отношение сигнал/шум при работе фотоприемной матрицы с однократной экспозицией максимально возможной длительности составит

$$\left(\frac{J_s}{J_n}\right)_{\max} \approx \frac{I_s}{I_f} \sqrt{U}. \quad (4)$$

Из выражения (4) видно, что максимальное отношение сигнал/шум при переходе от одной матрицы к другой будет изменяться пропорционально корню квадратному из глубины потенциальной ямы ее пиксела. С ростом потенциальной ямы будет возрастать отношение сигнал/шум и улучшаться проникающая способность при регистрации слабосветящихся космических объектов.

Регистрация Полярной звезды камерами с разной глубиной потенциальной ямы

В испытаниях использовались видеокамеры, которые были выполнены как на основе матричных ПЗС (приборы с зарядовой связью)-фотоприемников, так и КМОП (комплиментарный металл-оксидный полупроводник)-фотоприемников. В двух камерах Wat-100N [17] и RT-1000DC [18] использовалась ПЗС-матрица, глубина потенциальной ямы (зарядовая емкость) пиксела составляла соответственно 10 и 170 тыс. электронов. Еще в двух камерах HXG-40NIR [19] и BSA-304 [20] применялась КМОП-матрица с ямой глубиной соответственно 13,5 и 30 тыс. электронов. Основные характеристики видеокамер приведены в табл. 1. Среди испытанных видеокамер необходимо обратить внимание на камеры RT-1000DC и BSA-304. Первая из них имела большую потенциальную яму, что позволяло получить длительную однократную экспозицию при съемке. Вторая осуществляла суммирование в реальном времени исходных «быстрых» кадров с частотой 500 Гц, экспозицией 2 мс до суммарной, довольно большой для яркого неба экспозиции, равной 40 мс. Суммирование 20 кадров осуществлялось встроенным в видеокамеру микропроцессором. Оно позволяло получить эффективную зарядовую емкость пиксела до 600 тыс. электронов. Таким образом, при испытаниях зарядовая емкость пиксела фотоприемника изменялась от 10 до 600 тыс. электронов. При съемке камерой BSA-304 применялось 2×2 бинирование пикселей, так что объединенный пиксел имел размер 28×28 мкм.

Испытание видеокамер проводилось по регистрации Полярной звезды. Оптическая схема регистрации приведена на рис. 1. Исследуемые камеры устанавливались на два телескопа 3 и 4 и могли регистрировать звезду одновременно. Применялись телескопы ТАЛ-200К и Meade LX200GPS, которые имели одинаковое фокусное расстояние 2 м и одинаковый диаметр входной апертуры 200 мм. Телескопы закреплялись неподвижно, с помощью небольших регулировок их оптические оси устанавливались параллельно. Свет от звезды 1 после отражения от зеркала 2 диаметром 760 мм с алюминиевым отражающим покрытием и прохождения телескопов 3 и 4 попадал далее на матрицы исследуемых видеокамер 5 и 6. Зеркало 2 было закреплено на опорно-поворотном устройстве, управление которым осуществлялось с помощью компьютера 7. Перед матрицами видеокамер устанавливался красный светофильтр типа КС-17 для выделения спектральной области 0,67–1 мкм, в которой проводилась регистрация. Все детали оптической схемы были установлены на грунтовой поверхности в переносных легких укрытиях. Высота над уровнем моря, измеренная навигатором Garmin, составляла 150 м. Изображение с видеокамер записывалось на компьютеры 8 и 9. При каждом сеансе наблюдений записывалось 100 кадров видеоизображений. Их обработка проводилась с помощью программы ImageJ, количественно определялись амплитуды сигнала, фона, шума и отношение сигнал/шум [15]. При определении отношения сигнал/шум за сигнал принималась максимальная амплитуда в изображении звезды, а за шум – среднеквадратичное отклонение амплитуды фона рядом с ее изображением в области 20×20 пикселей матрицы. Все амплитуды брались в цифровых единицах (ц.е.).

Таблица 1

Параметры видеокамер Wat-100N, HXG-40NIR, RT-1000DC и BSA-304

	Wat-100N	HXG-40NIR	RT-1000DC	BSA-304
Тип и марка матрицы	ПЗС, ICX429ALL	КМОП, CMOSIS CMV-4000	ПЗС, КАI-1003M	КМОП, LUPA-1300
Размер матрицы, мм	6,4×4,8	11,26×11,26	13,1×13,1	17,9×14,3
Размер пиксела, мкм	8,6×8,3	5,5×5,5	12,8×12,8	14×14
Фактор заполнения пиксела	1	1	1	0,4
Глубина потенциальной ямы, тыс. электронов	10*	13,5	170	30
Время экспозиции, мс	0,01–20	0,02–1000	0,3–10000	0,8–40
Частота кадров, Гц	25	28	25	500, 1000, 2000
Квантовая эффективность, электрон/фотон	0,5 на длине волны 0,6 мкм	0,55 на длине волны 0,6 мкм	0,48 на длине волны 0,51 мкм	0,59 на длине волны 0,69 мкм
Биннинг матрицы	–	2×1, 2×2	–	2×2, 3×3
Шум считывания, электрон	10	13	40	70
Темновой ток, электрон/с	1	125	2500	5000
Формат сигнала	Аналоговый	Цифровой, GigEthernet, 8, 10, 12 бит	Цифровой, CoaXpress, 8 и 12 бит	Цифровой, GigEthernet, 8 бит
Страна-производитель	Япония	Германия	Россия	Россия

*Данные от производителя неизвестны. Приведено оцененное авторами статьи значение.

+ 1

+ 1

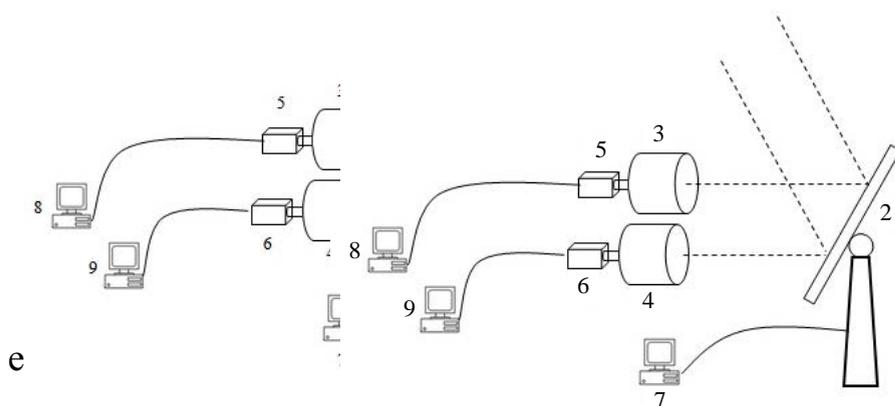


Рис. 1. Оптическая схема наблюдения звезд

Наблюдение Полярной звезды проводилось 10 июля, 14 и 21 сентября 2015 г. в период от 10:00 до 15:00 часов местного поясного времени. Во все дни наблюдения на небе присутствовали кучевые облака, между ними – слабо выраженные слоистые облака и дымка. Съемка проводилась в моменты времени, когда имел место разрыв между кучевыми облаками. Высота Солнца в ходе наблюдений изменялась от 24 до 52 градусов, угловое расстояние от него до Полярной звезды составляло от 67 до 90 градусов. Спектральная яркость свечения дневного неба на длине волны 550 нм изменялась от 20 до 60 Вт/м²·ср·мкм (о методике ее измерения смотри ниже). Таким образом, условия регистрации были выражено дневными и близкими к полуденным для этого времени года. При съемке звезды на всех видеокамерах варьировалось время экспозиции – от минимальной (0,5–2 мс) до экспозиции, при которой происходило насыщение камеры (2–80 мс). По зарегистрированным снимкам определялась использованная зарядовая емкость по отношению фактической амплитуды сигнала к насыщающей.

Проведенные испытания показали (табл. 2), что отношение сигнал/шум растет с увеличением времени экспозиции, но в разных видеокамерах достигает разных значений. Наименьшее значение сигнал/шум зарегистрировано для камеры Wat-100N, она насыщается при относительно короткой экспозиции (около 2 мс) и раньше других камер. Наибольшее – при съемке видеокамерами RT-1000DC и ВСА-304, у которых при экспозиции 40–80 мс насыщения еще не происходит, но заполняется до 94 % потенциальной ямы. Несмотря на то, что съемка проходила при разной яркости неба и это давало разброс в измерениях, хорошо виден рост отношения сигнал/шум при увеличении зарядовой емкости пикселя матрицы. Из табл. 2 видно, что при увеличении зарядовой емкости пикселя от 8 до 510 тыс. электронов, т. е. в 64 раза, отношение сигнал/шум возросло от 13 до 140, т. е. в 10 раз. Отношение сигнал/шум увеличивается приблизительно пропорционально корню квадратному из глубины потенциальной ямы пикселя фотоприемника. Если рассмотреть регистрацию с однократной экспозицией при одной яркости фона неба, например при 60 Вт/м²·ср·мкм, то при увеличении зарядовой емкости пикселя от 8 тыс. электронов (камера Wat-100N) до 140 тыс. электронов (камера RT-1000DC), т. е. в 17,5 раз, отношение сигнал/шум возросло от 13 до 40, т. е. в 3,1 раза. В этом случае отношение сигнал/шум также увеличивается в соответствии с выражением (4). Иначе выглядит ситуация, если сравнивать результат регистрации с однократной экспозицией камерой RT-1000DC с результатом регистрации при суммировании кадров камерой ВСА-304 при фоне неба 20 Вт/м²·ср·мкм. Здесь при увеличении зарядовой емкости в 3,4 раза – от 160 тыс. электронов (камера RT-1000DC) до 510 тыс. электронов (камера ВСА-304) – отношение сигнал/шум составляет соответственно 140 и 120 и не увеличивается, а даже несколько уменьшается. Причина такого поведения может заключаться в более высоких исходных шумах камеры ВСА-304, что характерно для КМОП-матриц, а также шумов, которые появляются при суммировании кадров в этой камере. Кроме того, на отношение сигнал/шум могло влиять то обстоятельство, что пятно изображения в сравниваемых камерах засвечивало разное количество пикселей матрицы. Вероятно, по этим причинам камера ВСА-304 не продемонстрировала лучшего результата регистрации по сравнению с камерой RT-1000DC. Тем не менее, наблюдение Полярной звезды показало, что более высокое отношение сигнал/шум при регистрации звездных объектов может быть получено при использовании видеокамер RT-1000DC и ВСА-304. Первая позволяла получить длительную однократную экспозицию за счет глубокой потенциальной ямы, вторая – длительную экспозицию за счет суммирования исходных, еще не насыщенных фоном неба, кадров. Отметим, что указанные видеокамеры были разработаны и изготовлены в России [18, 20]. Именно эти камеры использовались далее для регистрации звезд слабой яркости.

Таблица 2

Результаты съемки Полярной звезды видеокамерами с разной зарядовой емкостью пиксела

Видеокамера	Яркость фона неба (на $\lambda = 550$ нм), Вт/м ² ·ср·мкм	Время экспозиции, мс	Использованная зарядовая емкость, тыс. электрон	Отношение сигнал/шум
Wat-100N	60	2	8	13
HXG-40NIR	30	18	10	33
RT-1000DC	60–20	30–80	140–160	40–140
BCA-304	20	2×20	510	120

Оценка яркости неба и турбулентности атмосферы

Регистрация звезд с блеском 7^m и 8^m на фоне дневного неба проводилась 24, 25 сентября и 1, 14 октября 2015 г. в период с 10:00 часов до 16:00 часов местного поясного времени. Погодные условия в дни регистрации были примерно одинаковые: визуально вся небесная сфера была без облаков, присутствовала слабая дымка. Область неба, в которой проводилась регистрация звезд, составляла по азимуту от 0,2 до 359 градусов, по высоте – от 44 до 87 градусов. Поскольку качество дневной визуализации и ее проникающая способность зависят от яркости неба и турбулентности атмосферы, была проведена экспериментальная оценка этих атмосферных условий в регистрируемой области.

Измерение яркости неба осуществлялось видеокамерой RT-1000DC непосредственно в ходе наблюдения каждой слабой звезды. Эта камера была заранее прокалибрована в лабораторных условиях, чувствительность ее фотоприемной матрицы на длине волны 532 нм составляла 0,013 ц.е./пкс·фотон (при 12-битной разбивке амплитуды). Фон неба, окружающий изображение звезды на снимке, регистрировался в широком спектральном диапазоне. При заданной форме кривой чувствительности матрицы [18] находилась интегральная по спектру чувствительность камеры по методике, описанной в [21], которая составила 0,008 ц.е./пкс·фотон. По известной теперь интегральной чувствительности определялся соответствующий интегральный световой поток от неба, упавший на матрицу видеокамеры. При заданной форме спектральной кривой излучения дневного неба [22] и измеренному видеокамерой интегральному световому потоку определялась спектральная кривая яркости фона неба. Измеренная таким способом спектральная яркость дневного неба во время регистрации звезд слабой яркости находилась в интервале 14–43 Вт/м²·ср·мкм (приведена к длине волны 550 нм), что хорошо согласуется с результатами измерений, приведенных в [23] для сходных условий регистрации.

Оценка турбулентности атмосферы в ходе наблюдения проводилась по дрожанию центра тяжести изображения звезды. Такой параметр является одной из характеристик оптической нестабильности земной атмосферы [24, 25]. Оценка была проведена для одного сеанса наблюдений 1 октября в 10 часов 30 мин, использовалось изображение звезды Нодис секундус 3-й звездной величины. Эта звезда имела координаты: высота $39,7^\circ$, азимут $24,5^\circ$ и находилась внутри указанной выше области небосвода, в которой проводилась регистрация звезд слабой яркости. Было обработано 100 кадров изображений звезды, снятых с экспозицией 75 мс видеокамерой RT-1000DC. Найденное среднеквадратическое отклонение центра тяжести от сред-

него значения составило 1,7 угл. секунды (1,3 пиксела матрицы видеокамеры). Эта величина, пересчитанная к направлению на зенит, составляет 1,4 угл. секунды и хорошо согласуется со среднеквадратической величиной дрожания (1–1,5 угл. секунды) изображения края Солнца, измеренной в дневных условиях в открытой степи около Цимлянска [26]. При этом угловое разрешение, о котором говорилось ранее (по ширине пятна изображения на полувысоте), составляло около 6 угл. секунд. Таким образом, проведенные наблюдения звезд слабой яркости происходили при умеренной яркости дневного неба и хорошо выраженной дневной турбулентности земной атмосферы.

Регистрация звезд слабой яркости

Для регистрации звезд слабой яркости использовались видеокамеры RT-1000DC и ВСА-304, показавшие лучшие результаты при наблюдении Полярной звезды. В табл. 3 приведены условия регистрации звезд слабой яркости (с блеском 7^m – 8^m) на фоне дневного неба. Название звезд, их блеск и классификация спектра взяты из каталога Catalogue of Positions and Proper Motions (PPM). Наблюдение звезд проводилось 24, 25 сентября и 1, 14 октября 2015 г. в период от 9:55 до 16:00 часов местного поясного времени. Звезды регистрировались при высоте Солнца, изменявшейся в диапазоне от 12° до 29° . Угол элонгации, т. е. угловое расстояние от регистрируемой звезды до Солнца, изменялся от 47° до 113° . Спектральная яркость неба в наблюдаемом поле зрения приведена на длине волны 550 нм в энергетических единицах ($\text{Вт}/\text{м}^2 \cdot \text{ср} \cdot \text{мкм}$) и астрономических единицах (зв. вел./угл. с^2). В условиях наблюдений яркость неба изменялась в диапазоне от 14 до $43 \text{ Вт}/\text{м}^2 \cdot \text{ср} \cdot \text{мкм}$ (от 4,8 до 3,7 зв. вел./угл. с^2), т. е. примерно в 3 раза.

Чтобы уменьшить вероятность ошибки в отождествлении звезды, по каталогу PPM выбирались в основном две близкорасположенные звезды, на которые затем направлялось поле зрения видеокамер. В табл. 3 приведены данные только для самой слабосветящейся звезды из регистрируемых пар звезд. Время экспозиции на видеокамере RT-1000DC изменялось в интервале от 55 до 120 мс, а частота кадров – соответственно от 18 до 8 кадров в секунду. Съемка звезд видеокамерой ВСА-304 проводилась с частотой 500 Гц при экспозиции одного кадра 2 мс, далее каждые 20 кадров суммировались в реальном времени до экспозиции 40 мс и выдавались на выход с частотой 25 кадров в секунду. При каждом сеансе наблюдений записывалось около 100 кадров видеоизображений, однако обработке подвергалось 5–10 кадров. За четыре сеанса наблюдений была проведена в общей сложности съемка 12 звезд яркостью от 7^m до $8,4^m$.

Обнаружение и отождествление изображений звезд слабой яркости в поле снимков с видеокамеры проходило с некоторым напряжением. Это было связано с тем, что регистрация осуществлялась вблизи шумов, проявляющихся в виде «ряби» на снимках, и обнаружение проходило не сразу. Время, которое затрачивал оператор на поиск и обнаружение слабого изображения звезды в поле видеоснимка, составляло от 3 до 30 с. На рис. 2 приведены характерные снимки звезд слабой яркости с видеокамер RT-1000DC и ВСА-304 в таком виде, как их наблюдали участники, а на рис. 3 – пространственные распределения амплитуды сигнала тех же снимков, полученные в объемном виде с помощью программы ImageJ. Снимки были записаны при использовании функции вычитания кадра с фоном неба при регистрации в реальном времени.

Таблица 3

Условия регистрации звезд с блеском 7^м–8^м на фоне дневного неба

Дата и время регистрации	Название звезды	Блеск и спектр	Высота и азимут Солнца, град.	Угол элонгации, град.	Яркость неба, Вт/м ² -ср.-мкм (зв. вел./угл. с ²)	Отношение сигнал/шум	
						RT-1000DC	BCA-304
24.09.2015 г., 16:00	Мю-2 Волопаса	7 ^м , K0	16,2; 244,7	59,7	18 (4,62)	4	4,5
25.09.2015 г., 9:55	25 Рыси	7 ^м , K0	28,9; 144,1	72,5	20 (4,5)	5,8	4,4
25.09.2015 г., 15:27	18 Цфея	7 ^м , M2	20; 237,1	113	17 (4,68)	7,8	6,5
1.10.2015 г., 14:37	HR-5184	7 ^м , K0	23,2; 224,4	81,7	17 (4,68)	8	6,5
1.10.2015 г., 14:40	SAO 002460	8 ^м , K0	22,9; 225,2	90,7	17 (4,68)	6,7	5,5
1.10.2015 г., 14:53	SAO 002558	8,4 ^м , G5	21,6; 228,4	86	16 (4,7)	3	2,5
1.10.2015 г., 15:26	SAO 006363	8 ^м , K2	17,8; 236,1	89,1	17 (4,68)	6	4,1
1.10.2015 г., 15:40	SAO 009426	8,3 ^м , F5	16,0; 239,3	95,4	14 (4,84)	5,5	3
14.10.2015 г., 11:27	HR-5184	7 ^м , K0	26,9; 172,8	86,1	17 (4,65)	5,3	6,3
14.10.2015 г., 11:37	25 Рыси	7 ^м , K0	27,0; 175,6	89,3	23 (4,38)	6,7	7,3
14.10.2015 г., 11:50	HR-4953	7,3 ^м , K0	27,1; 179,2	70,0	20 (4,5)	5,6	5,6
14.10.2015 г., 13:27	HR-5180	7,1 ^м , K0	24,0; 205,6	47,0	43 (3,7)	4,7	5
14.10.2015 г., 13:49	28 Большой медведицы	7,1 ^м , F2	22,5; 211,3	81,8	18 (4,64)	4	4,5
14.10.2015 г., 13:57	SAO 043732	8 ^м , K5	21,9; 213,4	61,7	22 (4,39)	5,7	3
14.10.2015 г., 14:29	SAO 002558	8,4 ^м , G5	19,1; 221,3	89,7	16 (4,75)	2,5	2,5
14.10.2015 г., 15:34	Мю-2 Волопаса	7 ^м , K0	12,1; 236,3	54,4	24 (4,34)	4	5

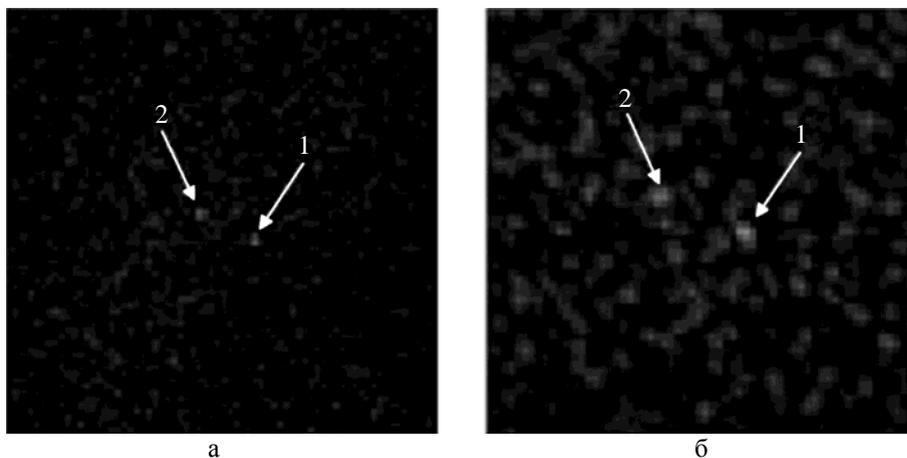


Рис. 2. Снимки звезд слабой яркости. Звезда SAO 002556 (1) с блеском $6,6^m$ и SAO 002558 (2) с блеском $8,4^m$ с видеокамеры RT-1000DC (а) и ВСА-304 (б). Время съемки 14:29 ч от 14.10.2015 г. Угловое расстояние между звездами $0,5$ угл. мин, размер снимка 3×3 угл. мин

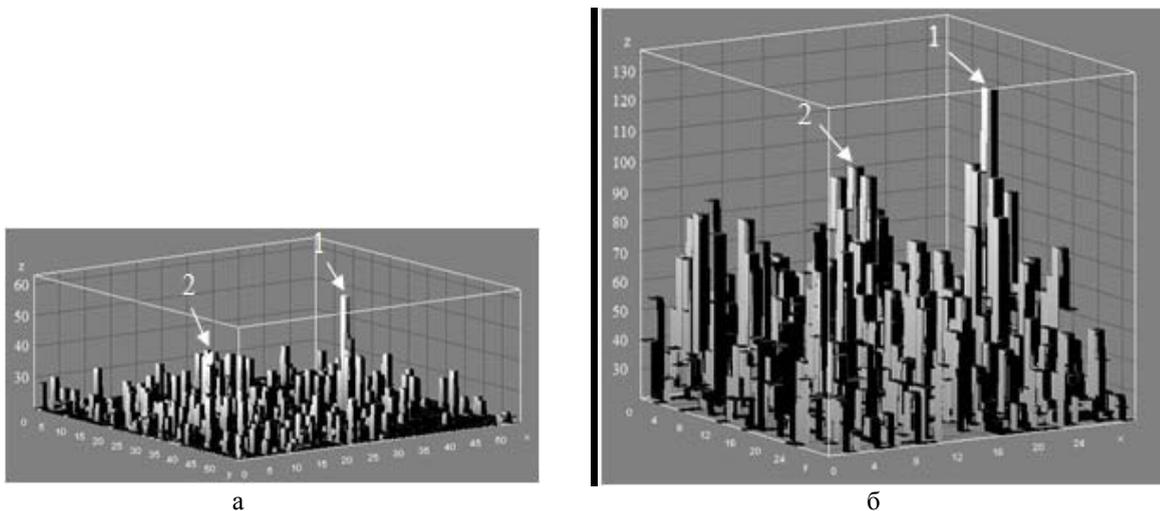


Рис. 3. Пространственное распределение амплитуды на снимках звезд SAO 002556 (1) и SAO 002558 (2), полученных видеокамерой RT-1000DC (а) и ВСА-304 (б). Угловой размер снимка $1,5$ угл. мин

Обработка снимков с калиброванной камеры RT-1000DC показала, что отношение интегралов в пятнах изображений пар регистрируемых звезд в основном хорошо (не хуже 20 %) согласуется с отношением яркостей в звездных величинах, указанных в каталоге PPM. Исключение составляют отношения интегралов для нескольких пар слабосветящихся звезд. Например, для звезд SAO 002556 с блеском $6,6^m$ и SAO 002558 с блеском $8,4^m$ и угловым расстоянием между ними $0,5$ угл. минуты интегральный сигнал в пятне яркой звезды больше, чем в пятне менее яркой, в 1,7 раза, а из соотношений звездных блесков должен быть в 5 раз больше. Такое несоответствие, вероятно, связано с большой погрешностью определения интеграла изображения, возникающей из-за больших шумов регистрации.

Регистрация звезд малой яркости проходила при максимально возможном времени экспозиции, которое позволяла сделать существующая яркость фона неба и глубина потен-

циальной ямы пиксела фотоприемной матрицы. В проведенных регистрациях потенциальная яма пиксела в камере RT-1000DC заполнялась на 55–94 %, временной шум составлял 9–12 ц.е., а оставшаяся после вычитания фонового кадра часть пространственного шума 0,5–1 ц.е. (в 12-битном формате). Наполненность потенциальной ямы в камере ВСА-304 была примерно такая же, однако временной и пространственный и шумы были больше и составляли соответственно 35–50 ц.е. и 9–18 ц.е. Отношение сигнал/шум для регистрируемых звезд составляло 2,5–8.

Таким образом, для успешной регистрации космических объектов на ярком фоне дневного неба необходимо использовать видеокамеры, обладающие большой зарядовой емкостью пиксела или способные осуществлять суммирование исходных кадров до максимально возможной длительности экспозиции и имеющие низкие пространственные шумы по поверхности матрицы.

Заключение

Экспериментально показано, что при регистрации звезд в дневных условиях с использованием видеокамер с кремниевой фотоприемной матрицей качество визуализации и отношение сигнал/шум увеличиваются при увеличении глубины потенциальной ямы (зарядовой емкости) пиксела.

Выбранные после предварительных испытаний видеокамеры – RT-1000DC с зарядовой емкостью 170 тыс. электронов и ВСА-304 с суммированием кадров до эффективной зарядовой емкости 600 тыс. электронов позволили на телескопе с зеркалом диаметром 200 мм и фокусным расстоянием 2 м в условиях типично дневной турбулентности атмосферы в северной полусфере неба наблюдать звезды слабой яркости $7^m - 8^m$ при соотношении сигнал/шум 2,5–8.

Список литературы

1. Масевич А. Г. Столкновения в околоземном космическом пространстве (космический мусор) // Сб. научных трудов. – М.: Космосинформ, 1995.
2. Тарасенко И. В., Юрасов В. С., Коноплев А. О., Михнев К. Н. Методы и технические средства обнаружения и измерения параметров движения космического мусора // Электромагнитные волны и электронные системы. 2014. Т. 19, № 8. С. 55–59.
3. Свиридов К. Н., Белкин Н. Д. Наземная космическая система для контроля космического мусора // Конверсия в машиностроении. 1997. № 3.
4. Артемьева Н. А., Баканас Е. С., Барабанов С. И. и др. Астероидно-кометная опасность: вчера, сегодня, завтра / Под ред. Б. М. Шустова, Л. В. Рыхловой. – М.: Физматлит, 2013.
5. Авзалов И. З., Бажанов Ю. В., Бакут П. А. и др. Оптико-электронная система для дневного наблюдения космических объектов на фоне звезд // Электромагнитные волны и электронные системы. 2009. Т. 14, № 12. С. 17–23.
6. Камус С. Ф., Липин Н. А., Сокольский М. Н. и др. Любительские телескопы // Оптический журнал. 2002. Т. 69, № 9. С. 81–83.
7. Rork W., Lin S. S., Yakutis A. J. Ground-based electro-optical detection of artificial satellites in daylight from reflected sunlight // Project report ETS-63. Massachusetts Institute of Technology, Massachusetts, 1982.

8. Бондарь С. Ф., Выгон В. Г., Маланин А. В., Шилин В. Д. Оценка возможности наблюдений ИСЗ пассивными оптическими средствами в сумеречных и дневных условиях // Оптический журнал. 1994, № 3. С. 70–76.
9. Chesser D., Vunck D., Born T. et al. NIR Daylight acquisition sensor improves mission capabilities // Proc. SPIE. 2003. Vol. 5082. P. 1–12.
10. Roggemann M. C., Douglas D., Therikildsen E. et al. Daytime image measurement and reconstruction for space situational awareness application // AMOS 2010, Maui, Hawaii, USA, 14–17 September 2010. P. 172–184.
11. Гришин Е. А., Мелков С. Н., Миловидов В. Л. Инфракрасная камера на основе барьеров Шоттки для дневных наблюдений звезд // Приборы и техника эксперимента. 2003. № 2. С. 83–86.
12. Новиков С. Б., Овчинников А. А. Предельные возможности получения наземными телескопами изображений астрономических объектов с высоким угловым разрешением // Атмосферная неустойчивость и адаптивный телескоп. – Л.: Наука, 1988. С. 14–17.
13. Евтихеев Н. Н., Краснов В. В., Родин В. Г. и др. Увеличение отношения сигнал–шум за счет пространственного усреднения при регистрации изображений // Вестник РУДН. Сер. Математика. Информатика. Физика. 2012. № 4. С. 122–136.
14. Брондз Д. С., Харитоновна Е. Н. Коррекция геометрического шума МФПУ с помощью аппроксимации методом наименьших квадратов передаточных характеристик матрицы полиномом Т-го порядка // Журнал радиоэлектроники. 2008. № 11. С. 29 [Электронный ресурс]. – <http://jre.clire.ru/jre/nov08/2/text.html>.
15. Зыков Л. И., Лебедев В. А., Смышляев С. П. и др. Оценка проникающей способности визуализации звезд на фоне дневного неба переменной яркости // Сб. докл. IX Всерос. школы студентов, аспирантов, молодых ученых и специалистов по лазерной физике и лазерным технологиям. 2015. С. 197–203.
16. EMVA Standard 1288. Standard for characterization of image sensors and cameras. Release 3.0. November 29, 2010. Issued by European Machine Vision Association.
17. Официальный сайт компании WATEC Co., Ltd. [Electronic resource]. – http://watec.co.jp/English/e_index.html.
18. Цифровая камера RT-1000DC. Техническое описание и инструкция по эксплуатации. – ООО Растр Технолоджи, 2014.
19. Цифровая камера HXG-40NIR. Техническое описание и инструкция по эксплуатации. – Baumer Optronic, 2012.
20. Видеокамера с переменной частотой суммирования. Техническое описание и инструкция по эксплуатации. – ЗАО НПК Видеоскан, 2014.
21. Павлов А. В. Опτικο-электронные приборы. – М.: Энергия, 1974.
22. Межерис Р. Лазерное дистанционное зондирование / Пер. с англ. под ред. А. Б. Карасева. – М.: Мир, 1987.
23. Яркость дневного безоблачного неба (экспериментальные данные): справочник. – Л.: ГОИ им. С. И. Вавилова, 1971.
24. Васильев О. Б. О зависимости дрожания звезд от зенитного расстояния // Оптическая неустойчивость земной атмосферы. – М.: Наука, 1965. С. 40–48.

25. Колчинский И. Г. К вопросу о зависимости дрожания изображений звезд в телескопах от зенитного расстояния // Атмосферная оптика. – М.: Наука, 1968. С. 23–30.
26. Калистратова М. А. Измерения дрожания края солнечного изображения // Там же. С. 12–22.

Daylight Observation of Low-Brightness Stars's ($7^m - 8^m$) on Level Terrain

S. G. Garanin, L. I. Zykov, A. N. Klimov, S. M. Kulikov, S. P. Smyshlyaev,
V. V. Stepanov, A. Yu. Syundyukov

This paper presents the results of the recording of stars under daylight conditions using video cameras with a silicon photodetector array. It is shown that the SNR increases as the depth of the potential well of a pixel increases. The RT-1000DC video camera with a potential well of capacity 170 thousand electrons, and the BCA-304 video camera with frame summation up to an effective potential capacity of 600 thousand electrons chosen after preliminary testing, made it possible under conditions of typical daylight turbulence of the atmosphere in the northern hemisphere of the sky to observe low-brightness stars ($7^m - 8^m$) on level terrain.

Регистрация параметров множественного откола и внутренней структуры облака частиц при ударно-волновом нагружении металлов

Приведены результаты экспериментов по исследованию откольного разрушения и выброса частиц с поверхности медных и свинцовых образцов. С помощью лазерного интерферометрического метода регистрировались скорость облака частиц и параметры множественного откола, с помощью угловых датчиков – дисперсия скорости облака частиц по всей глубине и структура откольного разрушения металлов.

**А. В. Фёдоров, А. Л. Михайлов,
С. А. Финюшин, Д. А. Калашников,
Е. А. Чудаков, Е. И. Бутусов,
И. С. Гнутов**

Введение

Цель работы – определение размера и скорости частиц при ударно-волновом пылении металлов. Лазерный интерферометрический метод PDV [1–3] позволяет непрерывно регистрировать спектр скоростей облака частиц и их торможение в газовой среде. В случае плотного облака частиц методом PDV регистрируется только небольшая часть облака, куда может проникнуть лазерное излучение. Для регистрации параметров облака по всей глубине была разработана конструкция приемника с использованием датчиков фронтального и углового расположения. В результате в экспериментах были зарегистрированы дисперсия скорости облака вылетевших частиц и параметры множественного откола. Для регистрации внутренней откольной структуры металлов на исследуемой поверхности создавались крупномасштабные возмущения. Зарегистрирована скорость до десяти откольных слоев в диапазоне от 0,2 до 1,7 км/с.

Постановка экспериментов

В экспериментах по исследованию параметров пыления металлов (рис. 1,а) применялась конструкция с тремя PDV-датчиками, два из которых располагались под углом, а один – фронтально к исследуемой поверхности.

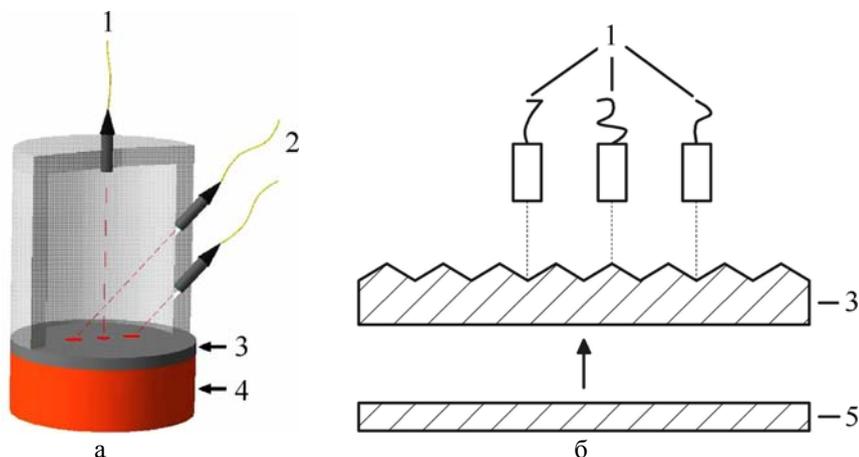


Рис. 1. Экспериментальная сборка (а) и схема расположения точек зондирования (б) на исследуемой поверхности: 1 – фронтальный PDV-датчик, 2 – угловые PDV-датчики, 3 – исследуемый материал, 4 – заряд ВВ, 5 – стальной лайнер

Свинцовый образец $\varnothing 30 \times 1,57$ мм нагружался в опыте № 1 до $P = 28$ ГПа (жидкое состояние), в опыте № 2 – до $P = 15$ ГПа (твердое состояние). Фронтальный коллиматор располагался в центре под углом 90° , угловые коллиматоры устанавливались на боковой стенке обоймы из оргстекла под углом 45° к поверхности исследуемого образца так, что регистрировали участки $\pm 2,5$ мм от центра образца.

В серии экспериментов по регистрации откольного дробления меди (рис. 1, б) на поверхности образца создавались трехмерные возмущения в виде пирамид с основанием 14 мм и высотой 2 мм. Медный образец $\varnothing 60 \times 7,5$ мм нагружался стальным лайнером $\varnothing 60 \times 2$ мм, который разгонялся через зазор продуктами взрыва шашки ВВ. В эксперименте использовались три PDV-датчика с расположением точек зондирования на вершине пирамидки, на впадине между двумя соседними пирамидками и на перекрестии между четырьмя соседними пирамидками (рис. 2, см. также цв. вкл.).

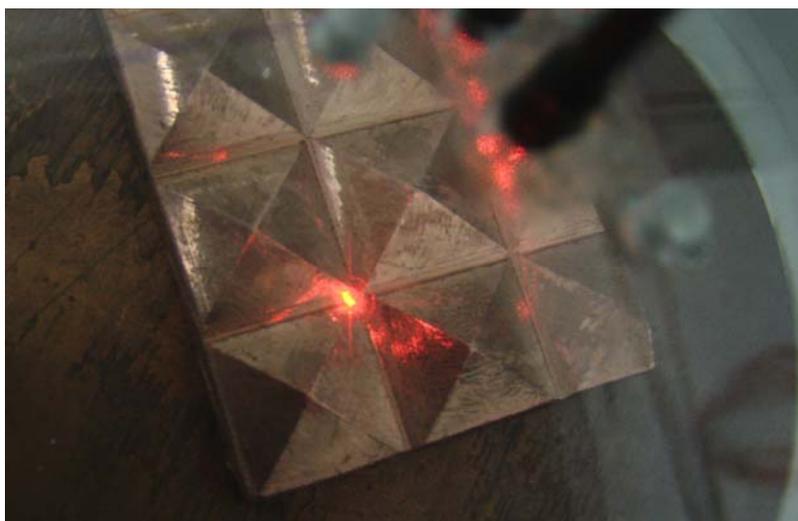


Рис. 2. Настройка датчиков PDV на вершину пирамиды, на впадину и перекрестие

Экспериментальные результаты

Экспериментальные спектрограммы, полученные в опытах с образцами из свинца с использованием фронтальных (90°) и угловых (45°) датчиков, приведены на рис. 3 (см. также цв. вкл.).

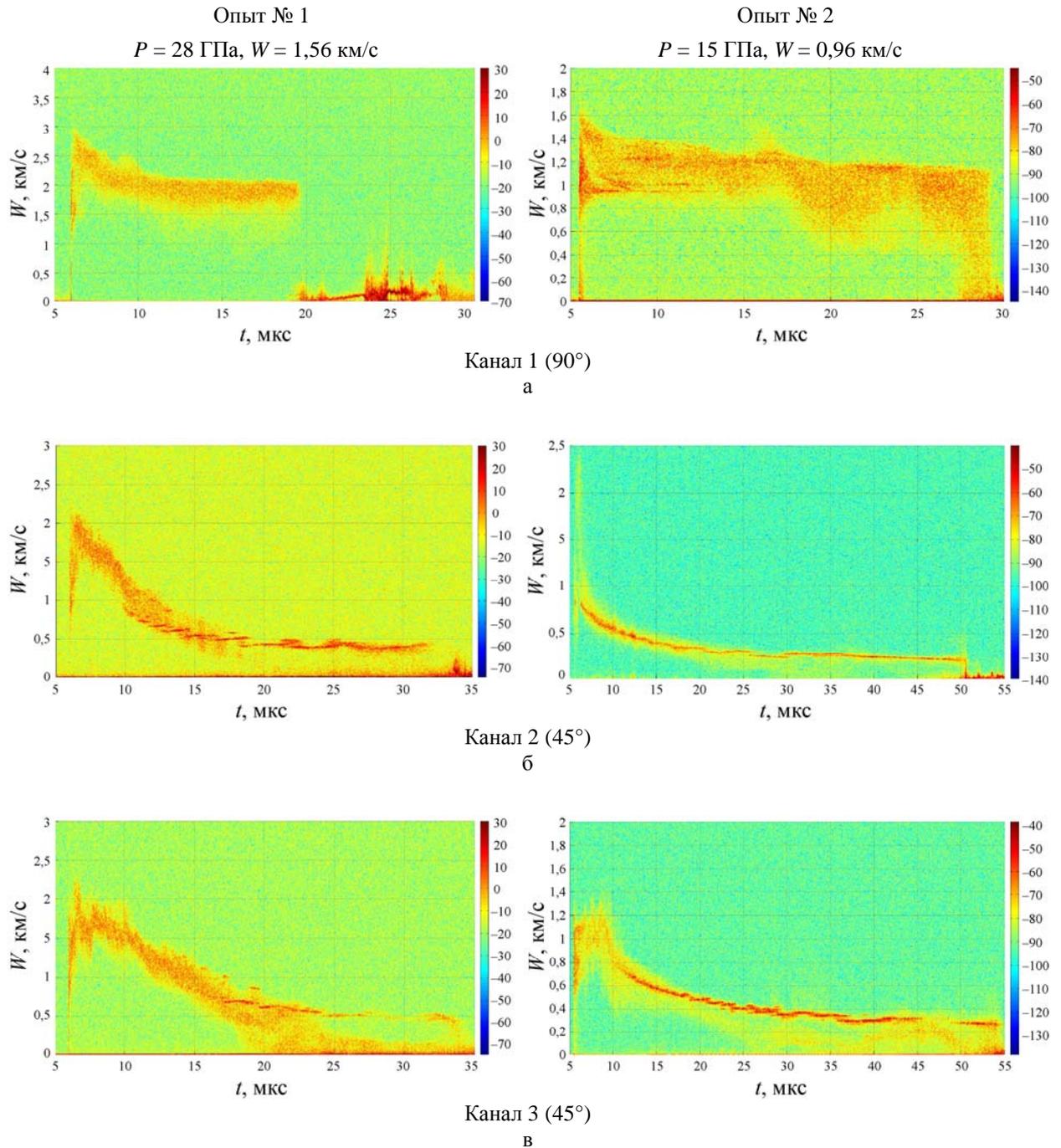


Рис. 3. Экспериментальные спектрограммы

Максимальная скорость пыли в опыте № 1 составила $W_{\max} = 3,0$ км/с, в опыте № 2 – $W_{\max} = 1,7$ км/с, далее зарегистрировано торможение частиц в среде воздуха. По датчикам углового обзора (45°) в опыте № 1 скорость пыли достигает $W_{\max}^{\text{угл}} = 2,15$ км/с, что в пересчете на нормальную составляющую дает $W_{\max} = 3,0$ км/с; в опыте № 2 аналогично $W_{\max}^{\text{угл}} = 1,3$ км/с и $W_{\max} = 1,8$ км/с. (Далее по тексту для угловых датчиков приводится лишь нормальная составляющая скорости.) С учетом того, что угловые датчики регистрируют скорость в разных точках, ее максимальные значения хорошо коррелируют с данными датчиков нормального обзора. В опыте № 1 фронтальный датчик просвечивает пылевое облако частиц, имеющих скорости от 3,0 до 1,7 км/с. С помощью угловой регистрации получены скорости для всего слоя пыли от 3,0 до 0,7 км/с. Таким образом, угловой датчик регистрирует скорость частиц по всей глубине пылевого облака. Кроме того, в области скоростей 0,56–1,05 км/с регистрируется семь записей скорости пролетающих мимо него жидких откольных слоев. Аналогично для опыта № 2 сначала регистрируется скорость пылевых частиц, а затем – скорость откольных слоев. Таким образом, датчики углового обзора позволяют определить скорость частиц и откольных слоев по всей глубине пылевого облака и откольно раздробленного материала.

В эксперименте № 3 с медными образцами получены три разные записи (рис. 4, см. также цв. вкл.). На спектрограмме, соответствующей точке зондирования на вершине пирамидки (рис. 4,а), зарегистрированы скорости полета более десяти откольных слоев. После выхода ударной волны на свободную поверхность происходит множественный откол образца и последующее дробление откольных слоев на фрагменты за счет действия растягивающих тангенциальных напряжений. Тангенциальное движение в четырех направлениях от вершины пирамиды возникает при выходе ударной волны и развороте свободной поверхности, которая в дальнейшем движется под небольшим углом к нормали. Это приводит к поперечному дроблению откольных слоев и позволяет методу «видеть» распределенную по времени картину скорости полета ряда откольных фрагментов (см. рис. 4,а). Таким образом, благодаря тангенциальному движению слоев от вершины пирамид к периферии для лазерного луча последовательно открываются все более глубокие откольные слои для регистрации. В случае отсутствия крупномасштабных возмущений лазерный метод обычно регистрирует скорость лишь первого откольного слоя. Зарегистрированные на спектрограмме скорости откольных слоев изменяются от $\approx 1,7$ км/с в начале записи до $\approx 0,2$ км/с в конце, т. е. различные откольные слои в течении 14 мкс (времени регистрации) пролетают от 2,8 мм до 23 мм. В случае, когда в апертуру луча попадают фрагменты из двух и более откольных слоев, метод регистрирует их скорости одновременно.

Для перекрестия (рис. 4,б) зарегистрирована такая же скорость свободной поверхности образца, как и для вершины (1,7 км/с). При выходе ударной волны на свободную границу зарегистрирована слабая запись скорости пылевого облака в виде пика с максимальной скоростью частиц $\approx 3,5$ км/с и последующим торможением частиц в газе.

На спектрограмме, полученной для области впадины между двумя пирамидками (рис. 4,в), зарегистрированы пыление и спектр скоростей выброшенных частиц. Максимальная скорость частиц при выходе ударной волны достигает $\approx 3,5$ км/с. Скорость свободной поверхности составляет $\approx 1,8$ км/с. Размер частиц с учетом закона их торможения на воздухе составляет 5 мкм и менее, метод оценки размеров частиц описан в работе [3].

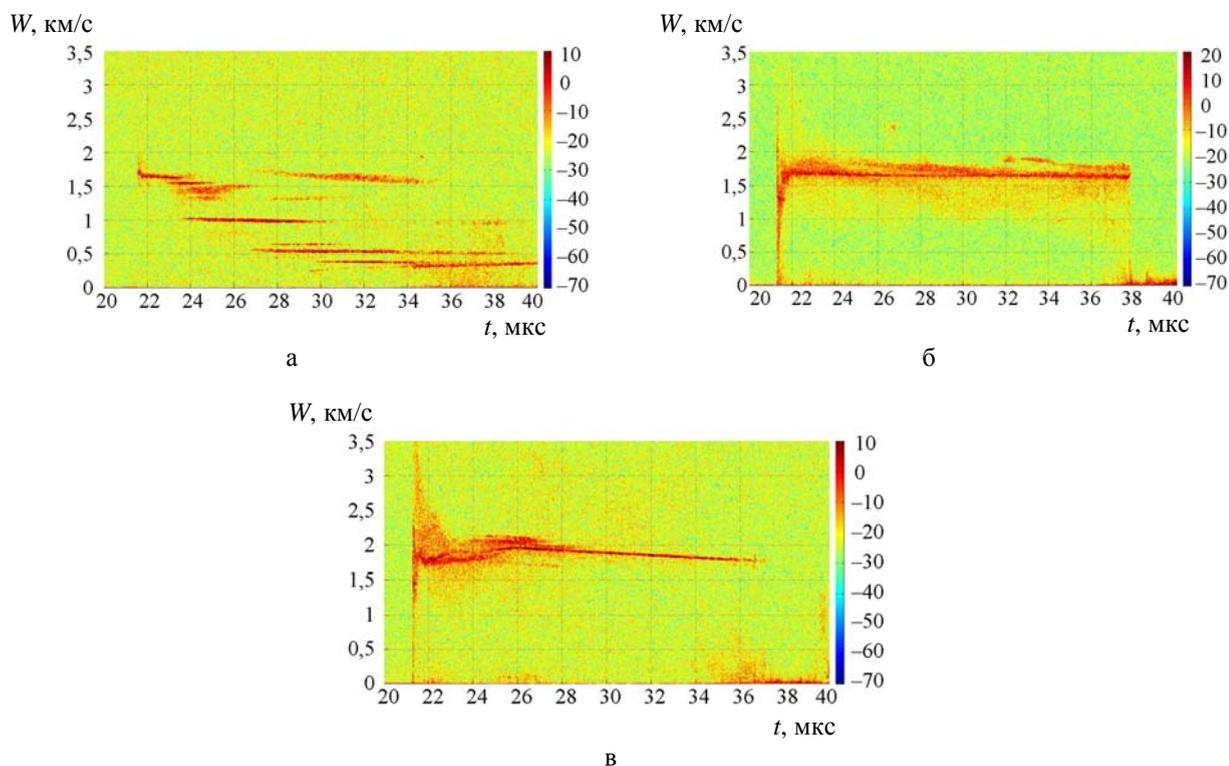


Рис. 4. Спектрограммы опыта с медными образцами по точкам зондирования:
 а – вершина, б – перекрестие, в – впадина

Заключение

Продемонстрирована возможность регистрации внутренней структуры пылевых облаков и откольного дробления металлов двумя способами. Проведены эксперименты по регистрации методом PDV дисперсии скорости потока частиц, выброшенного с поверхности, в твердом и жидком состояниях. На свинцовых и медных образцах показана возможность регистрации скорости облака частиц по всей глубине, а также внутренней структуры материала при откольном разрушении.

Список литературы

1. Holtkamp D. B., Clark D. A., Ferm E. N., Gallegos R. A. // Proc. Shock Compression in Condensed Matter-2003. P. 477–480.
2. Strand O. T., Goosman D. R., Martinez C., Whitworth T. L. // Rev. Sci. Instrum. 2006. Vol. 77. P. 083108-1–083108-8.
3. Фёдоров А. В., Михайлов А. Л., Финюшин С. А. и др. // Сб. докл. «XV Харитоновские чтения». – Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2013. С. 274.

Registration of Multiple Spalls and Structures of Ejected Particles Clouds

A. V. Fedorov, A. L. Mikhailov, S. A. Finyushin, D. A. Kalashnikov,
E. A. Chudakov, E. I. Butusov, I. S. Gnutov

The experimental results of study of spall destruction and particle ejection from the surface of copper and lead samples are presented. The velocity of a cloud of particles and the multiple spall parameters are recorded using laser interferometry method; the velocity dispersion of a cloud of particles along the full depth and the structure of spall destruction in metals are recorded with the angular sensors.

УДК 535.375.56

DOI: 10.53403/9785951504944_2020_25.2_56_61

Применение спектроскопии комбинационного рассеяния света для анализа состава газовых смесей изотопов водорода

Описаны оптические зонды, позволяющие регистрировать спектры комбинационного рассеяния газов при давлениях до 410 МПа. Представлены результаты эксперимента, в котором спектроскопия комбинационного рассеяния света использовалась для безотборного анализа состава N_2-D_2 газовой смеси в режиме реального времени при давлении 4 МПа.

**В. В. Тихонов, А. А. Юхимчук,
А. И. Гуркин, В. В. Балугев**

Введение

Спектроскопия комбинационного рассеяния света (КРС) является перспективным и быстроразвивающимся методом определения состава различных газовых смесей. Неоспоримым преимуществом данного метода является возможность проведения анализа состава газа без отбора проб и в режиме реального времени. В РФЯЦ-ВНИИЭФ спектроскопия КРС используется в том числе для определения состава газовых смесей, содержащих изотопы водорода при высоких давлениях.

Для проведения анализа состава газовых смесей с помощью спектроскопии КРС в общем случае требуются: источник возбуждающего излучения (лазер), анализатор рассеянного излучения (монохроматор-спектрограф) и оптическая ячейка, содержащая газовую смесь [1, 2]. В качестве оптических ячеек могут использоваться либо оптические кюветы, ввод и вывод излучения в которых происходит через прозрачные стекла [3, 4], либо оптические зонды, когда оптическое излучение передается с помощью оптических волокон [5–7]. Использование оптических зондов обеспечивает компактность оптической ячейки и гибкость оптической системы, компоненты которой могут быть разнесены друг от друга на десятки метров и находиться в разных помещениях.

Ранее в РФЯЦ-ВНИИЭФ были разработаны оптические зонды для спектроскопических исследований газов при высоких (до 410 МПа) давлениях [8] (рис. 1). Корпус оптического зонда представляет собой стандартный штуцер 1, применяемый для стыковки трубопроводов. Крепление штуцера осуществляется с помощью накидной гайки 2. В корпусе зонда выполнены два отверстия, в которых герметично установлены оптические волокна 3. Внешний диаметр оптического волокна составляет 600 мкм, диаметр световодной части 400 мкм. С внешней стороны зонда

волокна оканчиваются оптическими разъемами 4 для подключения к источнику излучения и анализатору. С другой стороны концы волокон соединены между собой по боковой поверхности с помощью пайки и заполированы.

Зонд работает следующим образом. После монтажа оптического зонда концы волокон находятся в исследуемой газовой среде. С помощью разъемов 4 зонд подключается к источнику излучения и анализатору. По одному из оптических волокон передается излучение от лазера, которое возбуждает молекулы газа, что приводит к переизлучению ими фотонов КРС. Излучение КРС собирается вторым оптическим волокном, подключенным к анализатору. С помощью анализатора осуществляется регистрация спектра КРС и его дальнейшая обработка.

Основным преимуществом конструкции разработанного зонда является то, что длина выхода оптических волокон за пределы корпуса может быть произвольной. Таким образом, можно устанавливать глубину погружения волокон в газовую емкость и тем самым определять конкретную точку пространства, в которой необходимо определить содержания компонентов газовой смеси. Кроме того, для проведения исследований не требуется какой-либо доработки газовой емкости, волокна могут быть заведены в емкость через подходящий к ней трубопровод (рис. 2).

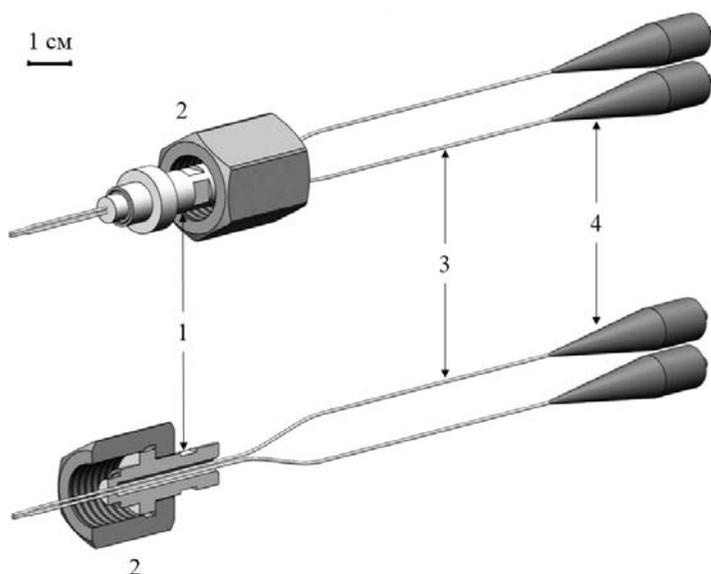


Рис. 1. Оптический зонд. Общий вид в сборе (вверху), вид с разрезом корпуса (внизу): 1 – корпус зонда, 2 – накидная гайка, 3 – оптическое волокно, 4 – оптический разъем



Рис. 2. Установка оптического зонда в цилиндрическую емкость

Экспериментальная часть

Разработанное оборудование применялось в эксперименте по изучению процесса перемешивания двухкомпонентной газовой смеси N_2-D_2 . Для проведения исследования была выбрана газовая емкость цилиндрической формы длиной 34 см, с внешним диаметром 5,8 см и толщиной стенки $\approx 0,2$ см. Внутренний объем емкости составлял $\approx 693,3$ см³. Для проведения спектроскопического анализа газовой смеси в верхнюю часть емкости был вмонтирован оптический зонд

(см. рис. 2). Оптические волокна зонда оканчивались на расстоянии ≈ 2 см от верхней стенки емкости (точка окончания оптических волокон соответствует точке проведения газового анализа).

Перед заполнением емкости проводилась ее предварительная откачка до давления $\approx 10^{-1}$ Па (10^{-3} мбар). После откачки емкость заполнялась азотом до давления 2 МПа. Приготовление газовой смеси осуществлялось путем дозаполнения емкости дейтерием до давления 4 МПа. Дейтерий подавался в емкость путем медленного перепуска газа из баллона. Для достижения конечного давления понадобилось 5 перепусков. В результате в емкости образовалась газовая смесь N_2-D_2 при давлении 4 МПа с соотношением компонентов 1:1. После приготовления газовой смеси проводился мониторинг соотношения ее компонентов в верхней части емкости с помощью спектроскопии КРС.

Результаты

На первоначальном этапе заполнения был зарегистрирован спектр КРС газообразного азота при давлении 2 МПа (рис. 3).

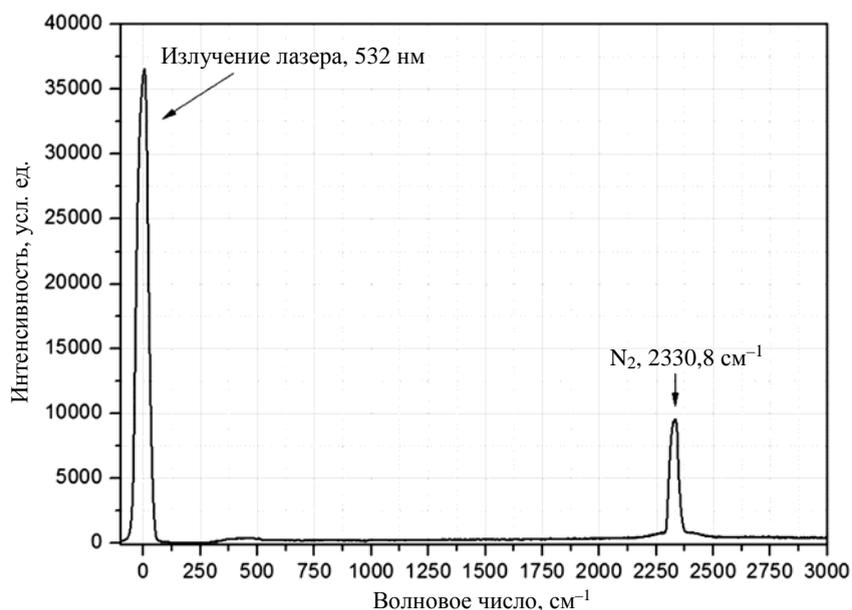


Рис. 3. Спектр КРС N_2 при давлении 2 МПа (мощность излучения лазера 1 Вт, время экспозиции 30 с)

Положение пика азота в зарегистрированном спектре хорошо совпало с опубликованными данными. В работе [7] положение пика КРС газообразного азота характеризуется волновым числом $2330,7 \text{ см}^{-1}$.

Регистрация спектра КРС газовой смеси, находящейся в емкости, проводилась с различной периодичностью в течении 381 ч (около 16 суток) (рис. 4).

В результате исследования было выявлено, что процесс заполнения емкости дейтерием путем медленных перепусков не привел к полному перемешиванию газовой смеси. Через 1,5 ч после заполнения концентрация молекул азота в точке анализа увеличилась примерно в 5 раз (см. таблицу). Это говорит о том, что сразу после заполнения дейтериевая составляющая газовой смеси

сконцентрировалась в верхней части емкости. В течении некоторого времени после заполнения происходило усреднение концентраций компонентов газовой смеси по всему объему емкости в результате взаимной диффузии газов. Для проверки гипотезы о возможном расслоении газовой смеси с течением времени через 307 ч после заполнения емкость была перевернута вверх дном, однако это не привело к заметному изменению отношения компонентов газовой смеси в точке анализа, что и следовало ожидать.

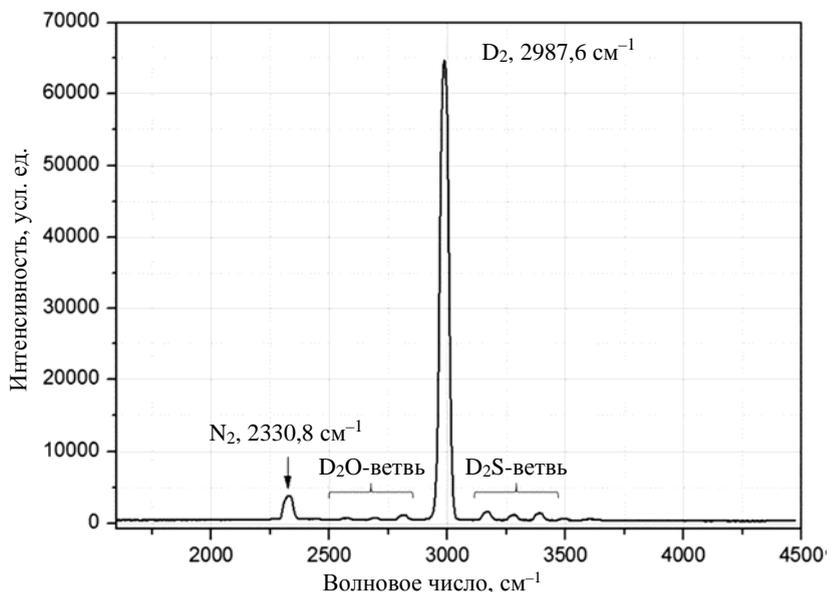


Рис. 4. Спектр КРС газовой смеси при давлении 4 МПа, зарегистрированный сразу после заполнения емкости

Соотношение концентраций азота и дейтерия в газовой смеси

Измерение	Время, ч	D ₂ /N ₂	Δ
1	0	9,79	±0,29
2	1,5	2,41	±0,07
3	17,8	1,04	±0,03
4	21,3	1,02	±0,03
5	41,1	1,04	±0,03
6	65,9	1,00	±0,03
7	186,4	1,00	±0,03
8*	307	0,99	±0,03
9	307,5	1,00	±0,03
10	309	1,00	±0,03
11	311,5	1,00	±0,03
12	381	1,00	±0,03

* После данного измерения емкость была перевернута вверх дном.

Данные таблицы отображены на рис. 5.

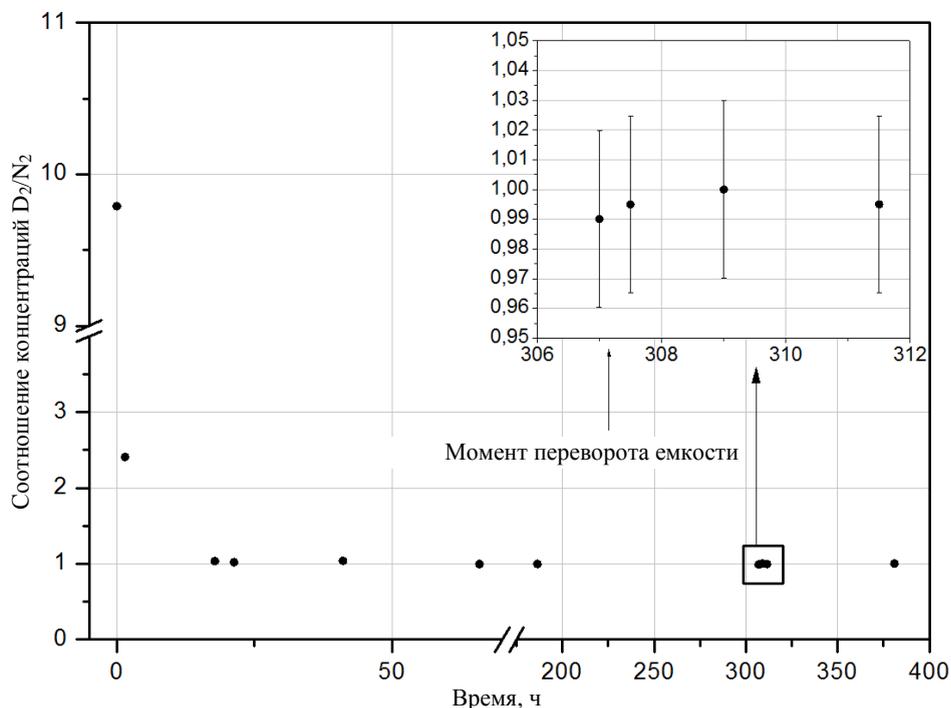


Рис. 5. Изменение концентрации компонентов газовой смеси со временем

Заключение

Разработанные в РФЯЦ-ВНИИЭФ оптические зонды позволяют проводить спектроскопический анализ газовых смесей без отбора проб в газовых емкостях различной формы и объема. Для проведения анализа не требуется дополнительной доработки конструкции емкости, поскольку конструкция оптических зондов позволяет завести оптические волокна в емкость через подходящий к ней трубопровод.

Исследования процесса перемешивания компонентов N_2-D_2 газовой смеси показали, что приготовление смеси путем дозаполнения емкости, содержащей один из газов, другим газом не приводит к равномерному перемешиванию. В ходе эксперимента изменение состава газовой смеси в верхней части емкости наблюдалось в течение 1,5 ч. Исходя из полученных данных время установления равновесной концентрации компонентов газовой смеси по всему объему может составлять примерно до 10 ч. Эти данные необходимо учитывать в ходе работ, включающих этап приготовления газовых смесей различного состава.

Список литературы

1. Weber A., Porto S. P. S., Cheesman L. E., Barrett J. J. High-resolution Raman spectroscopy of gases with cw-laser excitation // JOSA. 1967. Vol. 57, N 1. P. 19–28.

2. Hendra P. J., Stratton P. M. Laser-Raman spectroscopy // Chem. Rev. 1969. Vol. 69, N 3. P. 325–344.
3. Sherman R. H., Taylor D. J., Bartlit J. R. et al. Radiochemical reaction studies of tritium mixed gases by laser Raman spectroscopy at TSTA // Fusion Sci. and Tech. 1992. Vol. 21, N 2. P. 457–461.
4. Sturm M., Schlösser M., Lewis R. J. et al. Monitoring of all hydrogen isotopologues at Tritium Laboratory Karlsruhe using Raman spectroscopy // Laser Physics. 2010. Vol. 20, N 2. P. 493–507.
5. Berg J. M., Rau K. C., Veirs D. K. et al. Performance of fiber-optic Raman probes for analysis of gas mixtures in enclosures // Appl. Spectroscopy. 2002. Vol. 56, N 1. P. 83–90.
6. Godot A., Coindet G., Hubinois J. C. Analysis of gases by Raman spectroscopy: determination of isotopic composition of hydrogen mixtures (H_2 , D_2 and T_2) // Fusion Sci. and Tech. 2011. Vol. 60, N 3. P. 998–1001.
7. Rugged fiber optic probe and sampling systems for remote chemical analysis via the Raman technique: report № WSRC-MS-96-0295. – Westinghouse Savannah River Company, 1996.
8. Пат. 140222 РФ, МПК G 01 N 6/46. Оптический зонд / Тихонов В. В., Юхимчук А. А., Балувев В. В. // Бюл. № 13 (опубл. 10.05.2014).

Investigation of Gas Mixing by Raman Spectroscopy

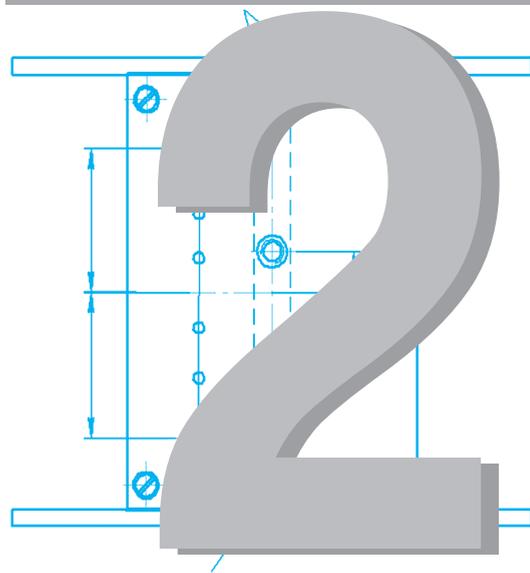
V. V. Tikhonov, A. A. Yukhimchuk, A. I. Gurkin, V. V. Baluev

Raman spectroscopy is the most effective means for analyzing, monitoring and controlling different gas mixtures. The technique has a range of advantages: the ability of operation in real-time, registration of all hydrogen isotopic molecules, and analysis without sampling. Using the developed in RFNC-VNIIEF optical probes it is possible to record the Raman spectra of gases at the pressures of up to 410 MPa. In this work we described the special optical probe which allows registration of Raman spectra for gases under high pressure. Also we represented the results of experiments about investigation of mixing N_2 and D_2 gases in enclosures.

СОДЕРЖАНИЕ РАЗДЕЛА 2

Кошелева Е. В., Сельченкова Н. И., Учаев А. Я. Обоснование возможности прогнозирования поведения твердых тел в экстремальных условиях при различных видах высокоинтенсивного воздействия	64
Мохова В. В., Михайлов А. Л., Тилькунов А. В., Орлов Н. И., Канунова Л. И., Брагунец В. А., Ткаченко М. И., Симаков В. Г. Разрушение ударно-сжатых металлических образцов с искусственными возмущениями на свободной поверхности.....	76
Панов К. Н., Георгиевская А. Б., Антипов М. В., Аринин В. А., Гнутов И. С., Замыслов Д. Н., Калашников Д. А., Лебедев А. И., Лебедева М. О., Михайлов А. Л., Огородников В. А., Пупков А. С., Раевский В. А., Соколова А. С., Сырунин М. А., Ткаченко Б. И., Утенков А. А., Федоров А. В., Финюшин С. А., Чудаков Е. А., Юртов И. В. Результаты экспериментально-расчетных исследований ударно-волнового «пыления» и фрагментации свинца, нагруженного нестационарными ударными волнами амплитуды $P \sim 32\text{--}40$ ГПа	88
Огородников В. А., Михайлов А. Л., Ерунов С. В., Антипов М. В., Федоров А. В., Сырунин М. А., Кулаков Е. В., Клещевников О. А., Юртов И. В., Утенков А. А., Финюшин С. А., Чудаков Е. А., Калашников Д. А., Пупков А. С., Чапаев А. В., Мишанов А. В., Глушихин В. В., Федосеев А. В., Тагиров Р. Р., Костюков С. А., Тагирова И. Ю., Сапрыкина Е. В. Выброс частиц со свободной поверхности ударно-нагруженных образцов из свинца в вакуумированную и газовую среду	116
Жерноклетов М. В., Раевский В. А., Маначкин С. Ф., Давыдов Н. Б., Панов К. Н., Рыжков А. В., Аринин В. А., Ткаченко Б. И., Логвинов А. И., Комраков В. А., Давыдов А. И., Анашкин Н. Н. Результаты экспериментов по квазиизоэнтропическому сжатию дейтерия и гелия до экстремальных давлений ~ 3000 ГПа	128
Богданов Е. Н., Бельский В. М., Родионов А. В., Шаврин М. Е., Буренин В. И. Особенности ударно-волнового инициирования взрывчатых веществ на основе октогена и триаминотринитробензола (ТАТБ).....	136
Невмержицкий Н. В., Раевский В. А., Сотсков Е. А., Сеньковский Е. Д., Давыдов Н. Б., Бодров Е. В., Фролов С. В., Анисифоров К. В., Георгиевская А. Б., Лёвкина Е. В., Кривонос О. Л., Кучкарева А. С., Гавриш А. Р., Ткаченко Б. И. Некоторые особенности выброса частиц с поверхности ударно-нагруженного свинцового образца	144

РАЗДЕЛ



**ГИДРОДИНАМИКА
И РЕОЛОГИЯ**

УДК 539.171.4

DOI: 10.53403/9785951504944_2020_25.2_64_75

Обоснование возможности прогнозирования поведения твердых тел в экстремальных условиях при различных видах высокоинтенсивного воздействия

**Е. В. Кошелева, Н. И. Сельченкова,
А. Я. Учаев**

Анализируются амплитудно-временные закономерности процесса динамического разрушения твердых тел при различных видах высокоинтенсивного воздействия в диапазонах неравновесных состояний долговечности $t \sim 10^{-5}$ с и $t \sim 10^{-6} - 3 \cdot 10^{-10}$ с, устанавливаются общие закономерности поведения неисследованных материалов в экстремальных условиях. Описаны результаты исследований процесса динамического разрушения твердых тел различной природы с помощью магнитно-импульсного способа нагружения (микросекундный диапазон неравновесных состояний) и процесса динамического разрушения ряда металлов в режиме импульсного объемного разогрева при воздействии импульсов релятивистских электронных пучков (нано- и субнаносекундный диапазон неравновесных состояний). Показано, что в динамическом диапазоне долговечности зависимость времени разрушения от амплитуды приложенной нагрузки при различных способах импульсного нагружения твердых тел различной природы имеет степенной вид, что говорит о скейлинговой природе процесса разрушения в микросекундном – субнаносекундном диапазонах неравновесных состояний. Таким образом, обоснована возможность прогнозирования неисследованных образцов твердых тел в микро-, нано- и субнаносекундном диапазонах неравновесных состояний.

В связи с расширением области применения в научных исследованиях высокоэнергетических импульсных установок (импульсные ускорители – наносекундный диапазон воздействия, термоядерные реакторы – микросекундный диапазон воздействия, импульсные ядерные реакторы – миллисекундный диапазон воздействия, фемтосекундные лазеры) требуется знание поведения конденсированных сред в экстремальных условиях, поскольку мощностные возможности таких установок напрямую связаны со стойкостью элементов и узлов, входящих в их состав. Следовательно, являются актуальными исследование кинетических релаксационных процессов, протекающих в неравновесных конденсированных средах различной геометрии, различной природы и установление временной границы сохранения функциональных свойств конструкционных материалов при различных видах высокоинтенсивного воздействия.

Работа посвящена анализу данных по амплитудно-временным закономерностям процесса динамического разрушения твердых тел при различных видах высокоинтенсивного воздействия в диапазонах неравновесных состояний $t \sim 10^{-5}$ с и $t \sim 10^{-6} - 3 \cdot 10^{-10}$ с и установлению общих закономерностей поведения неисследованных материалов в экстремальных условиях.

Согласно литературным данным существует динамический диапазон долговечности $t \sim 10^{-6} - 10^{-10}$ с, квазистатическая ветвь долговечности $t \sim 10^{-7} - 10^{-3}$ с и так называемая переходная область $t \sim 10^{-5} - 10^{-3}$ с. Для динамической и квазистатической ветвей долговечности накоплен обширный экспериментальный материал и разработаны адекватные модели разрушения. Природа долговечности в динамическом и квазистатическом диапазонах имеет разную физическую природу [1, 2].

Известно, что основные процессы, лежащие в основе реакции твердого тела на внешние воздействия в динамическом диапазоне долговечности, являются нелинейными [1, 3, 4]. Предположим, что равновесие в системе устанавливается за время t_r . Это время определяет границу между квазистатическими и динамическими процессами. В момент времени t_0 изменим параметры системы (V , ρ , T), что приведет к обмену энергией между внешней средой и системой. Обмен может происходить медленно ($\delta t = t - t_0 \gg t_r$, квазистатические процессы), или быстро ($\delta t = t - t_0 \leq t_r$, динамические процессы). В первом случае при сообщении системе энергии δE_{ext} система успевает прийти в состояние термодинамического равновесия; по всему объему устанавливаются постоянные значения ρ , T , P . В квазистатических процессах значения параметров не зависят от координаты r , но сохраняется зависимость от времени, так как присутствует релаксация. Зависимости $\rho(t)$, $T(t)$ могут быть произвольными, слабо зависящими от времени: $1/\rho \cdot d\rho/dt \ll 1/t_r$; $1/T \cdot dT/dt \ll 1/t_r$. Все градиенты равны нулю: $d\rho/dr = dT/dr = dP/dr = 0$. Это означает, что в квазистатических процессах не возникает перенос, обмен энергией происходит только с внешней средой, которая инициирует процессы в системе; обмен энергией между частями системы отсутствует. Каждый элемент δV фактически изолирован от остальных δV_i , система распадается на отдельные элементы, не взаимодействующие друг с другом.

Если процесс обмена с внешней средой протекает быстро, то градиентами и их производными пренебречь нельзя. Градиенты ведут к возникновению потоков энергии, импульса, т. е. к процессам обмена между элементами δV ; система перестает быть набором невзаимодействующих элементов и становится единым целым. Элемент δV влияет на эволюцию остальных элементов. Степень взаимодействия зависит не только от состояния $\delta V_i(t)$, но и от состояния $\delta V_i(t')$, $t' < t$, так как информация от δV_i к δV распространяется с конечной скоростью. Вследствие этого система становится инерционной, появляются эффекты, отсутствовавшие в статических процессах. Реакция системы определяется возникающими степенями свободы, например каскадом диссипативных структур, которые отсутствовали в квазистатических процессах.

На рис. 1 приведены временные зависимости долговечности t от критического давления P при некоторых режимах нагружения в квазистатическом диапазоне долговечности (воздействие растягивающих напряжений) и динамическом диапазоне долговечности (ударно-волновое нагружение и воздействие релятивистских электронных пучков) [1, 2]. Данные по воздействию растягивающих напряжений взяты из [2], при ударно-волновом нагружении – из [5], по воздействию релятивистских электронных пучков – из [1, 3, 4].

При изменении времени на два порядка в квазистатическом диапазоне долговечности Δt_1 и динамическом диапазоне Δt_2 ($\Delta t_1 = \Delta t_2$, см. рис. 1) изменения по давлению в динамическом

диапазоне долговечности превосходят изменения по давлению в квазистатическом диапазоне долговечности от 10 до 100 раз. Причина – различие характера и механизма разрушения в этих диапазонах.

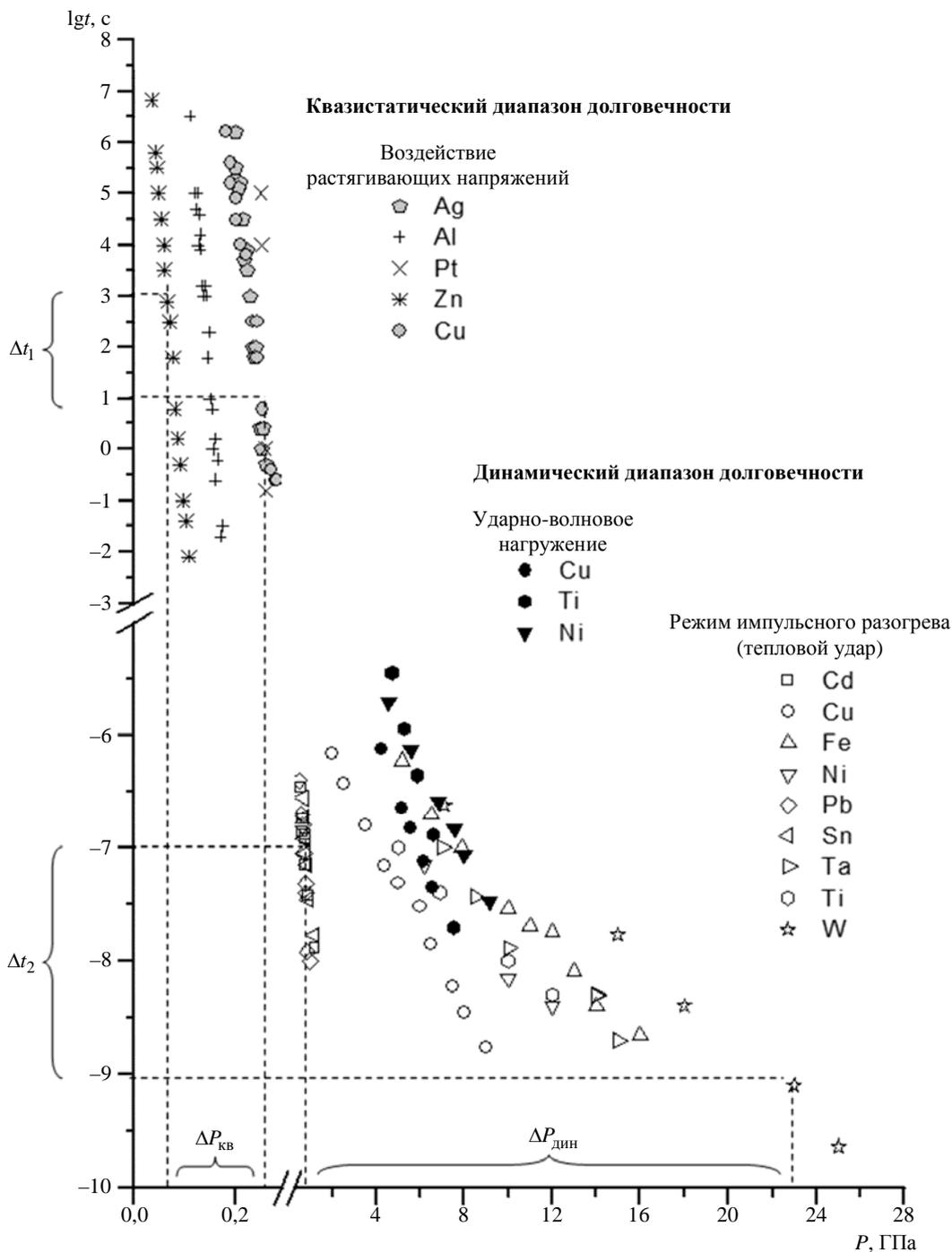


Рис. 1. Временные зависимости долговечности металлов от критического давления, приводящего к разрушению, в квазистатическом и в динамическом диапазонах долговечности (t в секундах), $\Delta t_1 = \Delta t_2$, $\Delta P_{дин} > \Delta P_{кв}$ [1–5]

При малых степенях отклонения от равновесия процессы релаксации определяются кинетическими механизмами, которые описываются аппаратом классической кинетики.

В физике разрушения в квазистатическом диапазоне долговечности время до разрушения определяется временем образования критической флуктуации, например энергии, приводящей к разрушению части межатомных связей.

Долговечность в квазистатическом диапазоне описывается выражением

$$t = \tau_0 \exp \frac{u - \gamma \sigma}{kT}, \quad (1)$$

где τ_0 – период колебания атома в решетке, u – энергия связи, γ – структурный фактор, σ – приложенное напряжение, k – постоянная Больцмана, T – температура материала [2].

При больших степенях отклонения от состояния равновесия релаксация определяется процессами, не присущими начальным (квазистационарным), а возникающими новыми релаксационными процессами, имеющими иерархическую масштабную-временную соподчиненность. Явление динамического разрушения относится к такому типу релаксационных процессов [1, 3, 4].

К исследованию временных закономерностей процесса динамического разрушения твердых тел применен метод ударно-волнового нагружения, реализуемого с помощью магнитно-импульсного способа $t \sim 10^{-5}$ с [6, 7] и при воздействии импульсов релятивистских электронных пучков – режим импульсного объемного разогрева (тепловой удар) ($t \sim 10^{-6} - 3 \cdot 10^{-10}$ с).

Результаты исследования процесса динамического разрушения твердых тел неметаллической природы с использованием магнитно-импульсного способа нагружения показали, что при ударно-волновом нагружении образцов вследствие отражения волн сжатия от свободной поверхности возникают волны разрежения, которые приводят к откольному разрушению образца. При этом зависимость откольной прочности от длительности импульса нагружения имеет вид [6]

$$\frac{\sigma_p}{\sigma_c} = A_s \left(\frac{\tau_L}{T_p} \right)^\alpha, \quad (2)$$

где σ_p – откольная прочность; T_p – длительность импульса нагружения; τ_L , σ_c – характеристики материала; A_s – коэффициент; $\alpha \sim \sqrt{2}$. Методика определения τ_L (время накопления энергии – время до начала процесса разрушения) по разрушению материала импульсным воздействием пороговой амплитуды приведена в [6].

Данные по временной зависимости процесса динамического разрушения для всех исследованных материалов, представленные в координатах $\lg(\sigma_p/\sigma_c)$ и $\lg(T_p/\tau_L)$, близки к единой кривой (рис. 2) [6]. Рис. 2 демонстрирует, что исследованные материалы проявляют универсальные признаки в процессе динамического разрушения в микросекундном диапазоне неравновесных состояний [6].

Результаты исследований по ударному нагружению образцов с макродефектами в виде трещин показали, что процесс разрушения на макроуровне имеет пороговый характер, а длина проросшей трещины $L_{cr}(P)$ зависит от амплитуды и длительности нагружающего импульса [6, 7] (рис. 3).

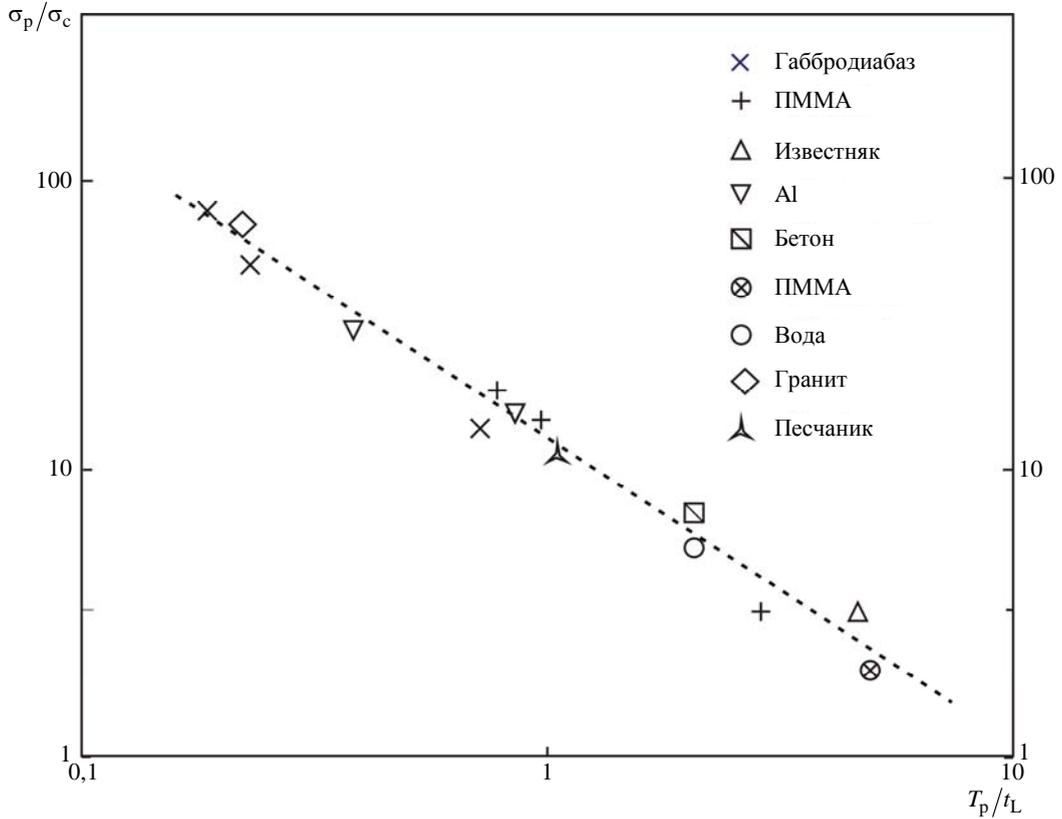


Рис. 2. Зависимость разрушающих пороговых нагрузок от длительности импульса твердых тел при разных способах динамического нагружения [6]

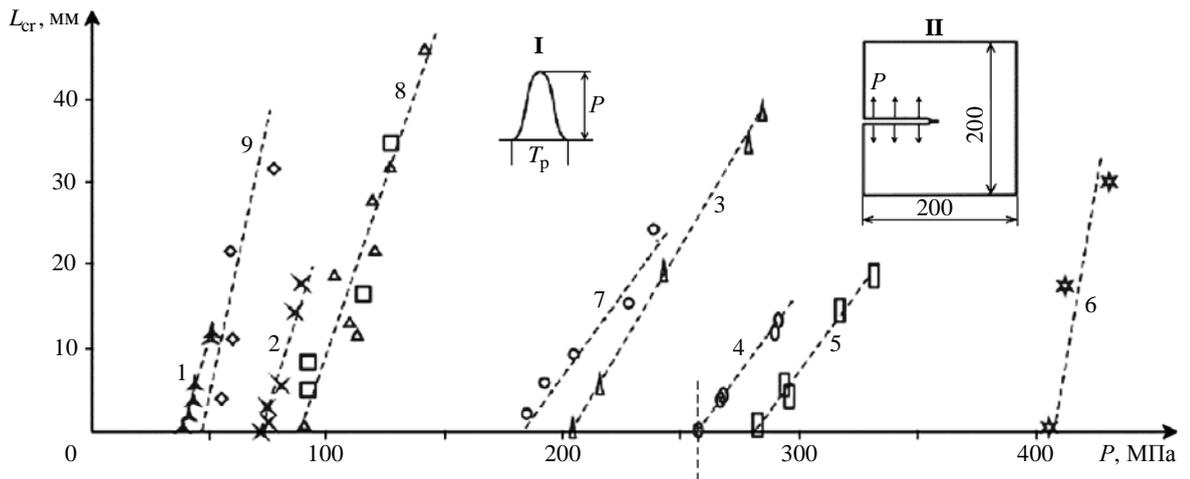


Рис. 3. Зависимости длины проросшей трещины от амплитуды одиночного импульса нагрузки при длительности нагружения (мкс): 1 – известняк, 4,4; 2 – мрамор, 3,6; 3 – габбродиабаз, 3,6; 4 – песчаник, 3,6; 5 – гранит, 3,6; 6 – полимерный композит, 3; 7 – ПММА, 2; 8 – ПММА, 4; 9 – ПММА, 8,6 [6, 7]; I – форма импульса, II – схема нагружения

При $P > P_{tr}$ зависимость длины проросшей трещины от амплитуды импульса давления определенной длительности имеет вид [7]

$$L_{cr}(P) \approx \left. \frac{dL_{cr}(P)}{dP} \right|_{P_{tr}} (P - P_{tr}) = k_{LP}(P - P_{tr}). \quad (3)$$

Параметры $A = P_{cr}/\tau_L$ и $B = k_{LP}/\tau_L$, представленные на рис. 4, близки к постоянным значениям для ряда материалов при заданной длительности воздействия $A = \text{const}_A(\tau_L)$ и $B = \text{const}_B(\tau_L)$ [7].

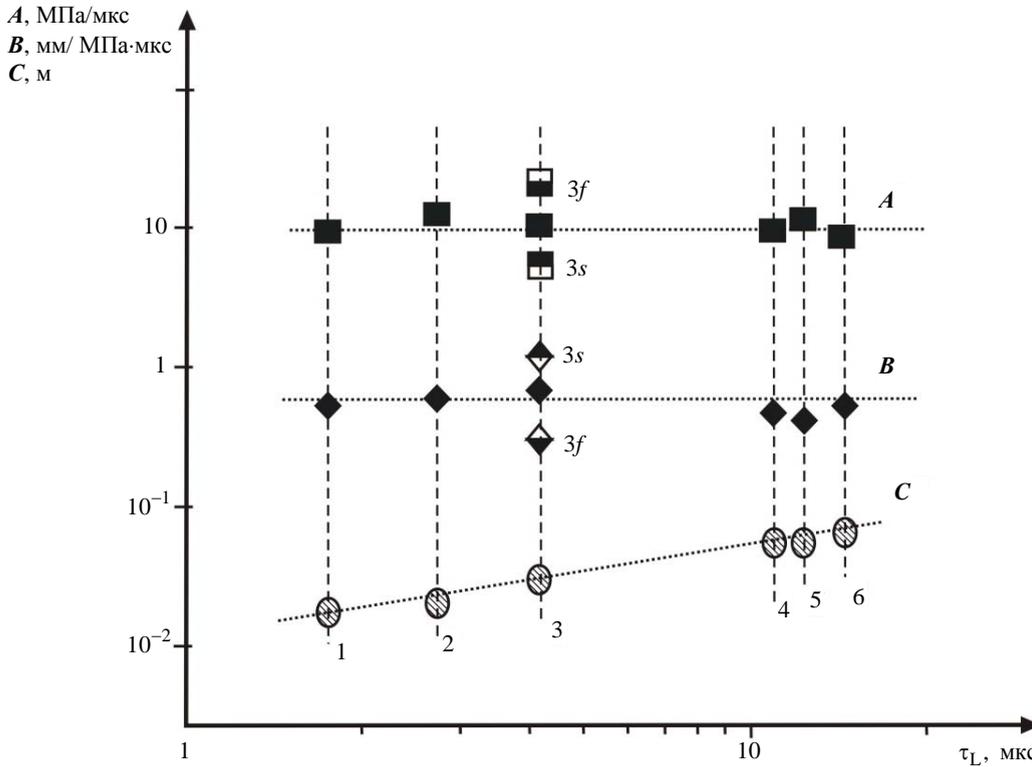


Рис. 4. Связь амплитудно-временных характеристик нагружения с временем накопления энергии τ_L ряда исследуемых материалов: 1 – известняк, 2 – мрамор, 3 – ПММА, 4 – габбродиабаз, 5 – гранит, 6 – песчаник [7]

Наблюдаемые особенности выделены для режима нагружения с характерной длительностью импульса порядка $T_p \sim 4$ мкс. На материале № 3 (ПММА) были проведены эксперименты и с другими длительностями нагружения: $T_p \sim 8,6$ мкс (s) и $T_p \sim 2$ мкс (f). Уменьшение длительности разрушающего импульса приводило к увеличению параметров $A(\tau_L)$ и увеличению параметра $B(\tau_L)$, рост длительности приводил к обратному эффекту.

На рис. 4 приведена также зависимость параметра $C(\tau_L) = \left(\frac{dL_{cr}}{dP} P_{cr} \right)$ от времени накопления энергии τ_L , определяемого свойствами испытуемого материала. Параметр $C(\tau_L)$ может быть интерпретирован как пространственный масштаб зоны накопления энергии, необходимой для инициирования процесса разрушения на макроуровне (старт роста трещины) [7].

Данные, приведенные на рис. 2, 3, указывают на проявление универсальных признаков релаксационных динамических процессов, протекающих при динамическом разрушении в микросекундном диапазоне неравновесных состояний.

Рассмотрим нано- и субнаносекундную области неравновесных состояний ряда металлов при воздействии импульсов релятивистских электронных пучков (так называемый режим импульсного объемного разогрева или тепловой удар) [1, 4, 5]. Применение к исследованию процесса динамического разрушения металлов режима импульсного объемного разогрева позволило существенно расширить исследуемую область неравновесных состояний по сравнению со взрывным и ударно-волновым нагружениями. Так, при взрывном нагружении минимальная долговечность составляет $t \sim 10^{-8}$ с. В режиме импульсного объемного разогрева минимальное значение долговечности $t \sim 3 \cdot 10^{-10}$ с [1, 3, 4].

Как правило, релаксация сильнонеравновесных состояний сопровождается динамическими деструктивными процессами.

Исследования [1, 3, 4] показали, что динамические деструктивные процессы в конденсированных средах на различных масштабно-временных уровнях носят кооперативный характер. Это обусловлено фрактальной природой ансамблей диссипативных структур, возникающих в результате высокоинтенсивного воздействия на конденсированную среду, их перколяционными свойствами, переходами неравновесной системы с одного масштабно-временного уровня на другой, подчиняющихся концентрационному критерию, а также тем, что вероятность состояний системы непропорциональна фактору Больцмана.

В работах [1, 3, 4] показано энергетическое подобие процесса плавления и динамического разрушения, согласно которому энергетическое состояние локальных областей металла вблизи центров разрушения подобно состоянию кристаллической фазы при температуре плавления.

Данные по временным закономерностям процесса динамического разрушения ряда металлов при воздействии релятивистских электронных пучков и лазерного излучения (ЛИ), приведенные в универсальных координатах, близки к единой кривой (см. рис. 5). Отношение $P/\Gamma\rho(H + L_m)$ является инвариантом по отношению к порядковому номеру z в Периодической системе [1].

Данные, приведенные на рис. 5, описываются соотношением $\left[\frac{E_{кр}(t)}{H + L_m} \right] t = const$,

$E_{кр}(t) \approx P/\Gamma\rho$, $\gamma \sim 3,8$ для всех исследованных материалов [1].

Данные [1] показывают, что функции скорости центрообразования $J(t)$ ряда исследованных металлов имеют подобный вид. Это дает право на построение функции $J(t)$ в координатах $\tau = t/t_p$, $J = J(t)/J_{max}(t_p)$ для различных металлов в широких диапазонах долговечности $t \sim 3 \cdot 10^{-10} - 10^{-6}$ с, где t_p – время разрушения, τ – нормированное время разрушения, J – нормированная скорость центрообразования, $J_{max}(t_p)$ – максимальная скорость центрообразования на время разрушения (рис. 6) [1].

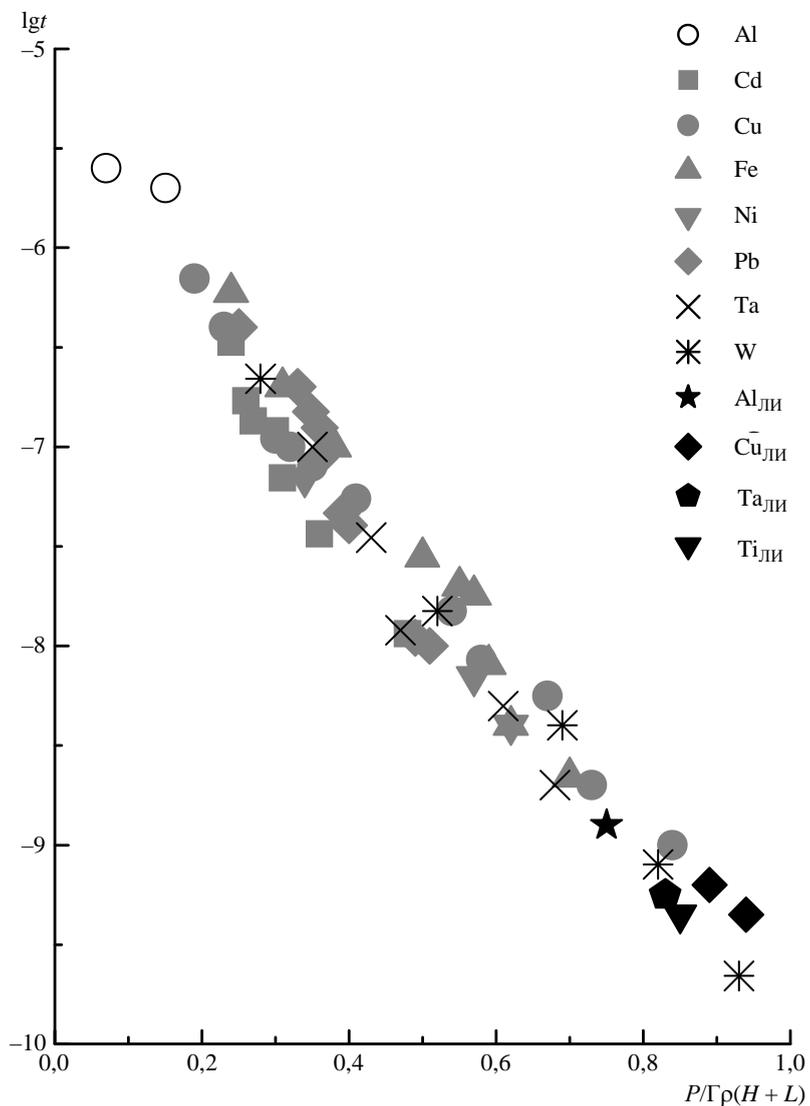


Рис. 5. Временная зависимость процесса динамического разрушения [1]

Из рис. 6 видно, что долговечность складывается из стадии ожидания появления центров разрушения $t_{ож}$ (стадия 1) и времени кластеризации $t_{к}$ (стадия 2) каскада центров разрушения, когда возникает связность в системе центров разрушения и появляется перколяционный кластер [1].

В работе [1] было показано, что $t_{ож} \gg t_{к}$. В силу этого соотношения определение времени $t_{ож}$ дает оценку временной границы сохранения функциональных свойств металлов, находящихся в экстремальных условиях. Учитывая это соотношение, можно предположить, что на стадии ожидания кластера центров разрушения применим формализм теории вероятностей (процессы возникновения центров разрушения независимы).

Данные на рис. 6 показывают близкое поведение функций $J(t)$ для различных металлов в диапазоне долговечности $t \sim 10^{-6} - 3 \cdot 10^{-10}$ с. Они аппроксимируются функцией вида

$$J_n(t) \sim A \exp\left(\frac{t}{t_p} B\right)^{0,2} \left(1 - \frac{t}{t_p}\right)^{-2,2}, \quad (4)$$

где A, B – константы. Первый множитель описывает скорость центрообразования на первой стадии, когда плотность центров разрушения мала и они не взаимодействуют (ослабленная экспонента). Второй множитель описывает скорость центрообразования в интервале от $t \sim 0,9t_p$ до t_p – режим с обострением. Вид функции $J(t)$ подобен виду функций, описывающих режимы с обострением либо поведение систем вблизи критической точки.

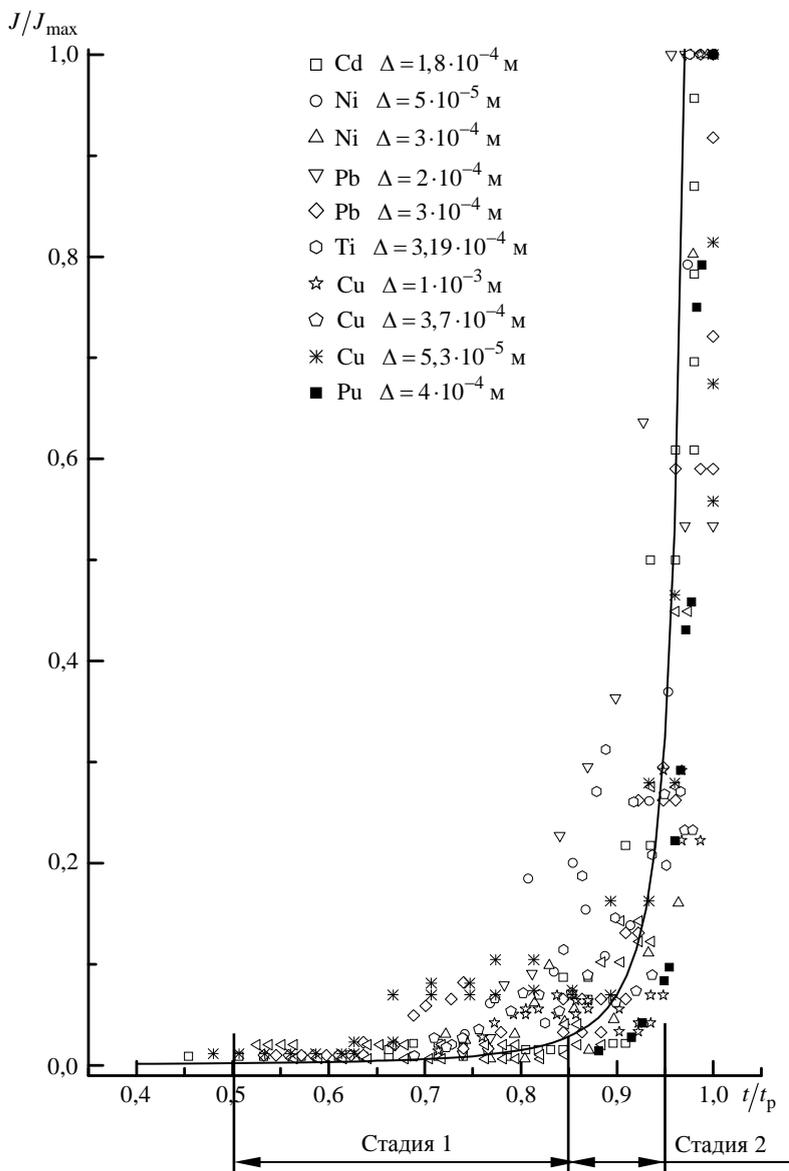


Рис. 6. Скорость центрообразования ряда металлов разной толщины (Δ).
Маркеры – экспериментальные данные [1]

Таким образом, согласно (4) эффекты самоорганизации каскада центров разрушения носят пороговый характер.

Согласно выражениям (1), (2), (4) и рис. 1–6 соотношения временных зависимостей прочности в квазистатическом и динамическом диапазонах долговечности принципиально отличаются. В квазистатическом диапазоне долговечности зависимость времени разрушения от амплитуды приложенной нагрузки имеет экспоненциальный характер (см. (1)), а в динамическом диапазоне долговечности – степенной (см. (2), (4)), что говорит о внутренней скейлинговой (масштабно-инвариантной) природе процесса.

Особенность динамического разрушения в микросекундной области определяется тем, что этот процесс имеет пороговый характер, амплитуда пороговых импульсов зависит от длительности импульса, приводящего к разрушению, а также наличием задержки начала разрушения [6, 7]. В нано- и субнаносекундной области долговечности процесс разрушения также имеет пороговый характер и критическое значение амплитуды давления, приводящего к разрушению, зависит от длительности воздействия [1].

Данные, приведенные на рис. 6, показывают, что время сохранения функциональных свойств образцов металлов в экстремальных состояниях определяется временем образования критической плотности каскада центров разрушения, меняющей связность тела [1].

Согласно теории подобия [8], если количественные характеристики физических процессов, выраженные в безразмерных переменных, равны, то это говорит о физическом подобии поведения систем. То есть любые количественные соотношения, полученные для конкретного явления, могут быть распространены на другие подобные явления, если их представить в относительной (безразмерной) форме. Равенство количественных характеристик, представленных в относительных величинах, являются подобными при переходе к абсолютным величинам.

Существует понятие геометрического подобия, подобия полей $\varphi(x, y, z)$ (поле температуры, концентрации, потенциала среды), когда их величины связаны соотношением

$$\varphi'(x', y', z') - c_\varphi \varphi(x, y, z),$$

где c_φ – множитель подобия.

От понятия подобия полей можно перейти к понятию подобия процессов, если в сходные моменты времени выполняется условие $\varphi'(x', y', z', t') - c_\varphi \varphi(x, y, z, t)$, $x' = cx$, $y' = cy$, $z' = cz$, $t' = ct$, c – коэффициент подобия.

Выражения (2), (4) и данные рис. 2, 4–6, обладают признаками основных положений теории подобия [8].

Вышеизложенное определяет возможность прогнозирования неисследованных образцов твердых тел в микро-, нано- и субнаносекундном диапазонах неравновесных состояний.

Список литературы

1. Кошелева Е. В., Пунин В. Т., Сельченкова Н. И., Учаев А. Я. Общие закономерности иерархических релаксационных процессов в металлах при воздействии импульсов проникающих излучений. – Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2015.
2. Регель В. Р., Слущер А. И., Томашевский Э. И. Кинетическая природа прочности твердых тел. – М.: Наука, 1974.

3. Ильяев Р. И., Пунин В. Т., Учаев А. Я. и др. Временные закономерности процесса динамического разрушения металлов, обусловленные иерархическими свойствами диссипативных структур – каскада центров разрушения // ДАН. 2003. Т. 393, № 3. С. 326–331.
4. Бонюшкин Е. К., Завада Н. И., Новиков С. А., Учаев А. Я. Кинетика динамического разрушения металлов в режиме импульсного объемного разогрева. – Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 1998.
5. Новиков С. А. Прочность при квазистатическом и ударно-волновом нагружении // ФГВ. 1985. № 6. С. 77–85.
6. Krivosheev S. I., Korovkin N. V., Slastenko V. K., Magazinov S. G. Destruction of brittle materials by microsecond pressure pulses at their formation by magnetic pulse method // Int. J. of Mech. 2015. Vol. 9. P. 293–299.
7. Krivosheev S. I., Magazinov S. G. Irreducible specific energy of new surfaces creation in materials with crack-type macro defects under pulse action // J. of Phys.: Conf. Series. 2016. Vol. 774. P. 1–8.
8. Гухман А. А. Введение в теорию подобия: учеб. пособие для вузов. 2-е изд., доп. и перераб. – М.: Высшая школа, 1973.

Foundation of a Predictability Criterion for Solid Material Behavior Under Extreme Conditions at Different Types of High-Intense Action

E. V. Kosheleva, N. I. Sel'chenkova, A. Ya. Uchaev

The paper is devoted to analysis of data on time-amplitude regularities of dynamic failure process of solid materials at different types of high-intense action in the ranges of non-equilibrium states from 10^{-5} to $3 \cdot 10^{-10}$ s as well as to ascertainment of common regularities of unstudied material behavior under extreme conditions. The paper analyzes results of studies of the process of dynamic failure of different character solid materials using a magnetic pulse loading method – a microsecond range of non-equilibrium states and study results of dynamic failure process of a number of metals in the mode of pulsed volume heat-up under the action of relativistic electron beam pulses – nano- and sub-nanosecond range of non-equilibrium states. It is shown that in the dynamic longevity range under different ways of pulsed loading of different character solid materials the dependence of failure time on the amplitude of applied load has an exponential view, what testifies to a scaling nature of failure process. The above-said specifies the possibility for predicting unstudied solid material behavior in the dynamic range of non-equilibrium states.

УДК 539.4

DOI: 10.53403/9785951504944_2020_25.2_76_87

Разрушение ударно-сжатых металлических образцов с искусственными возмущениями на свободной поверхности

**В. В. Мохова^{1,2}, А. Л. Михайлов¹,
А. В. Тилькунов^{1,2}, Н. И. Орлов²,
Л. И. Канунова¹, В. А. Брагунец¹,
М. И. Ткаченко¹, В. Г. Симаков¹**

Приведены результаты исследования разрушения свободной поверхности образцов алюминия и меди при нагружении ударной волной умеренной интенсивности с длительностью импульса давления 0,02 мкс, 0,2 мкс, 1 мкс. На свободной поверхности образцов были нанесены искусственные углубления, имитировавшие в масштабе 10:1 естественную шероховатость поверхности после механической обработки (глубина углублений 0,7–0,9 мм). Давление ударно-волнового импульса у основания возмущений варьировалось в интервале от 5 до 53 ГПа (ниже области плавления). Анализ свободной поверхности постопытных образцов показал, что при определенных условиях нагружения степень разрушения свободной поверхности и выброс металла отличаются на порядки в зависимости от шероховатости поверхности.

Для определения количественных показателей выброса металла и распределения по размерам частиц использовался метод мягких улавливающих мишеней.

Для обоснования и обеспечения работоспособности различных конструкций, например мишеней инерциального термоядерного синтеза [1], важно понимание природы процессов разрушения (потери устойчивости и последующего выброса металла) на свободной границе образцов, точнее, на границе *металл – воздух* при выходе на нее ударной волны.

Цель работы – исследование механизмов разрушения свободной поверхности образцов из алюминия и меди при выходе ударной волны умеренной интенсивности из образца. Эти механизмы связаны с шероховатостью поверхности, которую в упрощенном виде можно представить в виде углублений и выступающих клиньев (гребней) или пирамид. Ширина откольного слоя сравнима с глубиной шероховатости поверхности (0,7–0,9 мм) и зависит от толщины диэлектрического ударника (0,1–1 мм).

© Journal of Dynamic Behavior of Materials. 2017. Vol. 3, Issue 2. P. 164–173 [DOI: 10.1007/s40870-017-0109-3].

¹ ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ».

² СарФТИ НИЯУ «МИФИ», г. Саров Нижегородской обл.

Феноменология

В процессе разрушения свободной поверхности с шероховатостью существенную роль должны играть кумулятивные струи и откольные явления в образце вследствие растягивающих напряжений в волнах разгрузки. В нашем случае откольные разрушения возникают при взаимодействии волн разгрузки со свободных поверхностей образца и ударника (поперечный откол) и при встрече боковых волн разгрузки в клине (гребне или пирамиде) – продольная трещина [2].

Необходимо более подробно рассмотреть процессы разрушения в гребне или клине.

При выходе фронта ударной волны на свободную поверхность под углом к поверхности из точки выхода распространяется волна разрежения. В акустическом приближении скорости ударной волны и волны разрежения одинаковы и угол падения равен углу отражения.

При встрече волн разрежения, отраженных от граней клина, на вертикальной оси симметрии клина возникают растягивающие напряжения. Когда растягивающие напряжения превышают откольную прочность, происходит разрушение материала.

На рис. 1 показаны схемы распространения волн разрежения и форма разрушения клина при выходе ударной волны на выпуклый двугранный угол при различных значениях угла β [2]. В волнах разгрузки, распространяющихся со свободной поверхности клина (граней клина – естественной шероховатости при механической обработке), проекции массовой скорости внутри клина в продольном (параллельном высоте клина) и поперечном (перпендикулярном высоте клина) направлениях зависят от двугранного угла клина β . Следовательно, степень, скорость, положение зарождения разрушения (продольной трещины в клине) и выброс металла зависят от угла β у вершины клина. При $\beta < 90^\circ$ волны разрежения встречаются ниже плоскости основания пирамид. Разрушение металла (трещина) начинается в глубине образца и поднимается вслед за ударной волной. При $\beta > 90^\circ$ волны разрежения встречаются после выхода ударной волны на вершину угла. Разрушение металла начинается с вершины и распространяется вглубь клина [2]. При $\beta = 90^\circ$ в акустическом приближении волны разрежения встречаются по всей высоте пирамиды в момент выхода ударной волны на вершину угла. Разрушение металла формально начинается одновременно по всей плоскости симметрии на линии биссектрисы двугранного угла.

При взаимодействии сил растяжения, вызывающих продольный и поперечный отколы, разрушения внутри клина или пирамиды и выброс материала могут быть значительны. На рис. 2 схематично показаны виды разрушения (или механизмы потери устойчивости исходной формы (профиля) свободной поверхности) – поперечный и продольный отколы и кумулятивные струи, образующиеся при схлопывании боковых граней гребней (пирамид).

В работе не рассматривается влияние микроструктуры материала и гетерогенности течения при его деформировании, вносящих свой вклад в ударно-волновое пыление свободной поверхности.

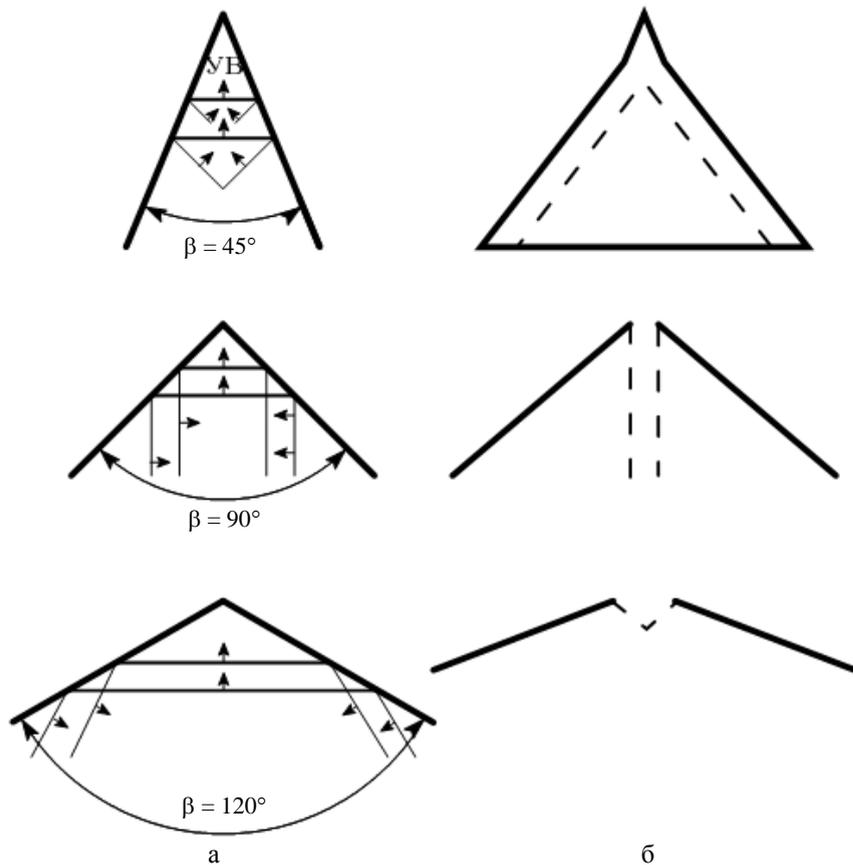


Рис. 1. Схема прохождения ударной волны по клину (а), форма свободной поверхности и область разрушения клина при различных углах клина (б). Толстые линии – фронт ударной волны, тонкие линии – фронт волны разгрузки, стрелки – направление распространения, пунктирные линии – форма разрушения в клине



Рис. 2. Виды разрушений свободной поверхности образца с периодическими углублениями. Стрелкой указано направление движения ударной волны в образце

Образцы

Для имитации в увеличенном масштабе естественной шероховатости поверхности после механической обработки использовались образцы из алюминия марки 04 (99,99 % Al) и АМг, а также меди марки М1 в виде дисков или пластин толщиной $H = 1,35 - 2$ мм, на свободной поверхности которых были нанесены периодические углубления в виде параллельных полос (на поверхности – выступающие гребни) или перпендикулярно пересекающихся полос (на поверхности – выступающие пирамиды) различной глубины $a = 0,7 - 0,97$ мм и периодами $\lambda = 0,8 - 3,5$ мм между углублениями. Двугранный угол β у вершины гребня или пирамиды, образованный противоположными гранями пирамиды или гребня, изменялся от 45° до 136° .

На рис. 3 показаны фотографии исходной поверхности алюминиевых образцов.

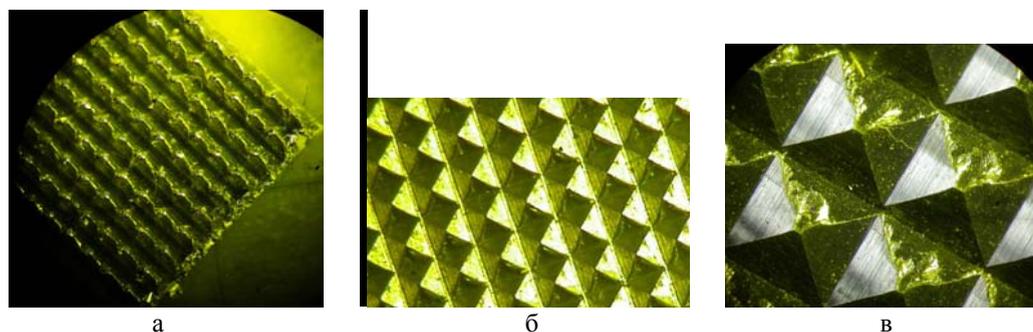


Рис. 3. Фотографии поверхности исходных образцов: а – $\beta = 45^\circ$ ($a = 0,97$ мм, $\lambda = 0,8$ мм, $H = 1,55$ мм); б – $\beta = 90^\circ$ ($a = 0,71$ мм, $\lambda = 1,43$ мм, $H = 1,35$ мм); в – $\beta = 136^\circ$ ($a = 0,7$ мм, $\lambda = 3,5$ мм, $H = 2$ мм)

Постановка экспериментов

Для экспериментального исследования процессов разрушения при высоких скоростях деформирования применялась электровзрывная установка (электропушка) [3], разгоняющая энергией электровзрыва алюминиевой фольги тонкие диэлектрические ударники до скорости $w_{уд} \approx 8$ км/с. Использование диэлектрических ударников различной толщины, разогнанных электровзрывной установкой, позволило варьировать скорость полета ударника. Например, при толщине ударника из оргстекла $d_{уд} = 1$ мм скорость полета ударника $w_{уд} \approx 2,7$ км/с, а при толщине ударника из лавсана $d_{уд} = 110$ мкм $w_{уд} \approx 6,7$ км/с с соответствующим изменением длительности импульса нагружения ступенчатой формы. Площадь ударника 32×80 мм². Скорость и симметрию полета ударника на электропушке контролировали с помощью фотохронографа [3], погрешность измерения скорости – 5 %.

В отличие от систем на основе взрывчатых веществ применение электровзрывной пушки позволяет избежать фугасного воздействия, разрушающего исследуемый образец и делающего его малопригодным для дальнейшего постопытного анализа.

Выводы делались на основании анализа микро- и макрофотографий свободной поверхности образцов, сохраненных после ударно-волнового нагружения.

Для определения количественного выброса металла при разрушении свободной поверхности использовался метод *мягких мишеней*, заключающийся в улавливании выброшенных частиц пластиной полиэтилена, расположенной на расстоянии 1 мм от поверхности образца с нанесенными углублениями. Схема эксперимента показана на рис. 4.

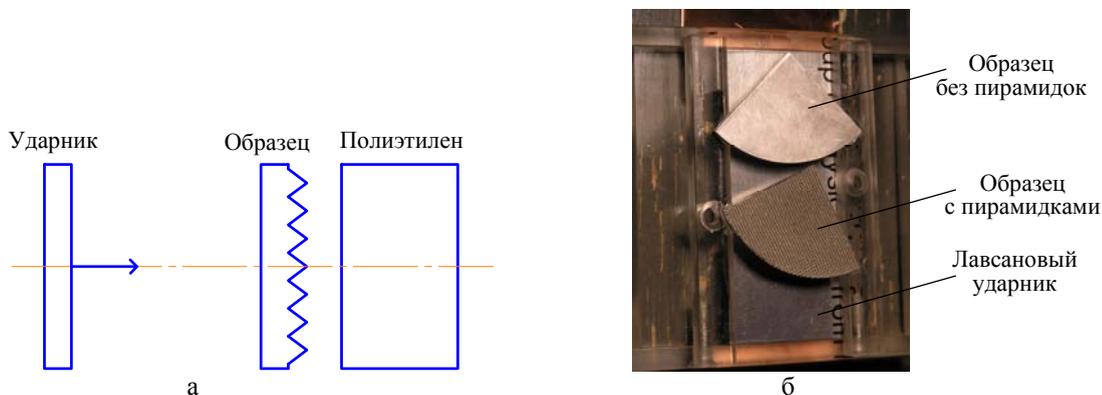


Рис. 4. Схема эксперимента (стрелкой указано направление полета ударника) (а) и фотография блока метания с алюминиевыми образцами без полиэтилена (б): вверху – образец без искусственной шероховатости, внизу – с гребнями, $\beta = 45^\circ$

При соударении ударников толщиной 0,11 и 1 мм с образцами длительность постоянного течения при подходе ударной волны к границе образца равнялась соответственно $\sim 0,02$ и $\sim 0,2$ мкс. Нагружение короткой длительности (0,02 мкс) реализовали при торможении ударника из лавсана толщиной $d_{уд} = 110$ мкм, разогнанного энергией электровзрыва алюминиевой фольги до $w_{уд} = 6,7$ км/с, на образце, на свободной поверхности которого нанесены искусственные углубления. Соответствующий импульс давления имел треугольную форму с убывающей по мере распространения волны амплитудой вследствие действия догоняющей волны разгрузки.

Нагружение образцов условно столообразным импульсом давления длительностью 0,2 мкс реализовали с помощью ударника из оргстекла толщиной $1 \pm 0,1$ мм, разогнанного до 2,5–2,75 км/с.

В некоторых опытах размеры образца превышали ширину ударника, а тем более ширину плоской части соударения ударника и образца (скорость периферии (краев) ударника ниже скорости его центральной плоской части [3]). Фотоснимки свободной поверхности образца, которая либо не подвергалась ударно-волновому воздействию, либо оказалась в зоне более низких давлений, позволили наблюдать развитие разрушения по мере увеличения давления.

Результаты и обсуждение

Разрушение поверхности образцов при нагружении треугольным импульсом давления длительностью 0,02 мкс. На рис. 5 показаны снимки свободной поверхности постопытных алюминиевых образцов с различными исходными углами у вершин гребней или пирамид после соударения с тонким лавсановым ударником толщиной 0,11 мм.

На рис. 5,а показана свободная поверхность постопытного образца из алюминия 04 с углом при вершине гребня $\beta \approx 45^\circ$ ($a = 0,97$ мм, $\lambda = 0,8$ мм, $H = 1,55$ мм). Видно, что разрушения свободной поверхности незначительны. Выталкивание металла начинается в углублениях (обнаружены тонкие трещины – следы кумулятивных струй) и сопровождается одновременным «распуханием» гребней за счет тонкого поперечного откола ($\sim 0,1$ мм) на гранях гребней; вершины гребней не разрушены.

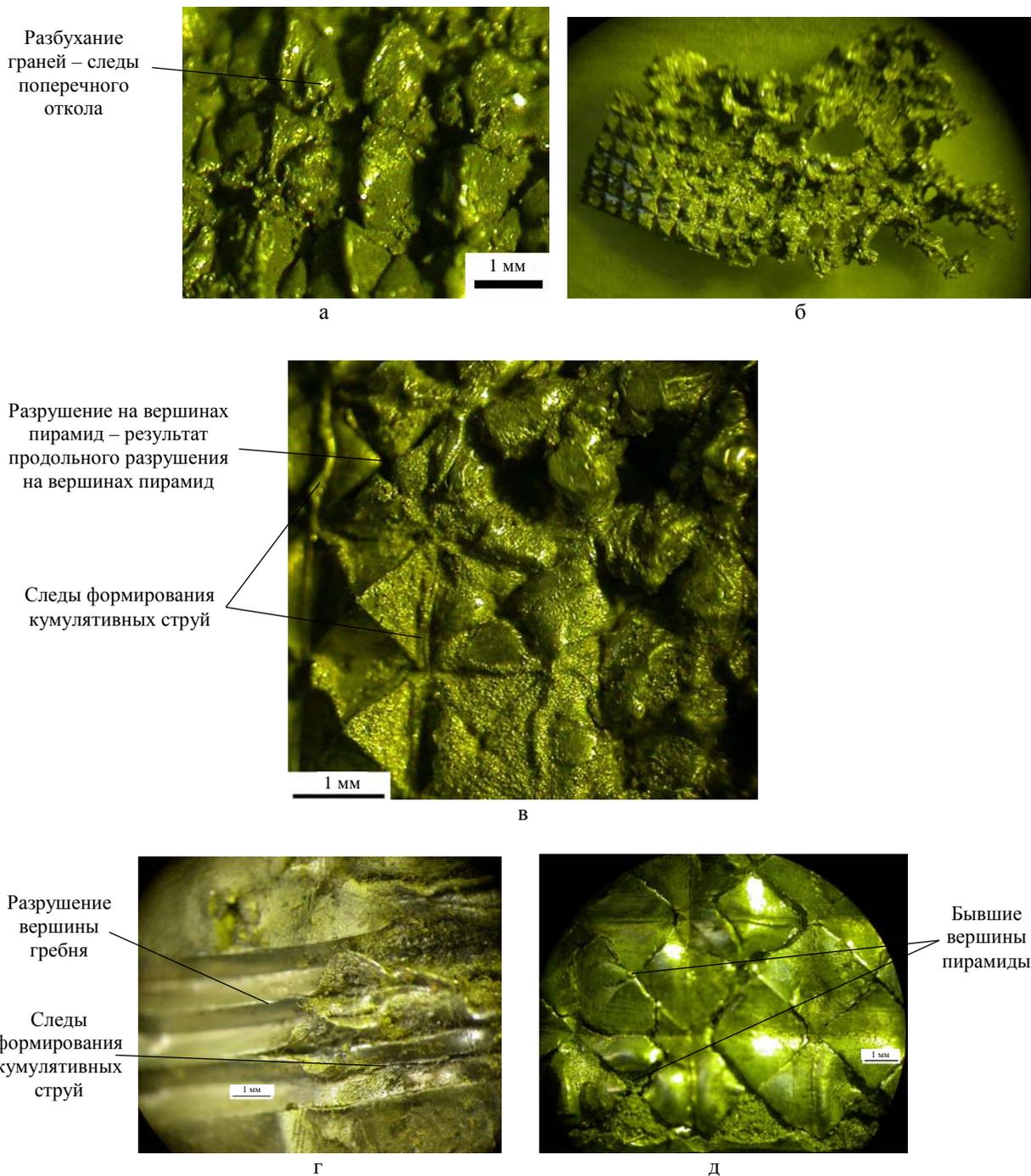


Рис. 5. Фотографии свободной поверхности постопытных образцов алюминия после соударения с ударником толщиной 0,11 мм ($w_{уд} = 6,7$ км/с). Исходные углы у вершин гребней: а – $\beta \approx 45^\circ$; б–г – $\beta \approx 90^\circ$; д – $\beta \approx 136^\circ$

При тех же условиях нагружения на свободной поверхности образцов с углом при вершине пирамиды $\beta \approx 90^\circ$ ($a = 0,71$ мм, $\lambda = 1,43$ мм, $H = 1,35$ мм) разрушения значительны, вплоть до сквозного разрушения образца толщиной 1,35 мм (см. рис. 5,б).

На периферии образца, которая либо не подвергалась ударно-волновому воздействию, либо оказалась в зоне более низких давлений, можно наблюдать развитие разрушения по мере увеличения давления (см. рис. 5,в). Здесь разрушение начинается на ребрах и вершинах пирамид и происходит «выпучивание» металла из углублений (образуется шип). В тех случаях, когда по тем или иным причинам откол не наблюдается, заметны следы формирования кумулятивных струй в углублениях [3].

На снимке периферии пестопытного образца с углом при вершине гребня $\beta \approx 90^\circ$ ($a = 0,7$ мм, $\lambda = 1,4$ мм, $H = 2$ мм) (рис. 5,з) видно, что разрушение начинается на вершинах гребней как результат продольной трещины.

На свободной поверхности образцов с углом при вершине пирамиды $\beta \approx 136^\circ$ ($a = 0,7$ мм, $\lambda = 3,5$ мм, $H = 2$ мм) (рис. 5,д) разрушение также начинается на ребрах и вершинах пирамид (продольное разрушение), но, видимо, происходит недостаточно глубоко. Поэтому решающим моментом оказывается поперечный откол, при котором отлетает верхний слой образца, почти как в случае с образцом без искусственных возмущений.

Разрушение поверхности образцов при нагружении столообразным импульсом давления длительностью 0,2 мкс. Определенный интерес представляет процесс взаимодействия волн разгрузки и разрушения поверхности при нагружении условно столообразным импульсом давления длительностью 0,2 мкс. Толщина ударника из оргстекла 1 мм, скорость полета ударника 2,57 км/с. Толщина откольного слоя в образце близка к глубине шероховатости на поверхности.

Анализ разрушений свободной поверхности пестопытных образцов после нагружения импульсом давления длительностью 0,2 мкс показал, что характер разрушений примерно такой же, как и при короткой длительности 0,02 мкс.

В образцах с углом у вершины гребня $\beta \approx 45^\circ$ ($a = 0,97$ мм, $\lambda = 0,8$ мм, $H = 1,55$ мм) выброс металла происходит из углублений как за счет поперечного откола, так и за счет кумулятивных струй (тонкие трещины в гребнях). На вершинах гребней сохраняются неотколовшиеся слои металла (рис. 6,а).

В образцах с углом у вершины пирамиды $\beta \approx 90^\circ$ ($a = 0,7$ мм, $\lambda = 1,4$ мм, $H = 1,35$ мм) (рис. 6,б) на месте вершин пирамид образуются воронки (пузыри), а из углублений поднимается металл (шипы); отрыв не происходит.

В образцах с углом у вершины пирамиды $\beta \approx 136^\circ$ ($a = 0,7$ мм, $\lambda = 3,5$ мм, $H = 2$ мм) также наблюдается поперечный откол и продольное разрушение по оси и по ребрам пирамиды (рис. 6,в), а также подъем металла (шипы) из углублений, на котором видны «зародыши» кумулятивных струй. На месте вершин пирамид появились отверстия, по форме напоминающие усеченную пирамиду. На рис. 6,в показана только отлетевшая часть свободной поверхности образца.

Сравнение форм разрушений пирамид и гребней, полученных при численном моделировании, с экспериментально регистрируемыми формами (см. например, рис. 6,в), позволит тестировать разрабатываемые модели разрушения.

Взаимодействие нескольких (более двух) волн разгрузки при различных гидродинамических и прочностных свойствах материалов приводит к различным результатам разрушений. Например, на рис. 7 показаны фотографии двух пестопытных образцов меди и алюминия с одинаковыми параметрами шероховатости ($a = 0,7$ мм, $\lambda = 1,4$ мм, $H = 2$ мм), деформированных в одном опыте после соударения с ударником из оргстекла толщиной 1 мм, разогнанным до скорости 2,5 км/с.

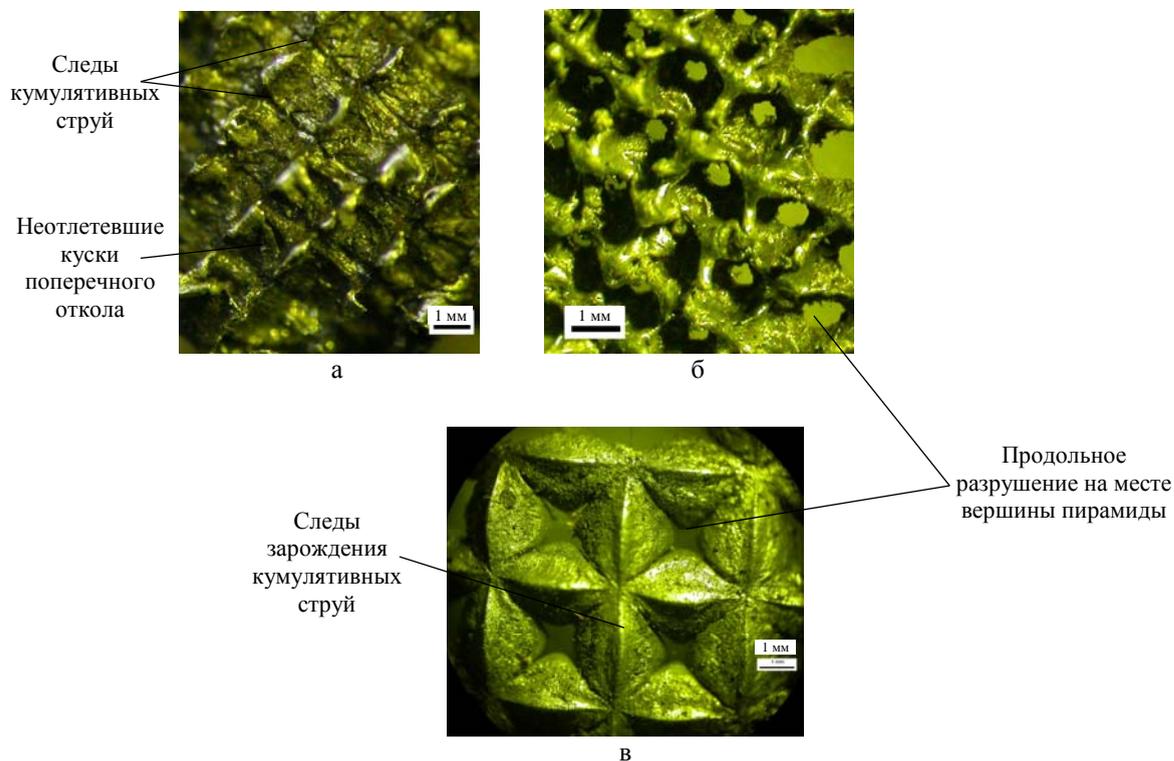


Рис. 6. Фотографии свободной поверхности постопытных образцов после нагружения ударником из оргстекла толщиной 1 мм: а – $\beta \approx 45^\circ$, б – $\beta \approx 90^\circ$, в – $\beta \approx 136^\circ$

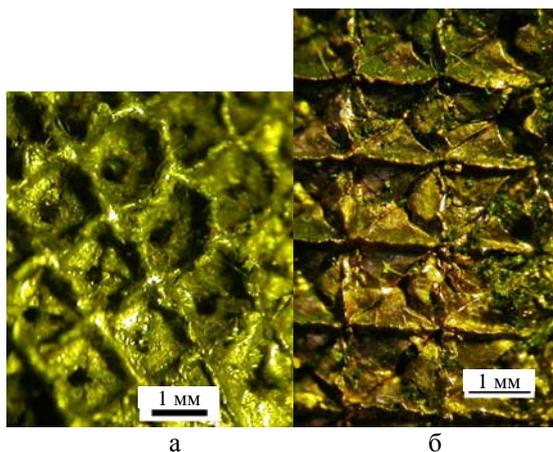


Рис. 7. Фотографии свободной поверхности образцов алюминия (а) и меди (б) с одинаковыми параметрами шероховатости после соударения с ударником из оргстекла толщиной 1 мм в одном опыте

В опытах с ударником толщиной 3–4 мм, заведомо большей толщины образца, разогнанным легкогазовой пушкой до скорости 0,7 км/с (длительность нагружения ~1 мкс), продольного разрушения не наблюдалось [4], видны только следы кумулятивных струй.

Следы кумулятивных струй. В тех случаях, когда продольный откол в клине затруднен, разрушение свободной поверхности происходит в основном в виде кумулятивных струй. Следы кумулятивных струй различны по форме, например в образцах меди после соударения с ударником из оргстекла толщиной 1 мм (рис. 8,а,б). В этих образцах глубина перпендикулярных полос углублений отличается ($a = 0,77$ и $0,72$ мм), но период $\lambda = 1,43$ мм между полосами и двугранный угол $\beta \approx 60^\circ$ углублений сохранены (искаженная форма пирамиды с вершиной в виде отрезка, одномерный гребень). На рис. 8,а скорость ударника не измерялась ($w < 1$ км/с), самопробой напряжения на электропушке. На рис. 8,б скорость ударника из оргстекла 2,5 км/с.

В более крупных углублениях при формировании кумулятивных струй сохраняется «материал выпучивания», в более мелких – только трещины от кумулятивных струй. Еще более выражены отличия следов на поверхности подобных образцов после нагружения толстым ударником (рис. 8,в).

Сравнение численных и экспериментальных форм разрушений в результате кумулятивных струй также может быть тестом для разрабатываемых численных моделей разрушения.

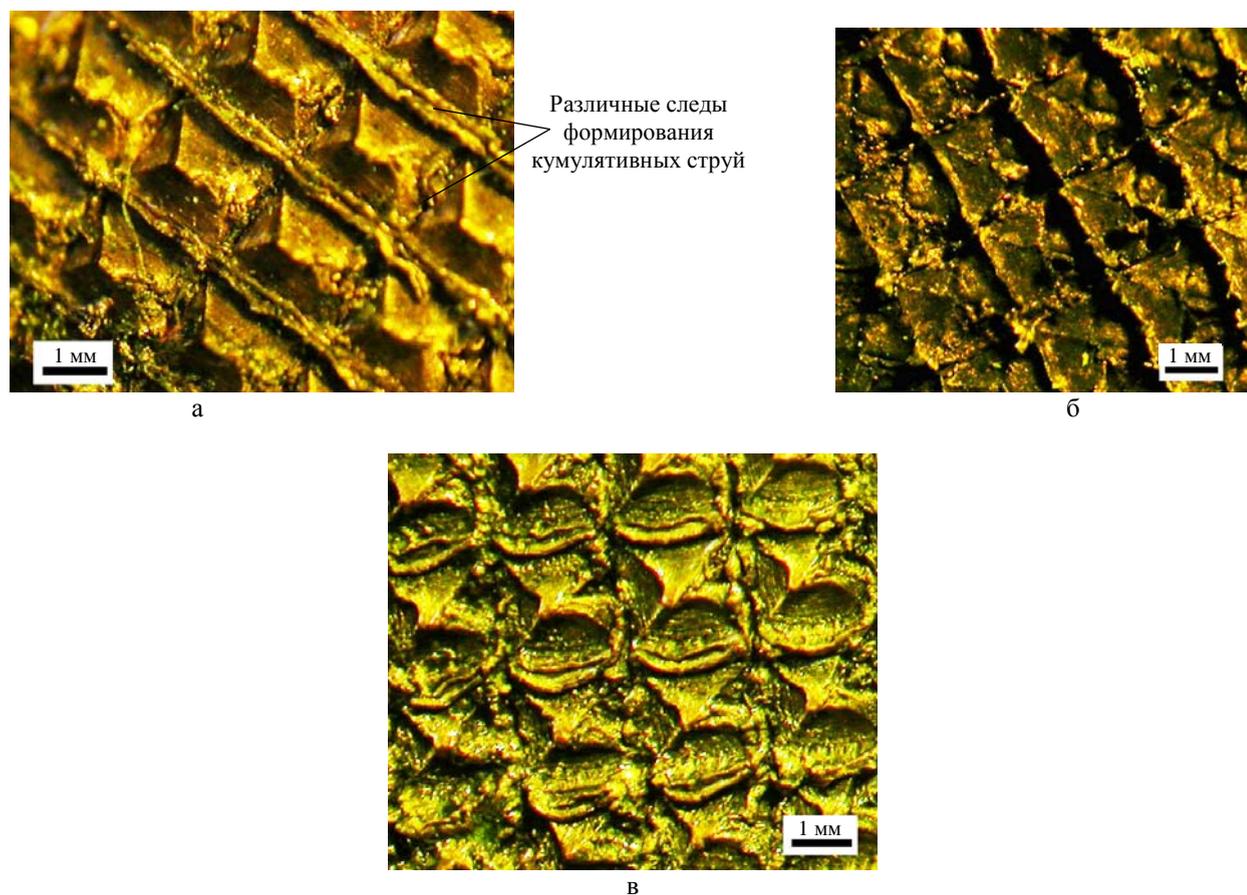
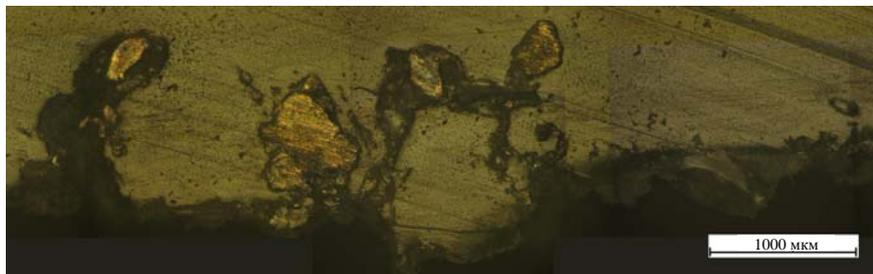


Рис. 8. Фотография поверхности постопытного медного образца после нагружения ударником из оргстекла толщиной 1 мм ($w_{уд} < 1$ км/с (а), $w_{уд} = 2,5$ км/с (б)) и медным ударником толщиной 3 мм ($w_{уд} = 0,54$ км/с (в))

Размеры выброшенных частиц. Для определения спектра размеров частиц материала, выброшенных из образца, использовался метод мягких мишеней. (Вопрос влияния плотности и прочности материала мишени на вторичное дробление улавливаемых частиц пока не изучался.)

На рис. 9 показаны фотографии срезов пластин полиэтилена с выброшенными частицами из образцов алюминия и меди после соударения с ударником из лавсана толщиной 0,11 мкм, разогнанным до $w_{уд} = 6,7$ км/с.



а



б

Рис. 9. Фотографии срезов пластин полиэтилена, улавливающих частицы из образцов: а – алюминиевого (гребни $H = 2$ мм, $a = 0,7$ мм, $\lambda = 1,4$ мм, $\beta \approx 90^\circ$); б – медного (пирамиды $H = 1,45$ мм, $a = 0,87$ мм, $\lambda = 1,00$ мм, $\beta \approx 60^\circ$)

В одном из опытов (медный образец, $H = 1,45$ мм, $a = 0,8$ мм, $\lambda = 1,00$ мм, $\beta \approx 60^\circ$, $d_{уд} = 0,11$ мм, $w_{уд} = 6,7$ км/с) на срезе полиэтилена с помощью оптического микроскопа удалось выделить 864 отдельные медные частицы. На рис. 10 приведена гистограмма распределения размеров медных частиц, определенных по среднему диаметру частицы. Характерный размер (средний диаметр) вылетевших частиц варьировался от 1 до 190 мкм. Максимальная глубина проникновения медных частиц в пластину полиэтилена 950 мкм. Плотность полиэтиленовой пластины $\rho_0 = 0,93 \cdot 10^3$ кг/м³. В подобных экспериментах с алюминием присутствуют частицы большего диаметра (от 130 до 400 мкм, см. рис. 9,а), чем в экспериментах с медными образцами. Причина увеличенных размеров выброшенных частиц алюминия выясняется.

Измерив глубину проникания и размер частиц в мягких мишенях различной плотности и используя расчеты проникания частицы в плотные среды, можно оценить скорости вылетевших частиц, воспользовавшись непосредственно дублирующей скоростной микрофотосъемкой вылета частиц [5]. Совмещение двух методов повысит достоверность результатов и позволит учесть дополнительное дробление частиц при их торможении на материале улавливателя (мягкой мишени).

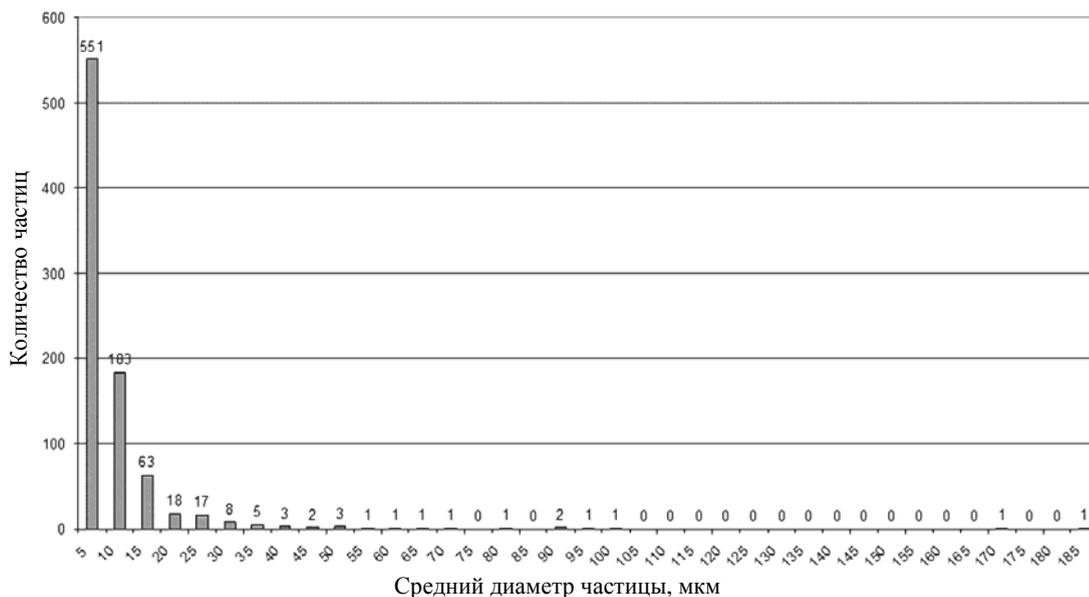


Рис. 10. Гистограмма распределения количества частиц по среднему диаметру частицы

Заключение

В области давлений $P = 10–53$ ГПа (ниже плавления металла) при длительности нагружающих импульсов 0,02 и 0,2 мкс, когда размеры искусственной шероховатости сравнимы с шириной откольного слоя, главный вклад в разрушение свободной поверхности вносят продольные разрушения и поперечные отколы (при $\beta \geq 90^\circ$). Характер и степень разрушения для одного и того же металла зависят от параметров шероховатости материала, динамической прочности и параметров нагружающего импульса.

Взаимодействие нескольких волн разгрузки при различных гидродинамических свойствах материалов приводит к различным результатам разрушений.

Количественное моделирование рассмотренных процессов разрушения приповерхностного шероховатого слоя металла при выходе на свободную поверхность ударной волны может быть проведено на основе современных компьютерных кодов при условии наличия в них базовых данных по реальным динамическим упругопластическим и прочностным свойствам материалов.

В случае реальных шероховатостей свободной поверхности ($a, \lambda = 10–50$ мкм), сравнимых обычно с характерным размером зерна поликристаллических материалов, необходимо учитывать и параметр гетерогенности. Однако этот параметр, пока недоступный распространенным компьютерным кодам численного моделирования на языке механики сплошных сред, не рассматривался в наших экспериментах. Как отмечено выше, необходимо учитывать и гетерогенный характер деформирования материалов на мезоуровне.

При повышении амплитуды давления ударной волны в образце и ее длительности, а тем более при приближении к давлениям ударно-волнового плавления вследствие теплового сдвигового разупрочнения металла большую роль в выбросе материала со свободной поверхности, по-видимому, будут играть гидродинамические неустойчивости Рихтмайера – Мешкова и Рэлея – Тейлора [6].

Благодарности

Авторы выражают благодарность А. Я. Учаеву за инициирование исследований процессов разрушения свободной поверхности при коротких временах нагружения и предоставленные образцы.

Список литературы

1. Козырев А. С. Газодинамический термоядерный синтез. – Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2005.
2. Забабахин Е. И. Некоторые вопросы газодинамики взрыва. – Снежинск: ВНИИТФ, 1997. С. 141.
3. Мохова В. В., Егоров Л. А., Говорунов И. Н. и др. Лабораторный рентгенодифракционный комплекс для исследования структурных изменений в материалах при ударном нагружении // ПТЭ. 2010. № 6. С. 94–99.
4. Мохова В. В., Михайлов А. Л., Тилькунов А. В. и др. Механизмы разрушения свободной поверхности ударно-сжатых металлов // ЖЭТФ. 2015. Т. 142. Вып. 6. С. 1146–1154.
5. Невмержицкий Н. В., Михайлов А. Л., Раевский В. А. и др. Микроскопическая электронно-оптическая регистрация процесса выброса частиц со свободной поверхности ударно-нагруженного свинца // Сб. докл. XIII Международ. конф. «Харитоновские тематические научные чтения». – Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2011. С. 604.
6. Ольхов О. В., Игонин В. В., Красовский Г. Б. и др. Особенности развития неустойчивости Рихтмайера – Мешкова в двух- и трехмерной геометрии начальных возмущений // Сб. докл. XI Международ. конф. «Харитоновские тематические научные чтения». – Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2009. С. 605.

Fracture of Shock Loaded Metal Samples with Artificial Protrusions on Free Surface

V. V. Mokhova, A. L. Mikhailov, A. V. Til'kunov, N. I. Orlov, L. I. Kanunova,
V. A. Bragunets, M. I. Tkachenko, V. G. Simakov, S. S. Sokolov

The free surface fracture of aluminum and copper have been studied under conditions of the escape of a moderate-intensity shockwave from a sample, the variable duration of pressure pulses was 0.02, 0.2 and 1 μ s. The free surface of samples contained 0.7–0.9 mm deep artificial wells and protrusions simulating (on a greater scale of M 10:1) the natural surface roughness retained upon mechanical processing. The pressure in a shockwave pulse at the base of a protrusion was controlled within $P = 10\text{--}53$ GPa (i.e., below the melting region). Analysis of the free surface of post-loaded samples showed that, for certain loading degree of fracture of a free surface and metal ejection differs depending on parameters of a roughness of a surface. The amount of ejected metal and the size distribution of metal microparticles were quantitatively characterized using soft collecting targets.

Результаты экспериментально- расчетных исследований ударно-волнового «пыления» и фрагментации свинца, нагруженного нестационарными ударными волнами амплитудой $P \sim 32 - 40$ ГПа

К. Н. Панов¹, А. Б. Георгиевская^{1,2},
М. В. Антипов¹, В. А. Аринин¹,
И. С. Гнутов¹, Д. Н. Замыслов^{1,2},
Д. А. Калашников¹, А. И. Лебедев¹,
М. О. Лебедева¹, А. Л. Михайлов^{1,2},
В. А. Огородников^{1,2}, А. С. Пупков¹,
В. А. Раевский¹, А. С. Соколова¹,
М. А. Сырунин^{1,2}, Б. И. Ткаченко¹,
А. А. Утенков¹, А. В. Федоров¹,
С. А. Финюшин¹, Е. А. Чудаков¹,
И. В. Юртов¹

Представлены результаты эксперимента со свинцовым образцом, нагруженным нестационарными ударными волнами (волнами Тейлора) амплитудой $P_{УВ} \approx 32$ и 43 ГПа. При такой интенсивности ударной волны свинцовый образец при изоэнтропической разгрузке находился либо в жидкой фазе, либо в смешанной твердожидкой фазе. С помощью протонографической методики получены количественные данные о динамике разрушения образца. Показано, что разрушенный образец состоит из трех различных по плотности частей. Первая область – облако частиц, выброшенных со свободной поверхности образца под действием ударной волны (ударно-волновое «пыление»). При этом масса выброшенных частиц свинца не зависит от амплитуды давления. Вторая область – результат откольного разрушения и кавитации после воздействия волны Тейлора – обладает значительно пониженной плотностью по сравнению с исходной. Третья область – неразрушенная часть образца, имеющая нормальную плотность. Сравнение экспериментальных данных с результатами расчетов, выполненных с учетом моделей разрушения и пыления, показало удовлетворительное согласие.

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 Рихтмайера – Мешкова [1, 2], когда ударная волна проходит через возмущенную границу из тяжелого вещества с плотностью ρ_t в легкое с плотностью ρ_l . При этом $\rho_t \gg \rho_l$, т. е. число Атвуда равно либо близко к -1 . Наличие начальных возмущений на границе может быть связано с механической обработкой поверхности (шероховатость вследствие обработки на токарном станке, царапины). Также в качестве начальных возмущений границы могут выступать любые неоднородности, сконцентрированные вблизи самой границы тяжелого вещества (поры, включения, границы зерен).

Во многих работах [3–20] исследовалось поведение мелкодисперсной фракции, образующейся вследствие наличия на поверхности шероховатости, оставленной после токарной обработки, или ее имитации при использовании специальных технологий. Эти возмущения имеют периодическую структуру и зачастую близки к синусоидальной форме с амплитудой a_0 (a_0 – половина глубины канавок A_0) и длиной волны λ (расстояние от пика до пика между канавками). В ряде работ [10–18] исследовалось влияние амплитуды ударной волны на такие характеристики, как выброшенная масса и скорость частиц. В работах [13, 14] авторы изучали влияние формы ударно-волнового импульса на эти характеристики. После выхода ударной волны из тяжелого вещества на границу с легким веществом или вакуумом возмущения переворачиваются в противофазе, и в дальнейшем из впадин начальных возмущений развиваются струи, распадающиеся затем на множество частиц, а вглубь вещества из вершин распространяются «пузыри» [21–25].

Большой практический интерес представляет получение информации о поведении облака частиц при их движении в газовой среде. Однако задача является достаточно сложной, так как в облаке присутствуют частицы с различными исходными размерами и скоростями, подверженные торможению в газовом потоке. Поэтому многие исследователи эту задачу разделяют на две. Первая – так называемая задача об источнике пыления – посвящена определению связи массы, скорости и размеров частиц между собой и с параметрами шероховатости, характеристиками материала (плотность, реологические характеристики, поверхностное натяжение) и условиями нагружения (амплитуда, профиль ударной волны (УВ)). Задача об источнике пыления решается при числе Атвуда $A = -1$, т. е. при выходе УВ на границу *вещество/вакуум*. Вторая задача – о взаимодействии источника пыления с низкоплотными средами (газами). Ее решение заключается в определении того, как характеристики источника (распределение плотности частиц в пространстве, спектр размеров частиц) трансформируются во времени из-за наличия газовой среды. В частности, Соренсоном [26, 27] экспериментально показано, что при попадании частиц расплавленного металла в газ спектр их размеров трансформируется из-за дополнительного дробления частиц. Очевидно, решение второй задачи невозможно без решения задачи об источнике пыления.

Для решения задачи об источнике пыления привлекаются такие экспериментальные методы, как метод импульсной рентгенографии [10, 11, 17, 19], метод пьезоэлектрического датчика [10–14, 16–20], PDV (или LDV) [28–32] для измерения скоростей нескольких одновременно движущихся объектов [21, 33–35], оптические методики с короткой импульсной лазерной подсветкой, применяемые для получения изображения частиц (голография [36], фотография [15, 17, 37]), метод измерения интенсивности проходящего светового потока через облако частиц с привлечением теории Ми, используемый для оценки размеров частиц [38, 39].

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. Авторы расчетно-

теоретических работ в качестве общей массы выброшенных частиц принимают все объекты, скорость которых больше скорости невозмущенной границы (т. е. границы, делящей изначально глубину канавки пополам и служащей разделом между струей и пузырем). Однако при анализе экспериментальных данных зачастую встает вопрос об определении границы, до которой следует интегрировать распределение плотности частиц, чтобы получить общую массу выброшенных частиц. Одновременное применение рентгенографического и пьезоэлектрического методов, а также методики PDV в экспериментах позволяет получать более полную и достоверную информацию о процессе пыления и точнее трактовать полученные результаты. Однако задача осложняется тем, что методы импульсной рентгенографии, пьезоэлектрического датчика и PDV имеют свои пределы по регистрации. Как правило, эта величина по плотности составляет не более $0,1-0,2 \text{ г/см}^3$ [20, 39]. При этом плотность в облаке может меняться на несколько порядков – от $0,001 \text{ г/см}^3$ на фронте потока до плотности самого образца (олово – $7,28 \text{ г/см}^3$, свинец – $11,34 \text{ г/см}^3$). Этот вопрос особенно актуален для случая, когда после ударно-волнового воздействия металл переходит в жидкое состояние. Информацию о нарастании плотности частиц от фронта облака до плотности образца можно получить методом протонной радиографии. Результатам и анализу протонографического эксперимента со свинцом посвящена данная статья.

1. Постановка эксперимента

1.1. Экспериментальная схема

Исследование процессов пыления проводилось в геометрии, называемой в РФЯЦ-ВНИИЭФ протяженной. Впервые такая постановка опыта для исследования пыления применялась в работе [19]. Особенность постановки эксперимента состояла в том, что нагружение плоского свинцового образца осуществлялось с помощью заряда ВВ протяженной формы – в виде параллелепипеда. Инициирование заряда проводилось по центральной линии вдоль протяженного направления. Протяженная геометрия позволила добиться нужного качества сигнала для рентгенографической методики за счет варьирования длины заряда и получить распределение плотности исследуемого объекта $\rho(x, y)$ непосредственно из опыта. Распределение плотности $\rho(x, y)$ в данной постановке находится простым делением оптической толщины $Z(x, y) = \rho L$ (ρ – плотность, L – протяженность образца в направлении рентгенографирования) на протяженность пылящего участка L . При этом не используется более сложное обратное преобразование Абеля, как в случае осесимметричной геометрии [17, 40]. Подобный способ получения информации о распределении плотности пыли применялся и в работе [18].

Отличие постановки эксперимента, описанного в данной статье, от проведенного ранее [19] состоит в использовании двух инициаторов. Схема сборки показана на рис. 1.

Протяженные в направлении радиографирования инициаторы из пластического ВВ, расположенные на расстоянии 7 мм друг от друга, иницируют заряд из ВВ на основе октогена размером $D \times Ш \times В = 100 \times 40 \times 25$ мм. Образцом служила свинцовая пластина размером $110 \times 60 \times 3$ мм. В такой сборке создаются две зоны нагружения свободной поверхности образца: первая формируется в результате столкновения детонационных волн в ВВ (зона столкновения), вторая – в результате падения нормальной УВ на периферию образца (зона периферии). В образце из свинца формируется УВ амплитудой $P \sim 32-43$ ГПа при спаде давления за фронтом ударной волны $dP/dx \approx 70-100$ ГПа/см в зависимости от координаты, на которую она выходит. В такой сборке имеется возможность в одном эксперименте сравнить характеристики потока частиц, сформированных в результате разной интенсивности ударной волны.

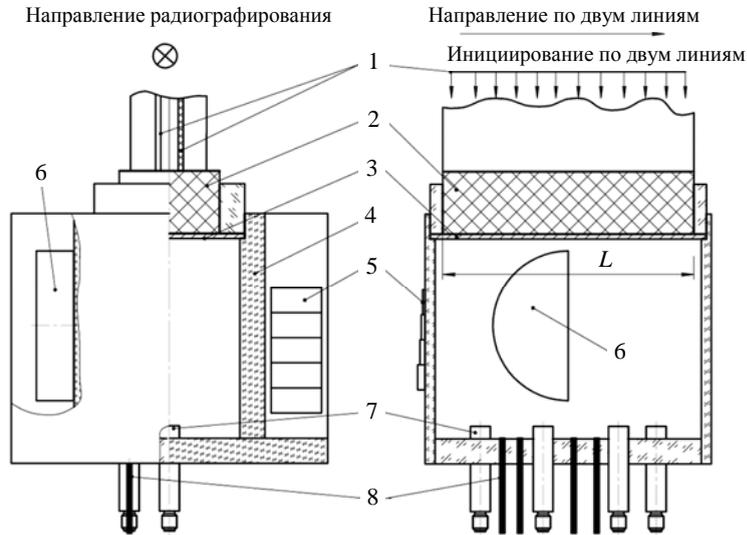


Рис. 1. Схема экспериментальной сборки: 1 – линии иницирования, 2 – заряд ВВ, 3 – образец, 4 – корпус, 5 – клин для тонких оптических толщин, 6 – клин для толстых оптических толщин, 7 – пьезодатчик, 8 – датчик PDV

1.2. Расположение датчиков

Пьезоэлектрические датчики устанавливали вдоль направления радиографирования (вдоль длины ВВ) на оси симметрии (2 шт.) и на расстоянии 16 мм от оси симметрии (2 шт.). В опыте датчики PDV были установлены на расстоянии 16 мм от оси симметрии – в зоне периферии. Пьезоэлектрические датчики располагались на расстоянии 75 мм от начального положения свободной поверхности образца, датчики PDV – на расстоянии 80 мм. Схема расположения датчиков показана на рис. 2.

В камере было создано разрежение с остаточным давлением 0,15 атм (воздух).

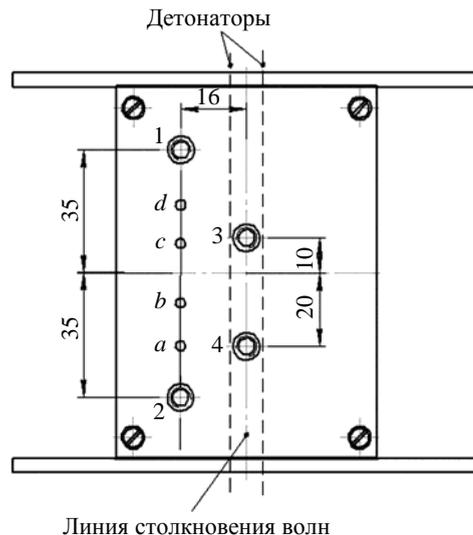


Рис. 2. Схема расположения датчиков в опыте: 1–4 – пьезоэлектрические датчики; *a–d* – PDV-датчики с фольгой Эсэя: *a, b* – из оргстекла толщиной 330 мкм, *c* – из алюминия толщиной 190 мкм, *d* – из тантала толщиной 200 мкм

1.3. Образцы

Ранее в опытах [19, 20] использовались свинцовые образцы, шероховатость которых получена токарным способом. Нанесение возмущений с нужными параметрами шероховатости (амплитуда и длина волны) проблематично. Повторяемости при изготовлении добиться сложно, приходится отбраковывать много образцов. Кроме того, данный способ не позволяет изготовить полированный свинцовый образец.

В работе [41] подробно исследовался данный вопрос на образцах из олова. Для его решения была разработана технология нанесения возмущений прессованием с помощью специальной матрицы. Были изготовлены специальные стальные матрицы (рис. 3, см. также цв. вкл.) и отработана технология передачи профиля возмущений стальной пластины на свинцовые образцы толщиной 3 мм.

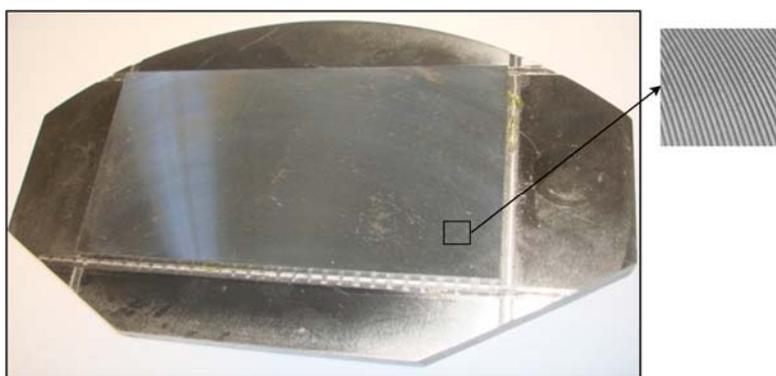


Рис. 3. Стальная матрица с возмущениями

Протонографический опыт проводился на образце, изготовленном прессованием с параметрами возмущений $A_0 \approx 46$ мкм ($a_0 \approx 23$ мкм), $\lambda \approx 300$ мкм. Подобные опыты проведены также с применением рентгенографического метода.

На рис. 4 приведены профилограммы поверхности стальной матрицы и поверхности свинцовых образцов, изготовленных с помощью этой матрицы. Измерения шероховатости проводились на оптическом профилометре с погрешностью ± 1 нм. Видно, что профили хорошо согласуются между собой. Однако образцы имели двумодовые периодические возмущения: $A_0, \lambda, \alpha = 46$ мкм, 300 мкм, 146° и $A_0, \lambda, \alpha = 16$ мкм, 50 мкм, 115° .

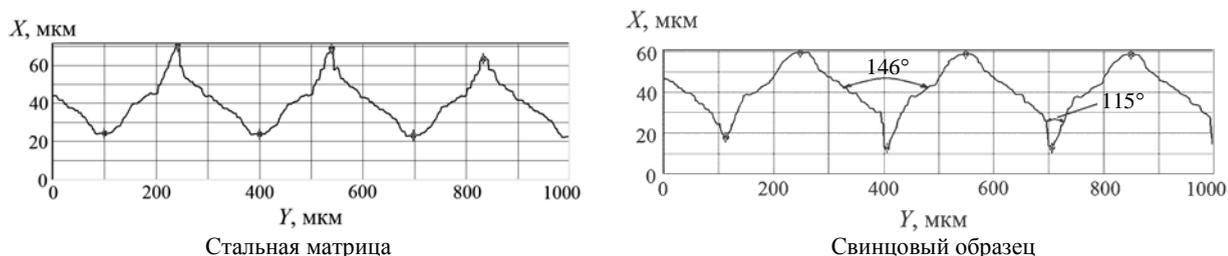


Рис. 4. Параметры возмущений

2. Методы регистрации

2.1. Метод протонной радиографии

Протонная радиография имеет ряд преимуществ перед традиционной. Протоны – заряженные частицы, следовательно, ими можно управлять с помощью магнитного поля (магнитной оптики) для получения многокадровой и многолучевой съемки на базе единственного источника протонов [42]. В источниках протонов отсутствует мишень, что исключает размытие на изображении из-за геометрической нерезкости.

Протонная радиография предполагает наличие мощного источника высокоэнергетических протонов. Высокие энергии требуются для получения высокой четкости изображения. Ускоритель протонов У-70 с энергией 70 ГэВ в ГНЦ ИФВЭ (г. Протвино) позволяет проводить исследования быстропротекающих процессов методом протонной радиографии [43].

Регистрация протонографических изображений проводится с помощью модульной многокадровой электронно-оптической системы регистрации на основе ПЗС-матриц, которая позволяет в настоящее время получать до 29 независимых кадров с размером поля изображения диаметром до ~200 мм, временным интервалом радиографирования до ~5 мкс (с минимальным временем между кадрами 165 нс и временем экспозиции 10–30 нс).

Для устранения неоднородности, обусловленной неравномерным распределением протонов по площади регистрации, использовалось изображение поля излучения того же пучка протонов (банча), полученное на системе регистрации до взаимодействия с объектом исследования.

Метод получения распределения плотности потока частиц, выбрасываемых со свободной поверхности металла, основан на фотометрическом способе определения «оптической» толщины $Z = \rho L$ просвечиваемого объекта [44]. Для этого матрица изображения из отсчетов АЦП $D(x, y)$ с помощью эталонной зависимости $D(z)$, полученной по изображению свинцового клина, пересчитывается в матрицу «оптических» толщин $Z(x, y)$. В опыте использовались два свинцовых клина: ступенчатый из фольги толщиной от 0,05 до 1,5 мм – для пыли, непрерывный (в виде половины диска) – для диспергированной части. По двум клиньям строилась единая эталонная зависимость $D(z)$.

Распределение плотности пыли $\rho(x, y)$ находим из соотношения $\rho(x, y) = Z(x, y)/L$, где L – длина пылящего участка в направлении радиографирования. Протяженность пылящего участка $L \sim 96$ мм определена по результатам экспериментов, проведенных при рентгенографировании [19]. Погрешность распределения плотности пыли при таком подходе составляет ~10 %.

2.2. Пьезоэлектрический метод

Пьезоэлектрический метод основан на возможности измерения давления, оказываемого пылевым потоком, налетающим на пьезодатчик. При этом делаются следующие допущения: 1) поток пыли беспредельно сжимаем; 2) частицы пылевого потока выбрасываются со свободной поверхности образца одновременно; 3) скорость частиц не изменяется в процессе движения; 4) движение частиц в потоке одномерно; 5) частицы взаимодействуют с экраном датчика неупруго. Из этих допущений следует, что давление связано с плотностью пылевого потока $\rho(t)$ соотношением [12]

$$P(t) = \rho(t)U^2(t). \quad (1)$$

Из допущений 2 и 3 следует, что скорость ударяющихся о торец датчика фрагментов пылевого потока может быть определена по времени их соударения:

$$U(t) = \frac{h}{t}, \quad (2)$$

где h – расстояние между свободной поверхностью и торцом датчика (время отсчитывается от момента выхода ударной волны на свободную поверхность образца).

Таким образом, по измеренной в опыте зависимости генерируемого датчиком тока от времени $I(t)$ можно вычислить зависимость плотности пылевого потока от времени в месте расположения датчика:

$$\rho(t) = \frac{P(t)}{U^2(t)} = \frac{t^2}{d_{ij} S h^2} \int_0^t I(t) dt, \quad (3)$$

где S – активная поверхность пьезоэлемента, d_{ij} – пьезомодуль.

Зная $\rho(t)$ и $U(t) = h/t$, можно рассчитать удельную массу (масса, налетевшая на единицу площади) пыли $m_s(t)$, захваченную торцом датчика к моменту времени t :

$$m_s(t) = h \int_0^t \rho(t)^{-1} dt. \quad (4)$$

Для измерения параметров пылевого потока использовались датчики, разработанные в Институте физики взрыва РФЯЦ-ВНИИЭФ [17] (рис. 5).

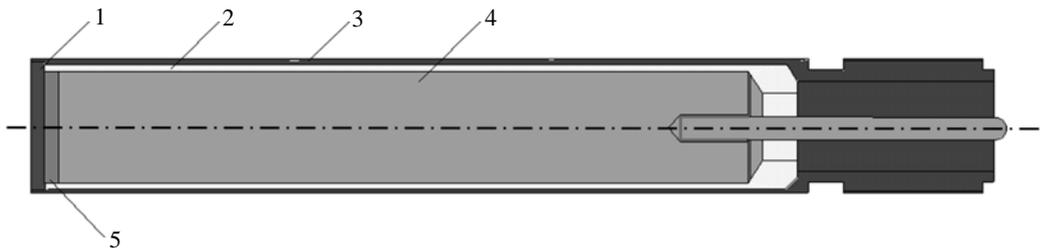


Рис. 5. Конструкция пьезоэлектрического датчика: 1 – экран, 2 – изолятор, 3 – корпус, 4 – опорное тело, 5 – пьезоэлемент

Экран пьезодатчика обеспечивает неупругий захват частиц, тормозящихся на его поверхности, и защиту пьезоэлемента от разрушения. Пьезоэлемент преобразует давление, действующее на датчик, в электрический сигнал. Опорное тело датчика поддерживает пьезоэлемент в сжатом состоянии. Основой данного датчика является поляризованный пьезокерамический элемент с размерами $\varnothing 5 \times 1$ мм либо $\varnothing 4 \times 1$ мм. В качестве материалов для пьезокерамического элемента используются пьезокерамика и кварц. Опорное тело из стали 3 имеет форму цилиндра диаметром 5×30 мм либо 4×30 мм в зависимости от размера пьезокерамического элемента. Перед пьезокерамическим элементом расположен латунный экран толщиной 1 мм, электрически связанный с наружным электродом, пьезокерамическим элементом и корпусом. Опорное тело и пьезокерамический элемент изолированы от корпуса датчика капролоновой трубкой. Все внутренние элементы датчика склеены эпоксидным клеем.

Для проверки качества изготовления и определения фактической чувствительности датчики калибровали при помощи копра.

2.3. Метод PDV и фольга Эсея (индикаторная фольга)

Для зондирования исследуемой поверхности использовали лазер постоянного излучения на эрбиевом стекле с длиной волны 1550 нм и мощностью излучения 2 Вт. Изменения длины волны отраженного излучения регистрировали с помощью оптоволоконного гетеродин-интерферометра (PDV-метод) на высокочувствительных широкополосных фотодетекторах и широкополосном осциллографе. Ширина полосы пропускания каналов – не менее 20 ГГц. Регистрацию скорости объектов вели с использованием оптических коллиматоров. В опыте устанавливали четыре коллиматора на расстоянии 80 мм от свободной поверхности образца. Коллиматоры закрывали фольгой из алюминия толщиной 190 мкм и тантала толщиной 200 мкм, остальные были закрыты фотостеклом толщиной 220 мкм и 330 мкм. Фольга служила дополнительным индикатором для оценки количества выброшенного вещества со свободной поверхности образца (фольга Эсея [45]). Посредством каналов со стеклом измеряли время выхода ударной волны на исследуемую поверхность, скорость свободной поверхности образца и спектр скоростей выбрасываемых частиц.

Расчет массы выброшенного вещества производили в предположении, что выброс частиц происходит мгновенно и частицы неупруго тормозятся на фольге-индикаторе, скорость прироста массы на фольге составляет

$$\frac{dm_s}{dt} = \frac{m_{\text{foil}}}{U - W_{\text{foil}}} \frac{dW_{\text{foil}}}{dt}, \quad (5)$$

где m_s [мг/см²] – удельная масса выброшенных частиц образца на фольге; m_{foil} [мг/см²] – удельная масса фольги вместе с пылью, накопленной к моменту времени t ; W [м/с] – скорость подлетающих частиц в данный момент времени t ; W_{foil} [м/с] – скорость фольги в момент времени t .

3. Расчеты

Схему эксперимента рассчитывали по двумерной эйлеровой программе [46]. Начальная геометрия задачи приведена на рис. 6. Расчетная область имела плоскую симметрию. При численном моделировании схемы для ВВ на основе октогена использовали уравнение состояния (УРС) в форме Зубарева [47]. Инициирование ВВ задавали по двум линиям. Для оргстекла и свинца использовали УРС Ми – Грюнайзена [48, 49].

На рис. 7 приведен расчетный профиль ударной волны, выходящей на свободную поверхность свинцового образца. Профили ударных волн приведены вдоль оси симметрии (зона столкновения) и вдоль линии, расположенной на расстоянии 13–16 мм от оси симметрии (зона периферии).

Фазовое состояние свинца было проанализировано по многофазному УРС Медведева – Копышева [50], согласно которому свинец при нагружении ударной волной амплитудой $P_{\text{УВ}} < 26$ ГПа разгружается в твердую фазу, при $26 \text{ ГПа} < P_{\text{УВ}} < 36$ ГПа – в смешанное твердожидкое состояние, при $P_{\text{УВ}} > 36$ ГПа – в жидкую фазу. При нагружении ударной волной амплитудой $39 \text{ ГПа} < P_{\text{УВ}} < 57$ ГПа металл попадает в смешанное твердожидкое состояние на фронте ударной волны и при разгрузке плавится. В соответствии с этим УРС Копышева – Медведева в опыте в зоне столкновения $P_{\text{УВ}} = 42,5$ ГПа свинец на фронте ударной волны находится в смешанном твердожидком состоянии, но разгружается в жидкую фазу. В зоне периферии $P_{\text{УВ}} = 34$ ГПа свинец разгружается в смешанную твердожидкую фазу и не имеет прочности.

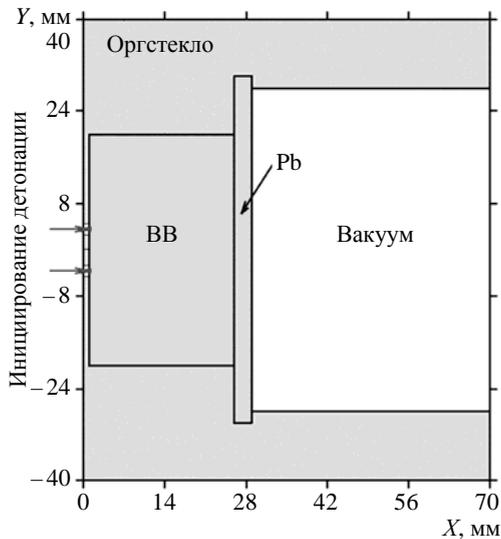


Рис. 6. Начальная геометрия задачи

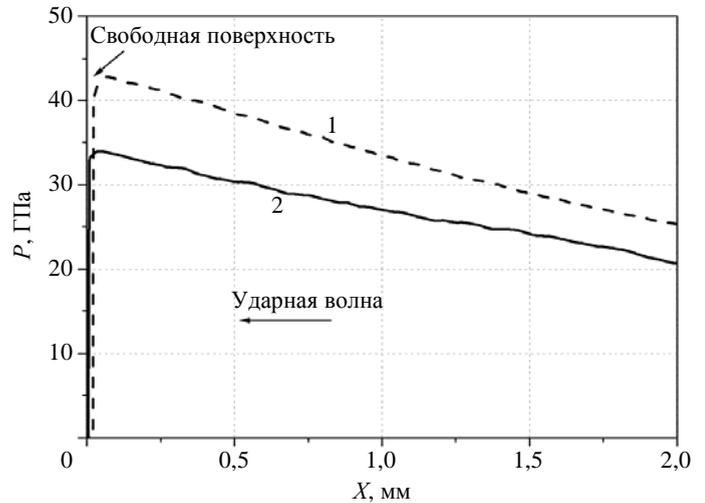


Рис. 7. Профиль ударных волн, выходящих на свободную поверхность образца: 1 – зона столкновения, 2 – зона периферии

Для свинца использовали критерий откольного разрушения по достижению минимального отрицательного давления $P_{\min} = -0,01$ ГПа. Это значение было выбрано потому, что, по данным Разоренова и др. [51], после плавления свинца его откольная прочность становится близкой к нулю (или не превышает 0,03 ГПа).

Расчет характеристик пыления проводили отдельно по аналитической модели А. Б. Георгиевской и В. А. Раевского [52]. Модель разработана для металлов, переходящих в жидкое состояние, а также для случая, когда прочность оказывает слабое влияние на механизм развития неустойчивости Рихтмайера – Мешкова. Модель позволяет рассчитать распределение плотности выброшенных частиц вдоль координаты, массу частиц, пересекающих координату X , на любой момент времени в вакууме. Для этого необходимо знать начальные параметры возмущений (амплитуду и длину волны возмущений), скорость свободной поверхности образца и градиент скорости за фронтом УВ. Последние два параметра можно определить по результатам численных расчетов. В табл. 1 приведены характеристики, определенные по результатам численного моделирования экспериментальной схемы.

Таблица 1

Характеристики, полученные в предварительных двумерных численных расчетах

Характеристика	P , ГПа	dP/dx , ГПа/см	$U_{СП}$, км/с	$\dot{\epsilon} \cdot 10^5$, 1/с
Зона периферии	34,0	70,9	1,82	3,05
Зона столкновения	42,5	97,8	2,15	3,81

Примечание: $P_{УВ}$ – давление на фронте УВ, выходящей на свободную поверхность образца; dP/dx – градиент давления за фронтом ударной волны, $U_{СП}$ – скорость свободной поверхности образца, $\dot{\epsilon} \approx 2du/dx$ – градиент скорости за фронтом УВ, умноженный на 2.

Расчеты по модели предполагают, что на свободной поверхности образца заданы либо периодические синусоидальные возмущения, либо треугольные возмущения. По данным профило-

метрии (см. рис. 4) видно, что форма возмущений, нанесенных на образец, несколько отклоняется от принятой для расчетов синусоидальной. В области углублений канавки имеют меньший угол раствора ($\alpha \approx 115^\circ$) по сравнению с синусоидальной формой возмущений с углом раствора канавки $\alpha \approx 146^\circ$. Это должно приводить к большей скорости фронта частиц. Для более корректного расчета скорости фронта частиц следует принять параметры возмущений в области углублений равными $a_0 = 8$ мкм ($A_0 = 16$ мкм) и $\lambda = 50$ мкм. Для проверки обоснованности этого предположения проведено двумерное численное моделирование в постановке, представленной на рис. 8.

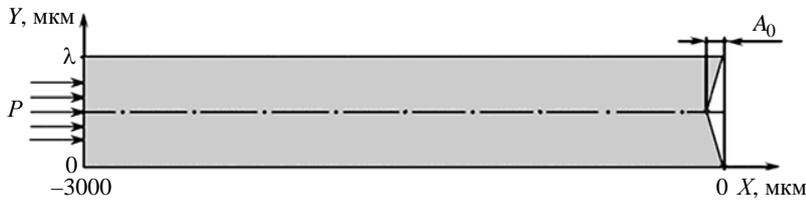


Рис. 8. Начальная геометрия задачи

На левой границе области задавалось постоянно действующее давление амплитудой 34 ГПа, соответствующее нагружению поверхности в области периферии. На верхней и нижней границах задавали условие «жесткая стенка». На правой границе задавали свободную поверхность:

- 1) с треугольным возмущением с $a_0 = 23$ мкм ($A_0 = 46$ мкм) и длиной волны $\lambda = 305$ мкм;
- 2) с треугольным возмущением с $a_0 = 8$ мкм ($A_0 = 16$ мкм) и длиной волны $\lambda = 50$ мкм;
- 3) с измеренной формой возмущений (см. рис. 4).

По результатам численных расчетов определяли скорость вещества в области первоначальных углублений и выступов через 0,3 мкс после начала движения точки *C*. На рис. 8 эти области обозначены буквами *B* и *C* соответственно. В табл. 2 приведены результаты численных расчетов.

Таблица 2

Результаты численного моделирования развития неустойчивости Рихтмайера – Мешкова на свободной поверхности свинцового образца

Область	Скорость U , км/с		
	Треугольное возмущение $a_0 = 23$ мкм ($A_0 = 46$ мкм), $\lambda = 305$ мкм ($a_0 k = 0,47$)	Треугольное возмущение $a_0 = 8$ мкм ($A_0 = 16$ мкм), $\lambda = 50$ мкм ($a_0 k = 1,0$)	Измеренная форма возмущений (см. рис. 4)
Зона <i>B</i> (первоначальная впадина)	2,65	3,3	3,3
Зона <i>C</i> (первоначальный выступ)	1,60	1,9	1,6

Из табл. 2 видно, что при задании в расчетах измеренной формы возмущений скорость в зоне *B* составляет 3,3 км/с. Такую же скорость получим, если задать треугольные возмущения с $a_0 = 8$ мкм ($A_0 = 16$ мкм) и $\lambda = 50$ мкм (угол раствора канавки $\alpha \approx 115^\circ$), но при этом отличается скорость в зоне первоначального выступа. Как и предполагалось, в расчетах с треугольными возмущениями с $a_0 = 23$ мкм ($A_0 = 46$ мкм) и $\lambda = 305$ мкм (угол раствора канавки $\alpha \approx 146^\circ$) скорость в зоне *B* меньше и составляет 2,6 км/с. Однако скорость в зоне *C* совпадает со скоростью, полученной в расчетах с заданием измеренной формы возмущений. В соответствии с моделями [25, 52]

скорость в данной области вещества (зона С) определяет количество вещества, вовлекаемого в развитие струи на поверхности, и, соответственно, количества вещества, выброшенного со свободной поверхности образца. Таким образом, при расчете по модели [52] количества выброшенных с поверхности образца частиц и пространственного распределения их плотности используются параметры начальных возмущений $a_0 = 23$ мкм ($A_0 = 46$ мкм) и $\lambda = 305$ мкм. Однако понятно, что скорость движения фронта частиц будет выше, чем показывает модель.

4. Результаты и обсуждение

4.1. Результаты протонографических измерений ударно-волнового пыления и диспергирования образца

Протонографический опыт проводили на времена от 15 до 20 мкс с интервалом 0,5 мкс. При выборе времени регистрации опирались на подобный опыт с использованием импульсной рентгенографии, позволяющей получать только один кадр на момент времени 19,0 мкс. Этот момент времени выбирался исходя из предварительных численных расчетов схемы нагружения сборки и по аналитической модели «пыления» [52].

На рис. 9 (см. также цв. вкл.) представлен один из 10 кадров, полученный в протонографическом эксперименте (в оттенках серого и псевдоцветах).

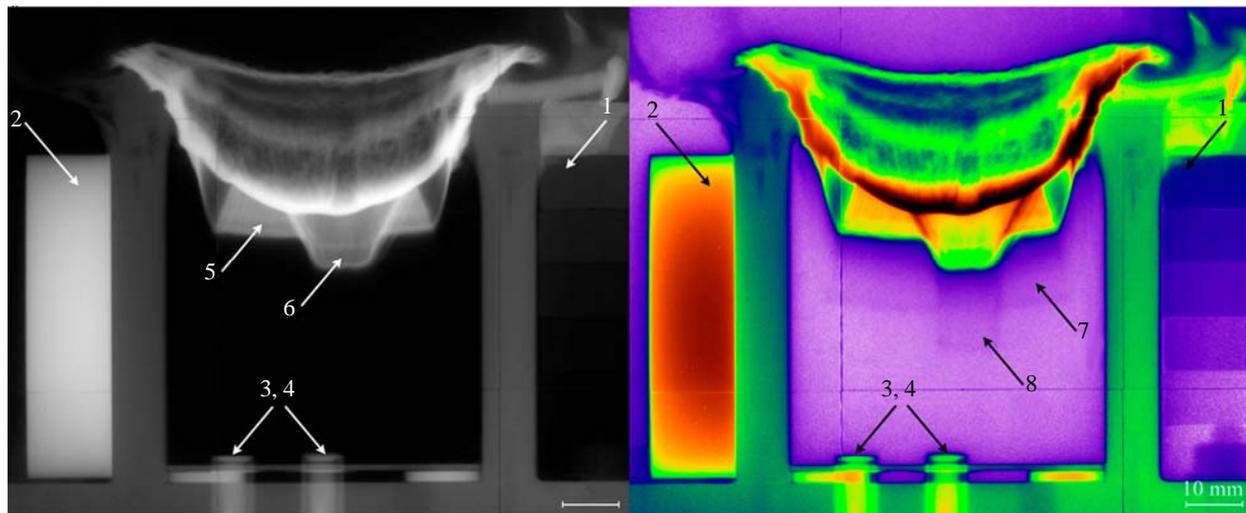


Рис. 9. Кадр, полученный в протонографическом эксперименте: 1 – клин для тонких оптических толщин, 2 – клин для толстых оптических толщин, 3 – пьезодатчик, 4 – датчик PDV, 5 – диспергированный образец в зоне периферии, 6 – диспергированный образец в зоне столкновения, 7 – пыль в зоне периферии, 8 – пыль в зоне столкновения

На снимках хорошо видно, что столкновение детонационных волн произошло не строго по середине образца; это связано с одновременностью срабатывания линий инициирования. Поток пыли зарегистрирован как в зоне столкновения, так и в зоне периферии. За облаком частиц следует образец, толщина которого увеличилась в ~ 3 раза по сравнению с исходной. Результат опыта полностью повторяет ранее зарегистрированную с помощью «мягкого» рентгена картину. Однако использование протонографической установки позволило просветить более глубокие слои облака

частиц и самого образца. На рис. 10 (см. также цв. вкл.) показан взрывной процесс в двух одинаковых опытах с регистрацией на протонах и мягком рентгене. Оба кадра в псевдоцветах приведены на момент времени 19 мкс. Линиями обозначены представляющие интерес характерные области диспергированного образца. Хорошо видна разница в диапазонах регистрации: на мягком рентгене регистрируется лишь пыль, но с хорошим качеством, при этом сам образец остается непросвеченным; на протонографическом комплексе пыль регистрируется с удовлетворительным качеством, хорошо видна структура образца, лишь часть которого остается непросвеченной.

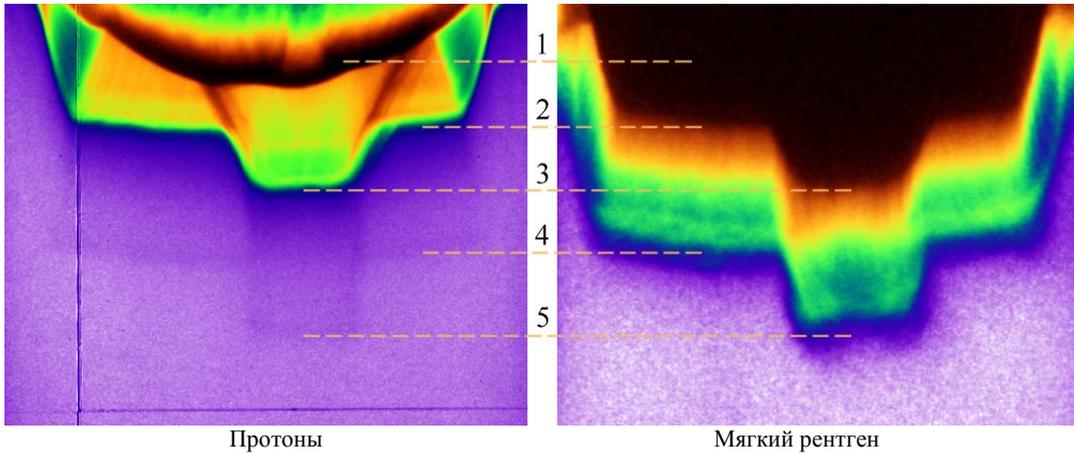


Рис. 10. Регистрация взрывного процесса в протонографическом и рентгенографическом экспериментах: 1 – непросвеченная область, 2 – граница диспергированного образца в зоне периферии, 3 – граница диспергированного образца в зоне столкновения, 4 – фронт пыли в зоне периферии, 5 – фронт пыли в зоне столкновения

Наблюдаемый в эксперименте рост ширины образца вызван его разрушением вследствие выхода на поверхность ударной волны со спадающим профилем давления за ее фронтом (волны Тейлора или нестационарной ударной волны). Отражение такой волны от свободной поверхности образца приводит к возникновению в образце растягивающих напряжений и формированию отколов. Однако в нашем случае металл плавится в разгруженном состоянии, что, по-видимому, приводит к значительному уменьшению откольной прочности, близкой к $\sigma_{spall} \approx 0$. На протонограмме не наблюдаются откольные слои с исходной плотностью свинца $11,34 \text{ г/см}^3$. Напротив, плотность разрушенного образца довольно однородная и составляет $\sim 1-1,5 \text{ г/см}^3$. Лишь часть образца толщиной $\sim 2 \text{ мм}$ осталась неразрушенной вблизи границы с продуктами взрыва. Таким образом, значительному разрушению подверглась часть образца толщиной $\sim 1 \text{ мм}$ с исходной плотностью $11,34 \text{ г/см}^3$. На момент регистрации толщина этой части составила $\sim 10 \text{ мм}$, а плотность $1-1,5 \text{ г/см}^3$, что полностью удовлетворяет закону сохранения массы. Подобная картина наблюдалась и в экспериментах с оловом, когда металл нагружался ударной волной амплитудой 30 ГПа, приводящей к плавлению металла при изоэнтропической разгрузке [53].

На рис. 11 показана зависимость распределения плотности от координаты для разных зон образца. Начало координат $X = 0 \text{ мм}$ соответствует положению свободной поверхности свинца в исходном состоянии. На графике приведено распределение плотности через 1 мкс. Кривые построены вплоть до границы зоны, которая осталась непросвеченной. На графиках плотности проведена пунктирная линия, соответствующая пределу просвечиваемой способности рентгенографической установки с мягким спектром, т. е. $0,16 \text{ г/см}^3$.

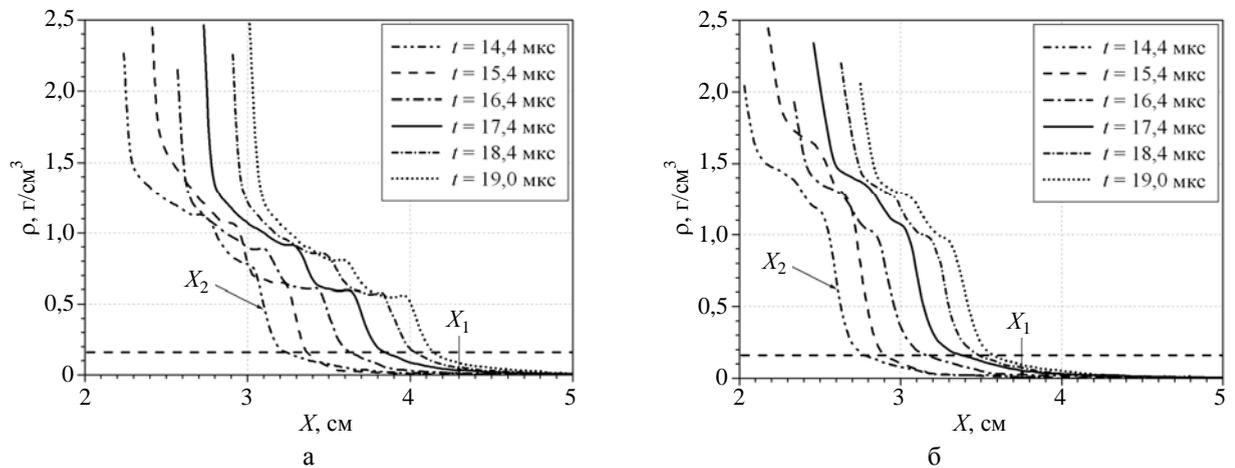


Рис. 11. Распределение плотности внутри облака частиц и диспергированного образца: а – зона столкновения, б – зона периферии (на оси пьезодатчика); X_1 – координата фронта пыли, X_2 – координата диспергированной области образца

Видно, насколько незначительную часть удается фиксировать при использовании рентгенографии по сравнению с протонографической методикой. Плотность пыли меняется в диапазоне $\sim 0,01 - 0,1 \text{ г/см}^3$. Затем на границе *пыль – диспергированный образец* следует относительно резкое нарастание плотности до $\sim 0,6 \text{ г/см}^3$ в зоне столкновения и до $\sim 1,0 \text{ г/см}^3$ в зоне периферии. Вместо четкой границы *пыль – диспергированный образец* существует переходная область, в которой плотность вещества меняется на порядок. Плотность диспергированной области выше в зоне периферии, так как на нее изначально выходила ударная волна с меньшим градиентом давления за ее фронтом dP/dx .

Выполнено сравнение экспериментальных кривых с результатами расчетов, в которых учитывалась асимметрия образца, связанная с разновременностью срабатывания линий иницирования. По результатам расчетов она составила 0,1 мкс. Разновременность иницирования линий не оказала существенного влияния на нагружение поверхности, а лишь привела к его перераспределению, т. е. представленный на рис. 6 профиль ударной волны вдоль оси симметрии сместился вправо от нее на 3,5 мм. Профиль ударной волны, определенный на расстоянии 13–16 мм от оси симметрии (см. рис. 6), остался без изменений.

На рис. 12 (см. также цв. вкл.) сравнивается расчетное пространственное распределение плотности в свинцовом образце с экспериментальным полем плотностей, полученным с помощью протонографии. Наблюдается удовлетворительное согласие между экспериментальной и расчетной формами образца. Размер в направлении X диспергированной части участка образца, сформировавшегося в результате столкновения волн, равен 10 мм. При этом плотность увеличивается с $0,7$ до $1,8 \text{ г/см}^3$ в направлении к продуктам взрыва. Размер в направлении X диспергированной части образца в зоне периферии равен 6 мм, а плотность увеличивается с 1 до 2 г/см^3 в направлении к продуктам взрыва. В соответствии с результатами численных расчетов за диспергированной частью образца следует неразрушенная часть с нормальной плотностью свинца $11,34 \text{ г/см}^3$ и толщиной 2–2,5 мм. Однако определить плотность в этой части образца в эксперименте не удалось.

На рис. 13 сравнивается расчетное распределение плотности в образце (без учета ударно-волнового пыления) вдоль координаты X на момент времени $t \approx 14,4 \text{ мкс}$ с экспериментальной зависимостью, построенной на координате $Y = 4 \text{ мм}$ (вдоль оси симметрии участка образца, образовавшегося в результате столкновения волн) и на координате $Y = -3 \text{ мм}$ (зона периферии).

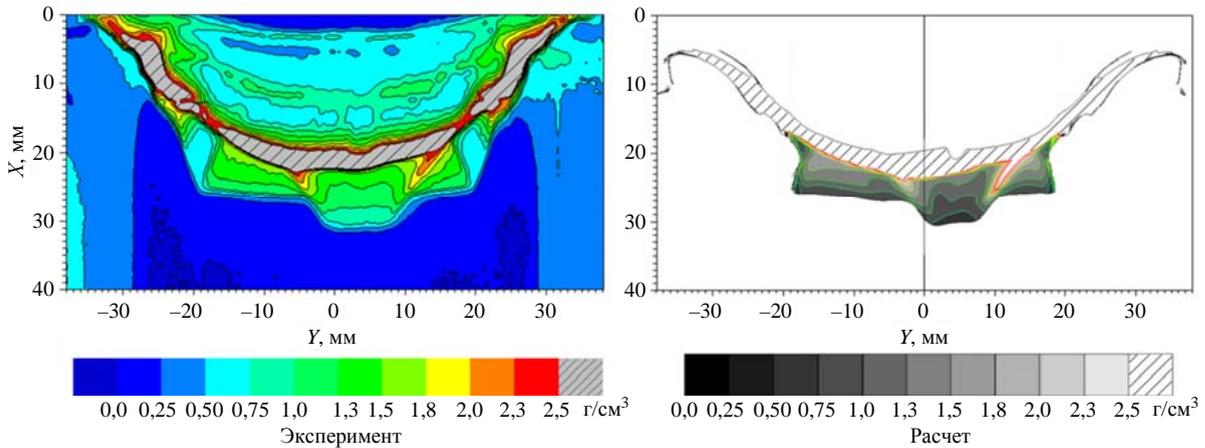


Рис. 12. Пространственное распределение плотности в свинцовом образце на момент времени $t \approx 14,4$ мкс

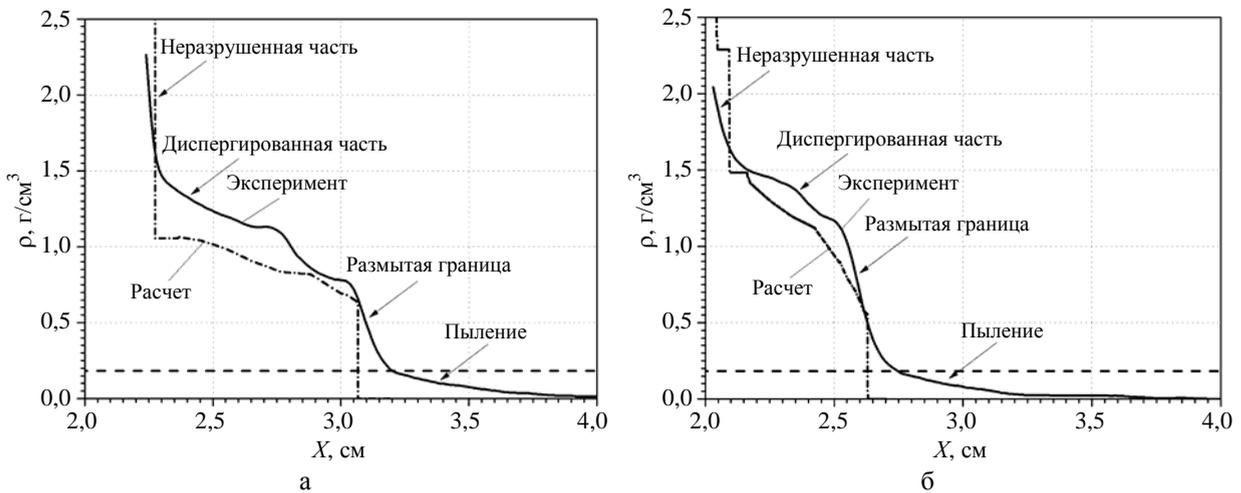


Рис. 13. Распределение плотности в образце в зоне столкновения волн (а) и в зоне периферии (б) вдоль координаты X на момент времени $t \approx 14,4$ мкс

Наблюдается хорошее согласие двумерного численного моделирования и экспериментального распределения плотности в зоне периферии образца. В зоне столкновения волн расчетное распределение плотности в образце лежит ниже экспериментальной кривой, достигая максимального отклонения $\sim 30\%$. Несмотря на то, что имеет место неоднородный случай нагружения образца, уменьшение средней плотности в диспергированной части образца близко к известному закону из работы [54]:

$$\bar{\rho}(t) = \frac{\rho_0}{1 + \dot{\epsilon}t}. \quad (6)$$

Формула (6) отражает закон сохранения массы для расширяющейся среды, состоящей из частиц, не взаимодействующих друг с другом. При этом давление в среде равно нулю, а ее длина со временем увеличивается за счет имеющегося в ней постоянного градиента скоростей $\dot{\epsilon}$. При ударно-волновом нагружении $\dot{\epsilon}$ определяется крутизной спада давления за фронтом ударной волны.

Используя формулу (6), находим среднюю плотность в диспергированной части образца: $1,75 \text{ г/см}^3$ – в зоне столкновения, $2,07 \text{ г/см}^3$ – в зоне периферии. Эти значения близки к полученному нами результату. Таким образом, в экспериментах наблюдается значительное снижение плотности образца за счет его разрушения и последующего расширения. Процесс разрушения происходит, по-видимому, без образования классических откольных пластин с плотностью $11,34 \text{ г/см}^3$, а среда представляет собой область, состоящую из отдельных фрагментов. Характерный размер фрагментов в диспергированной области составит $\sim 20 \text{ мкм}$, если оценивать его исходя из баланса кинетической энергии и работы, затрачиваемой на образование новых поверхностей, подобно [22, 55, 56]:

$$\bar{d} \sim \sqrt[3]{\frac{32\sigma}{\rho_0 \dot{\epsilon}^2}}, \quad (7)$$

где σ – поверхностное натяжение жидкости. Поверхностное натяжение жидкого свинца $\sigma = 0,4 \text{ Н/м}$.

Данное явление приводит к тому, что пространственное распределение плотности в облаке частиц, образовавшихся в результате наличия шероховатости (пыление), будет ограничено плотностью диспергированного образца, которая сама меняется в зависимости от времени $\bar{\rho}(t)$.

4.2. Результаты PDV-метода и метода пьезоэлектрического датчика. Сравнение расчетных и экспериментальных скоростей

На рис. 14 представлены распределения плотности и массы пыли, построенные с использованием пьезоэлектрического метода. Интересно отметить, что наряду с пылевым потоком кварцевые датчики регистрируют слоистую структуру внутри диспергированной части образца. Период колебания сигнала соответствует периоду колебания плотности на экспериментальных зависимостях, полученных с помощью протонографии (см. рис. 11). Однако преобразование давления в плотность по формулам (2) и (3) в области этих колебаний некорректно, поэтому амплитудные значения плотности могут быть определены неточно.

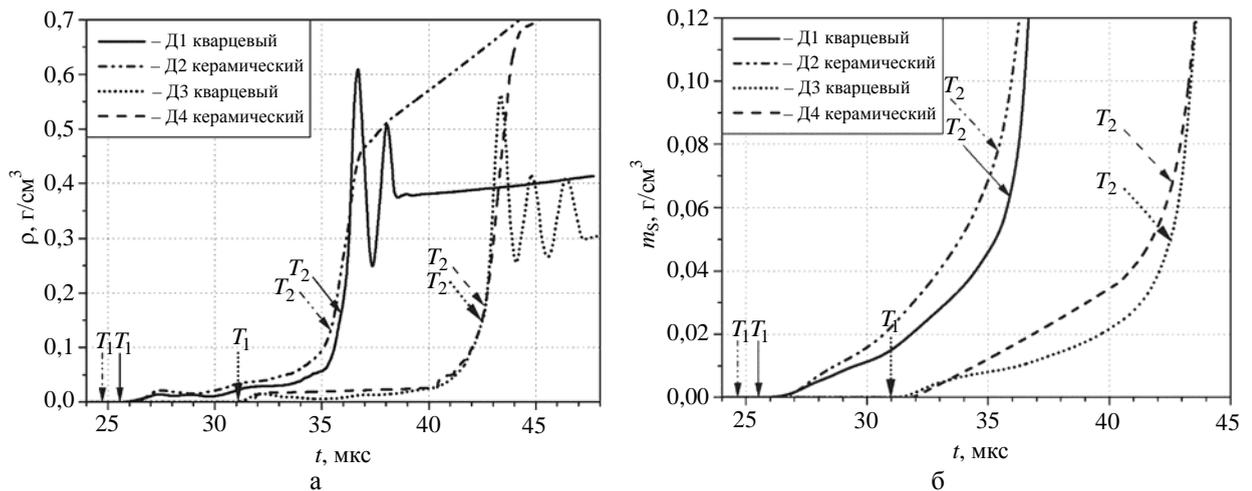


Рис. 14. Распределения плотности (а) и массы (б), регистрируемые пьезодатчиками в зоне столкновения волн (Д1 и Д2) и на периферии (Д3 и Д4): T_1 – момент подлета фронта пыли; T_2 – момент удара плотной диспергированной части

Проанализирована совокупность экспериментальных данных, полученных в области плотностей частиц в диапазоне порядка $\sim 0,01-0,1 \text{ г/см}^3$ (область пыления). На рис. 15 представлена экспериментальная спектрограмма, полученная с помощью PDV-датчиков в зоне периферии. Наличие в сборке остаточного давления воздуха $0,15 \text{ атм}$ привело к торможению частиц в протонографическом опыте. Частицы экранировали регистрацию границы *пыль – диспергированный образец*, поэтому удалось зарегистрировать скорость этой границы только в первые $0,8 \text{ мкс}$ после выхода ударной волны на свободную поверхность образца.

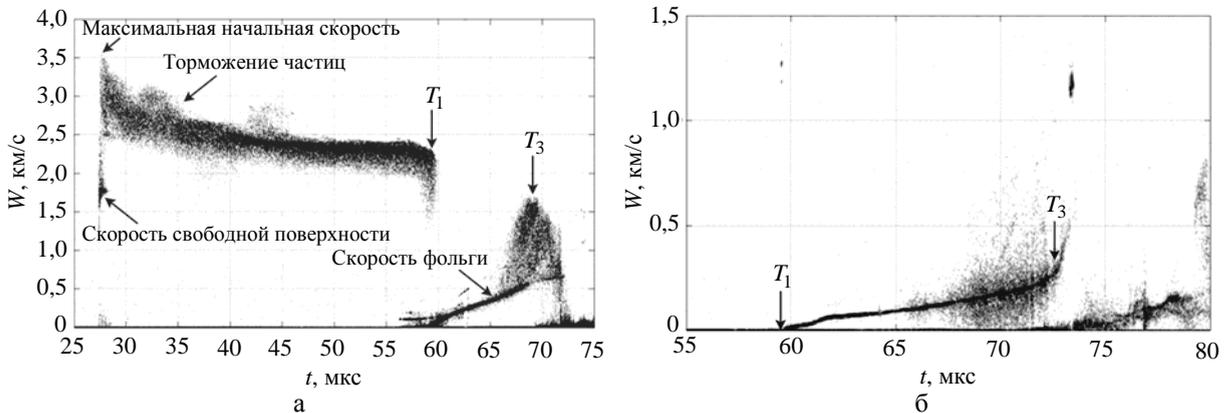


Рис. 15. Спектрограмма, зарегистрированная с помощью PDV: а – скорости частиц и скорость стекла толщиной 330 мкм ; б – скорость танталовой фольги; $T_0 = 27,384 \text{ мкс}$ – момент выхода УВ на свободную поверхность; T_1 – начало движения индикаторной фольги; T_3 – момент прорыва индикаторной фольги

Сразу после отражения УВ от свободной поверхности образца ($T_0 = 27,384 \text{ мкс}$) в виде волны разгрузки PDV-методика регистрирует скорость движения свободной поверхности образца и спектр скоростей частиц. Максимальную скорость частиц в этот момент времени можно трактовать как начальную скорость фронта частиц. В случае вакуума эта скорость оставалась бы постоянной. При наличии газовой среды эта скорость уменьшается из-за торможения частиц. Сравним эту скорость, равную $3,5 \text{ км/с}$, со скоростью вершины струи при развитии неустойчивости Рихтмайера – Мешкова, полученной в численных расчетах, а также со скоростью, рассчитанной по формуле из работы [21]:

$$V_m = B \left(1 - \frac{U_{СП}}{2D} \right) \left(\frac{1}{1 + \left(\frac{a_0 k}{2} \right)^2} \right) (a_0 k) U_{СП}, \quad (8)$$

$$U_S = V_m + U_{СП}.$$

Здесь D – скорость УВ, выходящей на свободную поверхность образца; $a_0 = A_0/2$ – начальная амплитуда возмущений; $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число; $B = 1,43-1,73$ – безразмерный коэффициент (в формуле $B = \sqrt{3}$, но сравнение расчетных и экспериментальных данных показало, что B зависит от отношения $a_0 k$ [18]).

В табл. 3 приведено сравнение рассчитанных по аналитической формуле (8) и полученных в численных расчетах скоростей свободной поверхности образцов и максимальных скоростей

частиц пыли сразу после выхода УВ на свободную поверхность образцов с экспериментальными данными, полученными с помощью методики PDV в зоне периферии.

Таблица 3

Расчетные скорости свободной поверхности образцов и максимальные скорости частиц сразу после выхода ударной волны на свободную поверхность образцов

Параметр	Расчеты			Данные PDV
$U_{СП}$, км/с		1,82	1,82	1,85
(a_0, λ)	$a_0 k$	формула (8)	численное моделирование	
(23; 305) мкм	0,47	2,75 ($B = 1,56$)	2,65	3,43
(8; 50) мкм	1,0	3,35 ($B = 1,43$)	3,3	
Измеренная форма возмущений			3,3	

Экспериментальную скорость фронта частиц сразу после выхода УВ на свободную поверхность образца удовлетворительно удается описать численными расчетами, если задан реально измеренный профиль поверхности или начальные возмущения $a_0 = 8$ мкм, $\lambda = 50$ мкм (угол раствора канавки $\alpha \approx 115^\circ$). Отличие расчетных значений от экспериментальных составляет 4 %.

4.3. Влияние остаточного давления воздуха в камере

Для анализа данных, полученных с помощью пьезоэлектрической методики и индикаторной фольги, а также для сравнения результатов расчетов по модели [52] с экспериментальными данными необходимо оценить, какая часть облака частиц была подвержена торможению. Для этого найдем скорость ударной волны в остаточном воздухе. Она составила 2,61 км/с в зоне столкновения и 2,23 км/с в зоне периферии. Воспользуемся законом торможения для сферической частицы с характерным размером \bar{d} , не подверженной разрушению в газе:

$$\frac{dU}{dt} = -\frac{3 \rho_g C_x (U_g - U)^2}{4 \rho_0 \bar{d}}, \tag{9}$$

где U – скорость частицы, ρ_g – плотность газа, U_g – скорость газа за фронтом УВ в газе, C_x – коэффициент сопротивления.

Решая уравнения (9) при постоянном коэффициенте C_x , можно получить выражения для расчета траекторий частиц в зависимости от исходной скорости частицы и скорости ударной волны в газе:

$$\begin{cases} S = \frac{4\rho_0\bar{d}}{3\rho_g C_x} \ln\left(1 + \frac{3\rho_g C_x}{4\rho_0\bar{d}} U_0 t\right) & \text{при } U_g = 0, \text{ если } U > D_{SH}, \\ S = U_g t + \frac{4\rho_0\bar{d}}{3\rho_{SH} C_x} \ln\left(1 + \frac{3\rho_{SH} C_x}{4\rho_0\bar{d}} (U_0 - U_g) t\right) & \text{если } U > D_{SH}, \\ U(t) = \frac{dS(t)}{dt}, \end{cases} \tag{10}$$

где S – путь, пройденный частицей; U_0 – начальная скорость частицы; ρ_g – плотность покоящегося газа; ρ_{SH} – плотность газа за фронтом УВ; D_{SH} – скорость фронта ударной волны в газе; $C_x \approx 0,44$ [57] – коэффициент сопротивления.

Первое уравнение системы (10) позволяет рассчитать траекторию движения частицы по покоящемуся газу. Скорость этой частицы со временем стремится к нулю. Второе уравнение предназначено для расчета траектории движения частицы за фронтом ударной волны в газе. Скорость этой частицы стремится к U_g .

Согласно модели источника [52] существует связь между массой потока, скоростью частиц и их средним размером в облаке $\bar{d} = \bar{d}(U_0)$. При этом скорость частиц уменьшается по глубине облака от фронта потока частиц до положения свободной поверхности, а средний размер \bar{d} , наоборот, увеличивается. В работе Соренсона и др. [26] наблюдается подобная экспериментальная зависимость. Нами оценены характерные размеры частиц \bar{d} по модели [52] при $a_0k = 0,47$ и рассчитаны траектории их движения в газе по формуле (10). Все оценки сделаны для $a_0k = 0,47$, а не для $a_0k = 1,0$, так как анализ результатов расчетов, приведенный в табл. 2, показал, что скорость роста «пузыря» определяется отношением $a_0k = 0,47$. Именно закон роста «пузыря» определяет количество вещества, вовлекаемого в струю. На рис. 16 приведены расчетные траектории движения частиц и их скорости для зоны периферии.

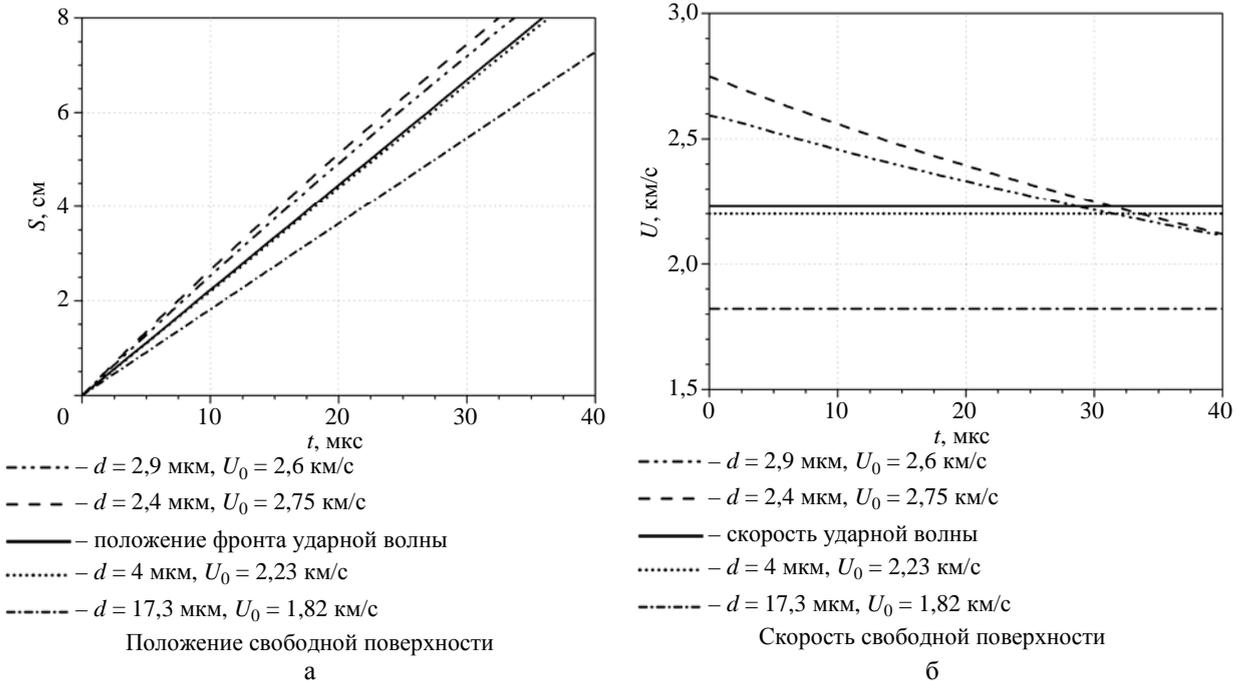


Рис. 16. Траектории движения частиц (а) и их скорости (б), рассчитанные по формуле (10). Связь размера и скорости частиц рассчитана как $\bar{d} = \bar{d}(U_0)$ по модели [52] ($a_0k = 0,47$)

Из рис. 16 видно, что частицы, движущиеся изначально за фронтом УВ в газе, практически не подвержены торможению в отличие от частиц, изначально обгоняющих фронт УВ. Это связано с влиянием на ускорение частицы разницы скоростей $U_0 - U_g$. Так как для частиц, изначально обгоняющих фронт ударной волны, $U_g = 0$, то они подвержены гораздо более сильному торможению. Таким образом, корректное сравнение пространственных распределений плотности частиц, полученных методами пьезоэлектрического датчика и с помощью индикаторной фольги, с данными, полученными радиографической методикой, справедливо для области потока, движущегося за фронтом ударной волны в газе. В этой области скорость частиц практически постоянна.

4.4. Анализ и обобщение полученных результатов

На рис. 17 (см. также цв. вкл.) приведены $X-t$ -диаграммы движения характерных границ для разных зон образца по данным всех методик, а также данные из опытов в аналогичной постановке, полученные с использованием мягкого рентгена. Положение границ каждой области, за исключением области, не просвеченной в рентгене, определяли по значению максимума производной функции среза $D(x)$ (X_1, X_2). Точки, полученные пьезодатчиками, соответствуют удару плотной части образца (T_2) и фронта пыли (T_1). Для данных PDV по фронту пыли в качестве исходной зависимости $W(t)$ выбирали огибающую кривую для самых быстрых частиц. Такой прием предполагает, что частицы в облаке не перемещаются от фронта внутрь облака. Также на графиках нанесены точки, соответствующие прорыву индикаторной фольги (T_3).

Из полученных результирующих зависимостей видно, что все методики, работающие на разных физических принципах, хорошо согласуются друг с другом. Имеет место хорошее согласие и с ранее проведенными экспериментами, особенно в области плотной части диспергированного материала. Для фронта пыли согласие не такое хорошее. По-видимому, это происходит из-за влияния недостаточного разрежения (0,15 атм) в опыте на протонах и несколько большего разрежения в рентгенографических опытах (~0,1 атм), что в итоге приводит к заметному торможению фронта потока частиц, которое фиксируется методикой PDV. Видно, что индикаторная фольга была преждевременно прорвана потоком частиц до подлета более плотной диспергированной части образца. Сравнение результатов расчетов траектории движения границы *диспергированный образец – пыль* с экспериментальными данными показало удовлетворительное согласие.

Данные $X-t$ -диаграммы могут быть использованы для определения пределов интегрирования (по X или по t) с целью оценки разными методиками массы частиц, выброшенных со свободной поверхности. Такой искусственный прием позволяет отделить количество выброшенной массы частиц, образовавшихся за счет развития неустойчивости Рихтмайера – Мешкова, от диспергированной части образца. Однако более точное разделение этих областей возможно только при получении с помощью оптических методик дополнительной информации о структуре облака вблизи границы *диспергированный образец – пыль*.

В табл. 4 приведена масса выброшенных частиц, оцененная с помощью различных методик и с учетом $X-t$ -диаграммы. Из таблицы видно, что данные хорошо согласуются между собой. Небольшие отличия связаны с разной разрешающей способностью методик измерения.

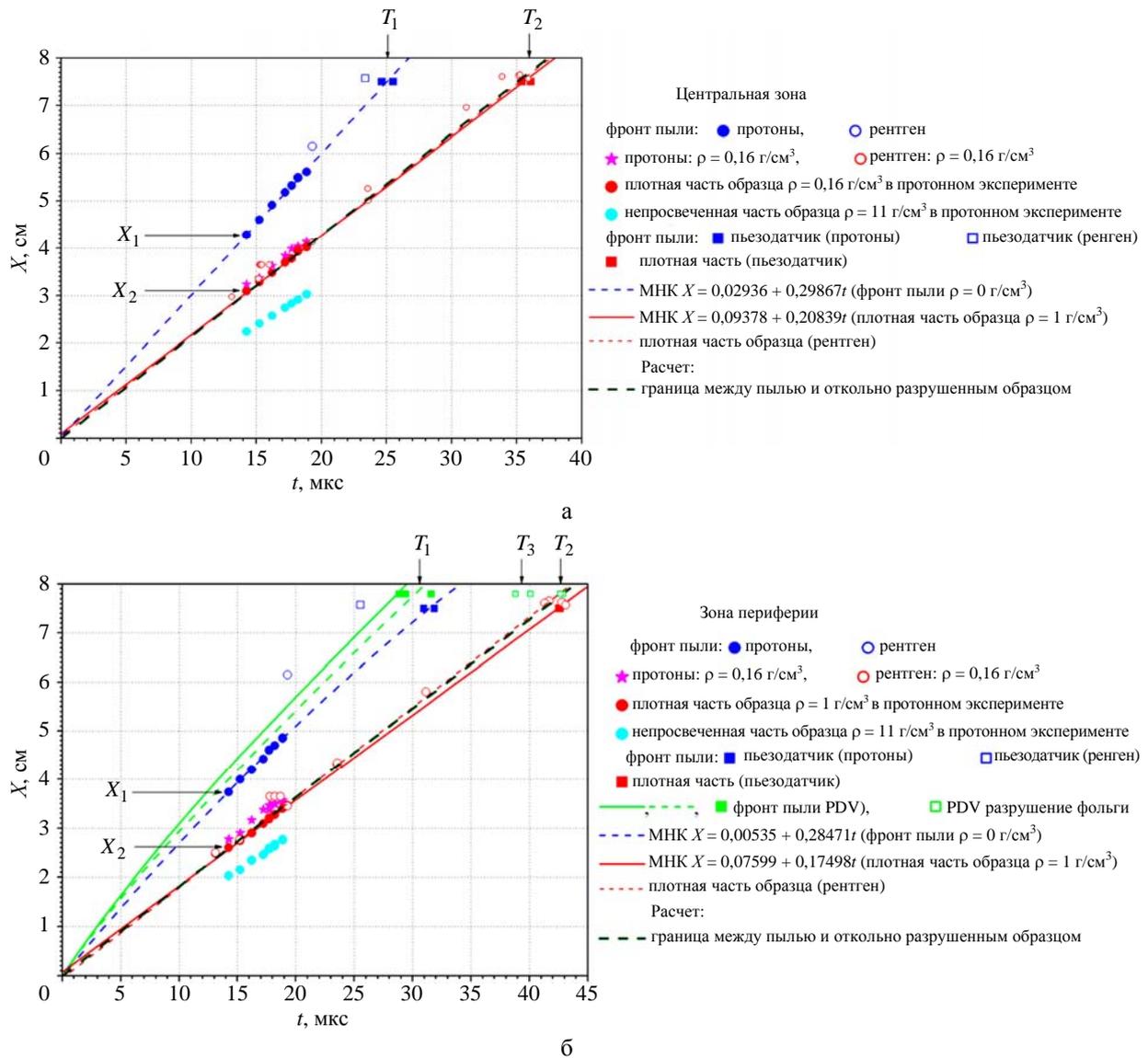


Рис. 17. $X-t$ -диаграмма движения характерных границ: а – зона столкновения, б – зона периферии

Таблица 4

Масса пылевых потоков, выбрасываемых перед диспергированной частью образца

	Периферия				Центр (зона столкновения)		
	Фольга Эсея	Пьезодатчик	Протоны	Рентген	Пьезодатчик	Протоны	Рентген
$M, \text{ мг/см}^2$	> 40	60 ± 6	70 ± 7	40 ± 4	$75 \pm 7,5$	60 ± 6	50 ± 5

На рис. 18 сравниваются пространственное распределение плотности выброшенных частиц вдоль координаты X и масса выброшенных частиц, пересекающих координату X , рассчитанная по модели [52], с экспериментальными данными. В расчетах заданы параметры начальных возмущений $a_0 = 23 \text{ мкм}$, $\lambda = 305 \text{ мкм}$ и параметры численных расчетов, приведенные в табл. 1.

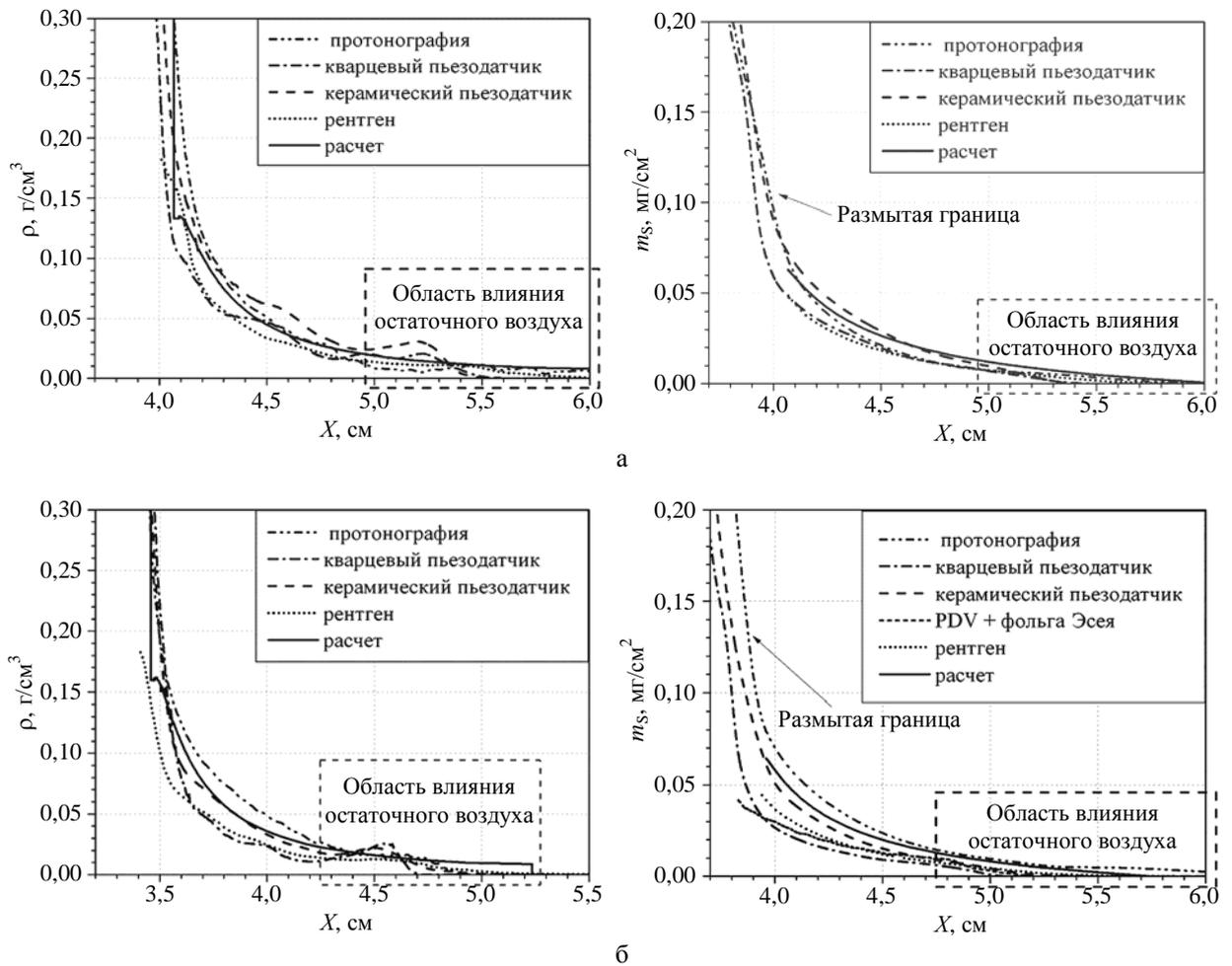


Рис. 18. Распределение плотности выброшенных частиц вдоль координаты X и масса выброшенных частиц, пересекающих координату X , на момент времени $t = 19$ мкс: а – зона столкновения, б – зона периферии

Сравнение расчетных и экспериментальных данных показало хорошее согласие. Расчетные кривые отличаются от экспериментальных зависимостей только в области возможного влияния остаточного воздуха, так как модель источника [52] предполагает отсутствие торможения частиц. По расчету фронт частиц проходит большее расстояние, чем это наблюдается в эксперименте. Кривые, полученные методом пьезоэлектрического датчика и с помощью импульсной радиографии, хорошо согласуются между собой. Фольга Эсея дает несколько заниженный результат по сравнению с остальными методиками.

В отличие от рентгенографии (см. рис. 18) в протонографическом опыте удалось получить информацию о переходной области от пыли к диспергированной частиц образца. Это очень важно с точки зрения трактовки экспериментальных результатов. В частности, модель [52] предсказывает, что выброшенная масса частиц не зависит от амплитуды давления ударной волны, а определяется соотношением

$$\beta = \frac{\dot{\epsilon}}{kV_m} \approx \frac{U_{СП}/\Delta x}{ka_0kU_{СП}} = \frac{1}{k^2a_0\Delta x}, \quad (11)$$

где Δx – ширина импульса волны Тейлора.

Этот вывод получен для металлов, находящихся в жидкой фазе (при изоэнтропической разгрузке или переходящих в жидкое состояние на фронте ударной волны). Однако ранее подтвердить или опровергнуть этот результат не удавалось из-за неоднозначности выбора точки, до которой следует интегрировать распределения плотности. Теперь, имея всю кривую распределения плотности – от фронта облака частиц вплоть до глубоких слоев диспергированного образца, возможно сравнить обе кривые, сформировавшиеся в результате воздействия разных амплитуд давления. В данных экспериментах отношение β в зоне периферии и в зоне столкновения было практически одинаковым и составляло 0,016 и 0,017 соответственно. На рис. 19 показаны обе зависимости, смещенные на величину $U_{СП}t$ – положение свободной поверхности (в зоне периферии $U_{СП} = 1,82$ км/с, в зоне столкновения $U_{СП} = 2,15$ км/с, $t = 19$ мкс).

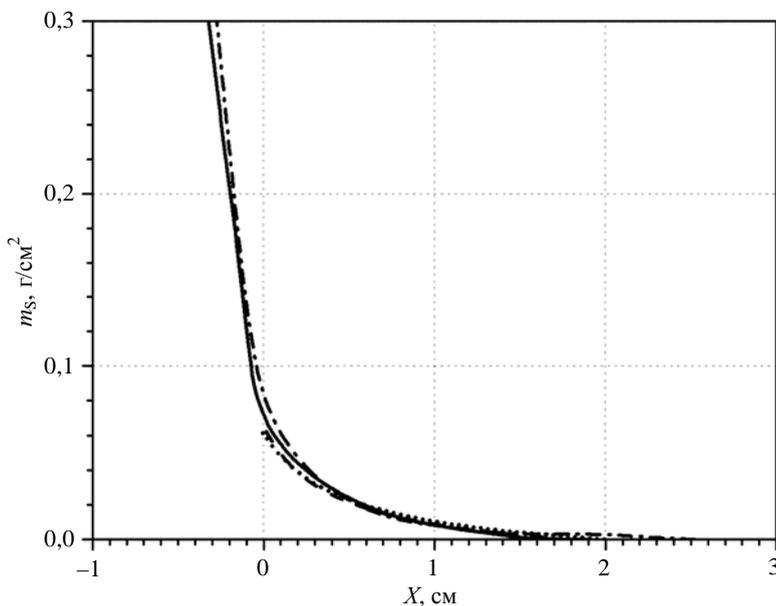


Рис. 19. Сравнение масс частиц, пересекающих координату X , полученных в зоне периферии (— — эксперимент, — расчет) и в зоне столкновения (-·-·-· — эксперимент, ---- — расчет)

Хорошее совпадение экспериментальных кривых свидетельствует о том, что выброшенная масса в двух зонах была одинаковой, несмотря на то, что амплитуда ударной волны отличалась на 8,5 ГПа. Таким образом, если материал расплавился (или имеет весьма малую прочность, не оказывающую влияния на развитие неустойчивости Рихтмайера – Мешкова), то масса выброшенной пыли не зависит от амплитуды давления на фронте УВ.

Заключение

Приведены результаты протонографического и рентгенографического экспериментов, целью которых было получение количественной информации об ударно-волновом пылении свинцового образца. В опыте использовались методики PDV и пьезоэлектрического датчика. Получено хорошее согласие экспериментальных методик, работающих на разных физических принципах.

Согласно эксперименту после ударно-волнового нагружения свинцового образца ударной волной $P_{SH} = 34\text{--}42,5$ ГПа, приводящей к плавлению металла, образуются три характерные области. Первая область связана с выбросом частиц с поверхности за счет развития неустойчивости Рихтмайера – Мешкова (пыление). Плотность в этой зоне мала и составляет $0,01\text{--}0,2$ г/см³. Вторая область – это диспергированный образец, образовавшийся в результате откольного разрушения после воздействия волны Тейлора. При этом «классических» откольных слоев с плотностью $11,34$ г/см³ не наблюдается. Плотность в этой области на момент регистрации считается до $0,8\text{--}1,5$ г/см³ из-за градиента скорости, навязанного волной Тейлора. Граница между первой и второй областями весьма условная. Третья зона – сплошной неразрушенный свинец.

Специфика инициирования позволила создать две зоны с разной интенсивностью ударной волны и сравнить характер пыления в них. В результате в зоне столкновения фронт облака частиц ($P_{SH} = 42,5$ ГПа) и диспергированная часть образца двигались быстрее, чем в зоне периферии ($P_{SH} = 34$ ГПа). Однако на количество выброшенной массы свинцовых частиц это не повлияло. Удалось подтвердить вывод модели [52] о независимости количества выброшенной массы частиц от амплитуды ударной волны, когда металл находится в жидкой фазе. Подобная закономерность наблюдалась в работе [11] в экспериментах, проведенных на олове.

Численное моделирование удовлетворительно воспроизводит конфигурацию разрушенного образца, а оценки по аналитической модели, основанной на механизме неустойчивости Рихтмайера – Мешкова, согласуются с результатами измерений.

В этих экспериментах не определен спектр частиц в зоне пыления и в зоне диспергирования. Это представляет самостоятельную сложную задачу, решаемую с помощью оптических методов, таких как [17, 26], требующих весьма малой оптической толщины облака. Однако данные о плотности во всех частях облака, полученные в подобных опытах, могут позволить продвинуться в решении этой задачи.

Благодарности

Авторы работы выражают благодарность Скокову В. И. за постоянный интерес к данной работе и большому коллективу сотрудников РФЯЦ-ВНИИЭФ за подготовку и проведение испытаний: Ткаченко И. А., Таценко М. В., Карганову С. А., Михайлокову К. Л., Городнову А. А., Белогонову А. Н., Филяеву В. Н., Черяеву А. Н., Каганову М. А., Вишневецкому Е. Д., Цюю А. П., Егорычеву Ю. Н., Янкову С. А., Земляникину А. В., Клещевникову О. А., Медведеву О. В., Санкину В. В., Миронову Д. С., Чернову В. А.; сотрудникам ГНЦ ИФВЭ (г. Протвино) за организацию работы и проведение измерений; Шмакову И. И. за изготовление образцов.

Список литературы

1. Richtmyer R. D. Taylor instability in shock acceleration of compressible fluids // Comm. Pure Appl. Math. 1960. Vol. 13. P. 297–319.
2. Мешков Е. Е. Неустойчивость границы раздела двух газов, ускоряемой ударной волной // Изв. АН СССР. Сер. Механика жидкости и газа. 1969. № 5. С. 151–158.
3. Asay J. R. Ejection of material from shocked surfaces // Appl. Phys. Lett. 1976. Vol. 29. P. 284–287.

4. Asay J. R. A model for estimating the effects of surface roughness on mass ejection from shocked materials // Sandia National Laboratories Tech. Rep. SAND-78-1256, 1978.
5. Andriot P., Chapron P., Olive F. Ejection of material from shocked surfaces of tin, tantalum, and lead alloys // AIP Conf. Proc. 1982. Vol. 78. P. 505–509.
6. Cheret R., Chapron P., Elias P., Martineau J. Mass ejection from the free surface of shock loaded metallic samples // Shock Waves in Condensed Matter. – New York: Plenum Press. 1985. P. 651.
7. Couch R., Shaw L., Barlett R. et al. Surface properties of shocked lead // J. Phys. Colloques. 1985. Vol. 46(C5). P. 385–393.
8. Elias P., Bizeuil C., Chapron P., Mondot M. Flash X-ray radiography applied to experimental studies in detonics // SPIE Conf. Proc. 1987. Vol. 0702. P. 215–218.
9. Ogorodnikov V. A., Ivanov A. G., Mikhailov A. L. et al. Particle ejection from the shocked free surface of metals and diagnostic methods of these particles // Combust. Expl. Shock Waves. 1998. Vol. 34(6). P. 696–700.
10. Vogan W. S., Anderson W. W., Grover M. et al. Piezoelectric characterization of ejecta from shocked tin surfaces // J. Appl. Phys. 2005. Vol. 98. P. 113508.
11. Zellner M. B., Grover M., Hammerberg J. E. et al. Effects of shock-breakout pressure on ejection of micron-scale material from shocked tin surfaces // J. Appl. Phys. 2007. Vol. 102. P. 013522, 013522-1-10; 2008. Vol. 103. P. 109901.
12. Zellner M. B., Buttler W. T. Exploring Richtmyer – Meshkov instability phenomena and ejecta cloud physics // Appl. Phys. Lett. 2008. Vol. 93. P. 114102.
13. Zellner M. B., Dimonte G., Germann T. C. et al. Influence of shockwave profile on ejecta // AIP Conf. Proc. 2009. Vol. 1195. P. 1047–1050.
14. Zellner M. B., Byers M., Hammerberg J. E. et al. Influence of shockwave profile on ejection of micron-scale material from shocked Sn surfaces: an experimental study // DYMAT 2009 – 9th Int. Conf. on the Mechanical and Physical Behaviour of Materials under Dynamic Loading, 2009. P. 89–94.
15. Огородников В. А., Михайлов А. Л., Бурцев В. В. и др. Регистрация выброса частиц со свободной поверхности ударно-нагруженных образцов теньвым способом // ЖЭТФ. 2009. Т. 109. С. 530–535.
16. Yongtao Chen, Haibo Hu, Tiegang Tang et al. Experimental study of ejecta from shock melted lead // J. Appl. Phys. 2012. Vol. 111. P. 053509.
17. Михайлов А. Л., Огородников В. А., Сасик В. С. и др. Экспериментально-расчетное моделирование процесса выброса частиц с ударно-нагруженной поверхности // ЖЭТФ. 2014. Т. 118. С. 785–797.
18. Monfared S. K., Oró D. M., Grover M. et al. Experimental observations on the links between surface perturbation parameters and shock-induced mass ejection // J. Appl. Phys. 2014. Vol. 116. P. 063504.

19. Антипов М. В., Георгиевская А. Б., Игонин В. В. и др. Расчетное моделирование процесса выброса частиц с ударно-нагруженной поверхности // Сб. докл. Международ. конф. «XVII Харитоновские тематические научные чтения». – Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2015. С. 666–674.
20. Антипов М. В., Георгиевская А. Б., Игонин В. В. и др. Результаты исследований процесса выброса частиц со свободной поверхности металлов под действием ударной волны // Там же. С. 702–709.
21. Buttler W. T., Oro D. M., Preston D. L. et al. Unstable Richtmyer – Meshkov growth of solid and liquid metals in vacuum // *J. Fluid Mech.* 2012. Vol. 703. P. 60–84.
22. Georgievskaya A. B., Raevsky V. A. Estimation of spectral characteristics of particles ejected from the free-surface of metals and liquids under a shock wave effect // *AIP Conf. Proc.* 2012. P. 1007–1010.
23. Durand O., Soulard L. Large-scale molecular dynamics study of jet breakup and ejecta production from shock-loaded copper with a hybrid method // *J. Appl. Phys.* 2012. Vol. 111. P. 044901.
24. Jian-Li Shao, Pei Wang, An-Min He. Microjetting from a grooved Al surface under supported and unsupported shocks // *J. Appl. Phys.* 2014. Vol. 116. P. 073501.
25. Cherne F. J., Hammerberg J. E., Andrews M. J. et al. On shock driven jetting of liquid from non-sinusoidal surfaces into a vacuum // *J. Appl. Phys.* 2015. Vol. 118. P. 185901.
26. Sorenson D. S., Pazuchanics P., Johnson R. P. et al. Ejecta particle-size measurements in vacuum and helium gas using ultraviolet in-line fraunhofer holography // *Los Alamos National Laboratory Tech. Rep. LA-UR-14-24722*, 2014.
27. Sorenson D. S., Pazuchanics P., Johnson R. P. et al. Ejecta particle-size measurements from the break-up of micro-jets in vacuum and helium gas using ultraviolet in-line fraunhofer holography // *Los Alamos National Laboratory Tech. Rep. LA-UR-15-25993*, 2015.
28. Cummins H., Knable N., Gampel L., Yeh Y. Frequency shifts in light diffracted by ultrasonic waves in liquid media // *Appl. Phys. Lett.* 1963. Vol. 2. P. 62–64.
29. Cummins H. Z., Knable N., Yeh Y. Spurious harmonic generation in optical heterodyning // *Appl. Opt.* 1963. Vol. 2. P. 823–825.
30. Yeh Y., Cummins H. Z. Localized fluid flow measurements with an HeNe laser spectrometer // *Appl. Phys. Lett.* 1964. Vol. 4. P. 176–178.
31. Forman Jr. J. W., George E. W., Lewis R. D. Measurement of localized fluid flow velocities in gases with a laser Doppler flowmeter // *Appl. Phys. Lett.* 1965. Vol. 7. P. 77–78.
32. Strand O. T., Goosman D. R., Martinez C., Whitworth T. L. Compact system for high-speed velocimetry using heterodyne techniques // *Rev. Sci. Instrum.* 2006. Vol. 77. P. 083108.
33. Огородников В. А., Михайлов А. Л., Сасик В. С. и др. Влияние газа на процесс выброса частиц со свободной поверхности образца при выходе на нее ударной волны различной интенсивности // *ЖЭТФ.* 2016. Т. 150, № 2. С. 411.

34. Fedorov A. V., Mikhailov A. L., Finyushin S. A. et al. Detection of the multiple spallation parameters and the internal structure of a particle cloud during shock-wave loading of a metal // *J. Exp. Theor. Phys.: Solids Liquids*. 2016. Vol. 122. P. 685–688.
35. Andriyash A. V., Astashkin M. V., Baranov V. K. et al. Optoheterodyne Doppler measurements of the ballistic expansion of the products of the shock wave-induced surface destruction: experiment and theory // *J. Exp. Theor. Phys.: Atoms Molec. Optics*. 2016. Vol. 122. P. 970–983.
36. Sorenson D. S., Minich R. W., Romero J. L. et al. Ejecta particle size distributions for shock-loaded Sn and Al metals // *J. Appl. Phys.* 2002. Vol. 92. P. 5830–5836.
37. Невмержицкий Н. В., Михайлов А. Л., Раевский В. А. и др. Микроскопическая электронно-оптическая регистрация процесса выброса частиц со свободной поверхности ударно-нагруженного свинца // *Вопросы атомной науки и техники. Сер. Теор. и приклад. физика*. 2010. Вып. 3. С. 3–6.
38. McMillan C. F. Size measurements of high velocity particle distributions // *Proc. SPIE*. 1986. P. 289–297.
39. Monfared S. K., Buttler W. T., Frayer D. K. et al. Ejected particle size measurement using Mie scattering in high explosive driven shockwave experiments // *J. Appl. Phys.* 2015. Vol. 117. P. 223105.
40. Ferm E. N., Fesseha Mariam and LANSCE. Proton Radiography Team. Proton radiography observations of the failure of a detonation wave to propagate to the end of a conical explosive charge // *AIP Conf. Proc.* 2005. P. 968.
41. Zellner M. B., McNeil W. V., Gray III G. T. et al. Surface preparation methods to enhance dynamic surface property measurements of shocked metal surfaces // *J. Appl. Phys.* 2008. Vol. 103. P. 083521.
42. Morris C., Hopson J. W., Goldstone P. Proton radiography [Electronic resource]. – <http://lansce.lanl.gov/lansce30.shtml> (Los Alamos Sci. 2006. Vol. 30. P. 32–45).
43. Антипов Ю. М., Афонин А. Г., Василевский А. В. и др. Протонографический ускоритель с энергией 70 ГэВ в ИФВЭ: препринт ИФВЭ № 14. – Протвино, 2009.
44. Schall R. Untersuchungen an Detonationsstößen in Leichtmetallen zur Bestimmung der Zustandsgleichung der Metalle // *Z. Angew. Phys.* 1950. Bd. II, Hef 6.
45. Asay J. R. Thick-plate technique for measuring ejecta from shock surfaces // *J. Appl. Phys.* 1978. Vol. 49(12).
46. Toropova T. A., Yanilkin Yu. V. Method of two-dimensional calculation of multicomponent medium taking into account a material strength // *VANT. Math. Model. Phys. Proc.* 1994. Vol. 4.
47. Zhernokletov M. V., Zubarev V. N., Telegin G. S. Expansion isentropes of the explosion products of condensed explosives // *J. Appl. Mech. Tech. Phys.* 1969. Vol. 10, Issue 4. P. 650–655.
48. Mie G. Zur kinetischen Theorie der einatomigen Körper // *Ann. Phys. (Berlin, Ger.)*. 1903. Vol. 316. P. 657–697.
49. Gruneisen G. Theorie des festen Zustandes einatomiger Elemente // *Ann. Phys. (Berlin, Ger.)*. 1912. Vol. 344. P. 257–306.

50. Kopyshov V. P., Medvedev A. B. Thermodynamic model of dense and heated matter // *Sov. Techn. Rev. Section B: Thermal Phys.* 1993. Vol. 5, part 2. P. 37–93.
51. Kanel G. I., Savinykh A. S., Garkushin G. B., Razorenov S. V. Dynamic strength of tin and lead melts // *JETP Lett.* 2015. Vol. 102, Issue 8. P. 615–619.
52. Георгиевская А. Б., Раевский В. А. Влияние профиля ударной волны на распределение размеров частиц, выброшенных со свободной поверхности металлов под действием ударной волны (расчетно-теоретические исследования) // *Сб. докл. Международ. конф. «XVII Харитоновские тематические научные чтения»*. – Саратов: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2015. С. 709–716.
53. Holtkamp D. B., Clark D. A., Ferm E. N. et al. A survey of high explosive-induced damage and spall in a selected metals using proton radiography // *AIP Conf. Proc.* 2003. P. 477–482.
54. Kedrinsky V. K. *Hydrodynamics of explosion: experiment and models*. – Novosibirsk: Publ. House of RAS SB, 2000.
55. Grady D. E., Kipp M. E. Mechanisms of dynamic fragmentation: factors governing fragment size // *Mech. of Mater.* Vol. 4, N 3–4. P. 311–320.
56. Иванов А. Г., Раевский В. А., Воронцова О. С. Дробление материала при взрыве // *Физика горения и взрыва*. 1995. Т. 31, № 2. С. 97.
57. Седов Л. И. *Механика сплошной среды*: учебник для вузов. – М.: Наука, 1976. Т. 1.

Experimental and Computational Damage and Ejecta Studies of Pb Explosively Shock Loaded to $P_{SL} \approx 32$ to 40 GPa

K. N. Panov, A. B. Georgievskaya, M. V. Antipov, V. A. Arinin, I. S. Gnutov, D. N. Zamyslov,
D. A. Kalashnikov, A. I. Lebedev, M. O. Lebedeva, A. L. Mikhailov, V. A. Ogorodnikov,
A. S. Pupkov, V. A. Raevskiy, A. S. Sokolova, M. A. Syrunin, B. I. Tkachenko, A. A. Utenkov,
A. V. Fedorov, S. A. Finyshin, E. A. Chudakov, I. V. Yurtov

We report results from an experiment on Pb that we explosively shock loaded to $P_{SL} \approx 32$ and 43 GPa, in a single experiment. These P_{SL} caused the Pb sample to isentropically release to either a liquid or mixed solid–liquid phase post-shock. The post-shock sample damage and dynamics were diagnosed with proton radiography, which gave quantitative damage data within three distinct regions. The first region is the particle (ejecta) cloud, where we observed that total areal mass ejected from the shocked Pb surface is independent of the peak P_{SL} for unsupported (Taylor wave) shockwave loading. The second region, which exhibits spall and cavitation, distends and disperses as the shocked coupon self-similarly expands subsequent to the shockwave impulse and the release into tension. The third region includes undamaged, full density Pb sample. We report quantitative observations from all three regions, and we used the data to evaluate and validate damage and ejecta models, which satisfactorily describe the observed experimental dynamics.

Выброс частиц со свободной поверхности ударно-нагруженных образцов из свинца в вакуумированную и газовую среду

Приведены сравнительные результаты по исследованию «пыления» со свободной поверхности образцов из свинца при наличии перед ней вакуума или газа в зависимости от ее шероховатости и амплитуды давления на фронте ударной волны или фазового состояния материала. Предложены способы оценки массы потока частиц при наличии перед свободной поверхностью газовой среды.

**В. А. Огородников^{1,2}, А. Л. Михайлов^{1,2},
С. В. Ерунов¹, М. В. Антипов¹,
А. В. Федоров¹, М. А. Сырунин^{1,2},
Е. В. Кулаков¹, О. А. Клещевников¹,
И. В. Юртов¹, А. А. Утенков¹,
С. А. Финюшин¹, Е. А. Чудаков¹,
Д. А. Калашников¹, А. С. Пупков¹,
А. В. Чапаев¹, А. В. Мишанов¹,
В. В. Глушихин¹, А. В. Федосеев²,
Р. Р. Тагиров¹, С. А. Костюков¹,
И. Ю. Тагирова¹, Е. В. Сапрыкина¹**

Явление ударно-волнового «пыления» (или выброса) частиц со свободной поверхности (СП) материала при выходе на нее ударной волны (УВ) исследовали экспериментально достаточно долго и подробно, особенно в последнее время [1–15]. Известны также результаты моделирования процесса пыления на основе решения задачи Рихтмайера – Мешкова для малых периодических возмущений синусоидальной формы на СП при падении на нее стационарной или нестационарной УВ как для жидкости, так и для упругопластического материала [12, 14]. Согласно результатам этих исследований превалирующее влияние на механизм выброса частиц со свободной поверхности образца оказывают ее шероховатость (микрорельеф) и агрегатное состояние материала (твер-

© ЖЭТФ. 2017. Т. 152, № 6(12).

¹ РФЯЦ-ВНИИЭФ.

² СарФТИ НИЯУ «МИФИ».

дое или жидкое). При выходе УВ на СП образца с микронеровностями, связанными, например, с токарной обработкой, происходит схлопывание стенок канавок, образовавшихся от резца. При этом формируются микроструи, которые из-за наличия градиента скорости вдоль направления движения и прочности материала распадаются на отдельные фрагменты (частицы). Размер частиц связан с размером и геометрией микронеровности (канавки). В зависимости от агрегатного состояния материала (твердое, жидкое), скоростей частиц и параметров газовой среды более крупные частицы могут дробиться на более мелкие. Следует отметить, что в большей степени имеется информация об источнике пыления, связанная с шероховатостью СП, структурой и дефектностью материала, его фазовым состоянием (твердое, жидкое), и в меньшей степени – с факторами, влияющими на этот процесс, в частности наличием газа перед СП, его плотностью, ударно-волновыми свойствами и начальным давлением в нем. Наличие и поведение слоя или «подушки» из частиц перед СП в газе представляет повышенный интерес, поскольку она экранирует СП и препятствует регистрации тонкой структуры ее движения с использованием, например, доплеровских методов [16].

В зависимости от интенсивности УВ, выходящей на СП, начальных размеров и скоростей частиц, плотности, вязкости газа и его ударно-волновых свойств частицы могут тормозиться в газе, дробиться на более мелкие, будут опережать фронт УВ в газе или находиться между СП и фронтом УВ, образуя своеобразную «подушку» [15]. Если размеры единичных частиц можно сравнительно просто оценить по результатам измерения их скоростей при торможении в неподвижном газе [17], то нахождение распределения плотности и массы частиц в «подушке» перед СП в направлении ее движения представляет более трудную задачу. Это связано со сложным поведением частиц, выбрасываемых со свободной поверхности в газ, включающем в себя последовательность нескольких процессов: торможение и распад первичных частиц в неподвижном газе, если их начальная скорость больше скорости УВ в газе ($U_{нач} > U_{УВ}$); торможение и распад первичных частиц в сжатом и нагретом ударной волной газе, если начальная скорость частиц меньше скорости УВ в газе ($U_{нач} < U_{УВ}$); ускорение или торможение (в зависимости от соотношения скоростей $U_{нач}$, $U_{УВ}$ в момент догона) частиц газовым потоком за догоняющей их ударной волной. Поэтому если использование, например, пьезоэлектрических датчиков и тонких пластин (индикаторной фольги) для определения массы частиц в «подушке» при наличии перед СП вакуума оправданно, то в случае присутствия газа требуется более тщательный анализ их применения с введением соответствующих поправок. Таким образом, моделирование образования и дальнейшей эволюции газометаллической «подушки» перед СП при наличии газа представляет собой достаточно сложную задачу, требующую привлечения дополнительных экспериментальных результатов.

В данной работе представлены новые экспериментальные результаты исследования процесса пыления при выходе УВ с амплитудой на фронте от 17 до 50 ГПа на СП образцов из свинца марки С1 с шероховатостью Rz13 (амплитуда $2a_0 = 13$ мкм, длина волны $\lambda = 60$ мкм) и Ra0,4 ($2a_0 = 1,6$ мкм, $\lambda = 40$ мкм), которая граничила с разреженным воздухом (вакуумом) при давлении $P \leq 10^3$ Па или газовой смесью гелия и азота с плотностью $\rho_0 = 0,04$ г/см³ при давлении $P = 8 \cdot 10^5$ Па. В отличие от многих работ по исследованию пыления, в которых диаметр нагружаемого участка СП составлял ~15–20 мм, в данной работе использовали специальные устройства с увеличенным до 90 мм диаметром площади нагружения СП образца. Это позволило задействовать большее количество пьезоэлектрических и PDV-датчиков для определения количественных характеристик выбрасываемых потоков частиц.

На рис. 1 приведены схемы нагружения образцов, позволяющие создавать различные давления на фронте УВ, выходящей на СП, при которых в свинце реализуются твердое состояние

(~17 ГПа) (рис. 1,*а*) и расплавленное в волне разгрузки (~30 ГПа) (рис. 1,*б*) или ударной волне (~50 ГПа) (рис. 1,*в*), что иллюстрируется диаграммой фазового состояния образцов из свинца при ударно-волновом нагружении (рис. 2) [17, 18].

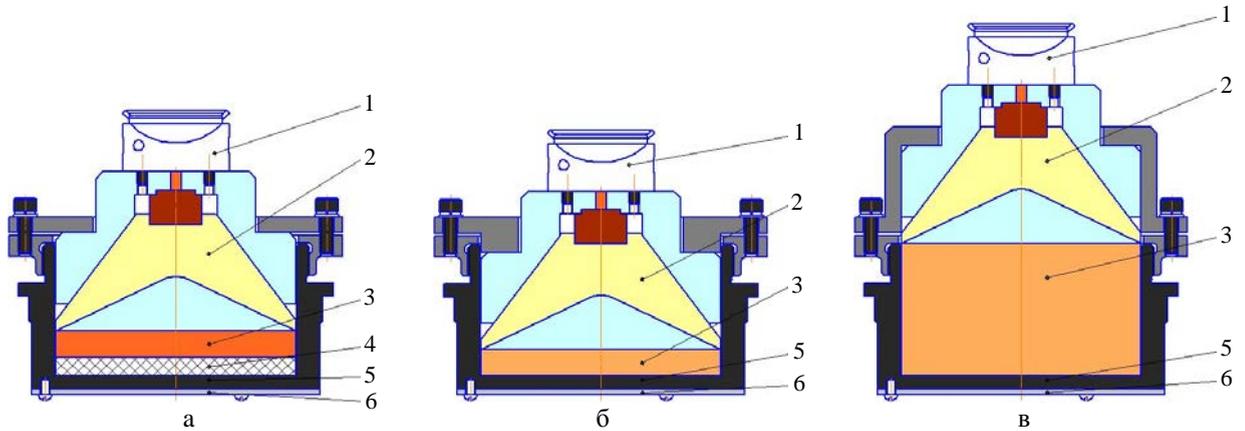


Рис. 1. Схемы нагружения исследуемых образцов: 1 – розетка с электродетонатором, 2 – линзовый генератор УВ, 3 – заряд ВВ, 4 – подложка из фторопласта, 5 – стенка капсулы, 6 – образец

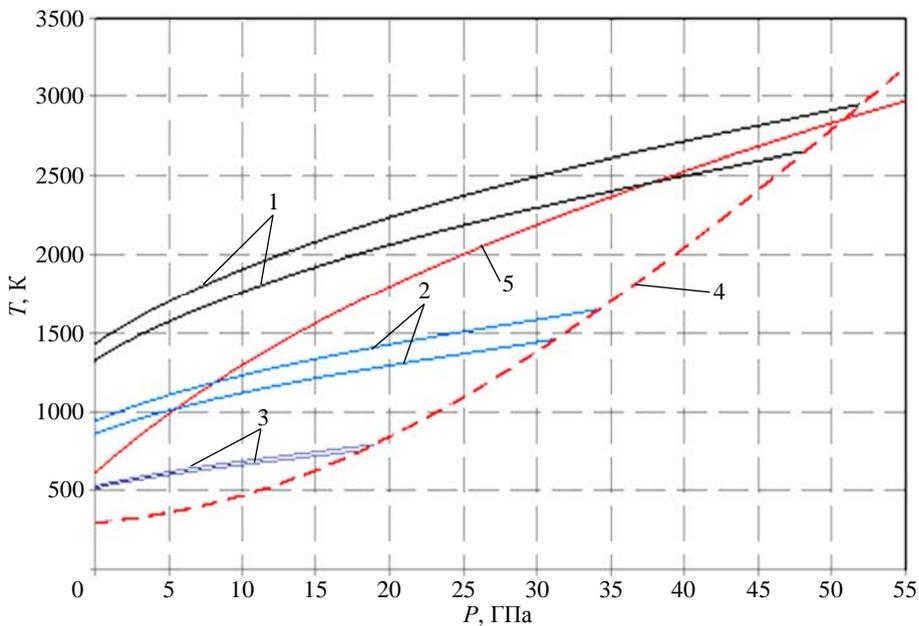


Рис. 2. Фазовая диаграмма при разгрузке свинца из состояний на УВ: 1 – при $P = 50$ ГПа; 2 – при $P = 30$ ГПа; 3 – при $P = 17$ ГПа; 4 – ударная адиабата; 5 – линия плавления

Результаты предварительных сравнительных рентгенографических опытов с образцами из свинца с шероховатостью СП Rz13 в вакууме (рис. 3,*а*) и воздухе (рис. 3,*б,в*) при нормальном давлении ($\sim 10^5$ МПа) свидетельствуют о вполне удовлетворительной одновременности движения пылевых потоков частиц (рис. 3).

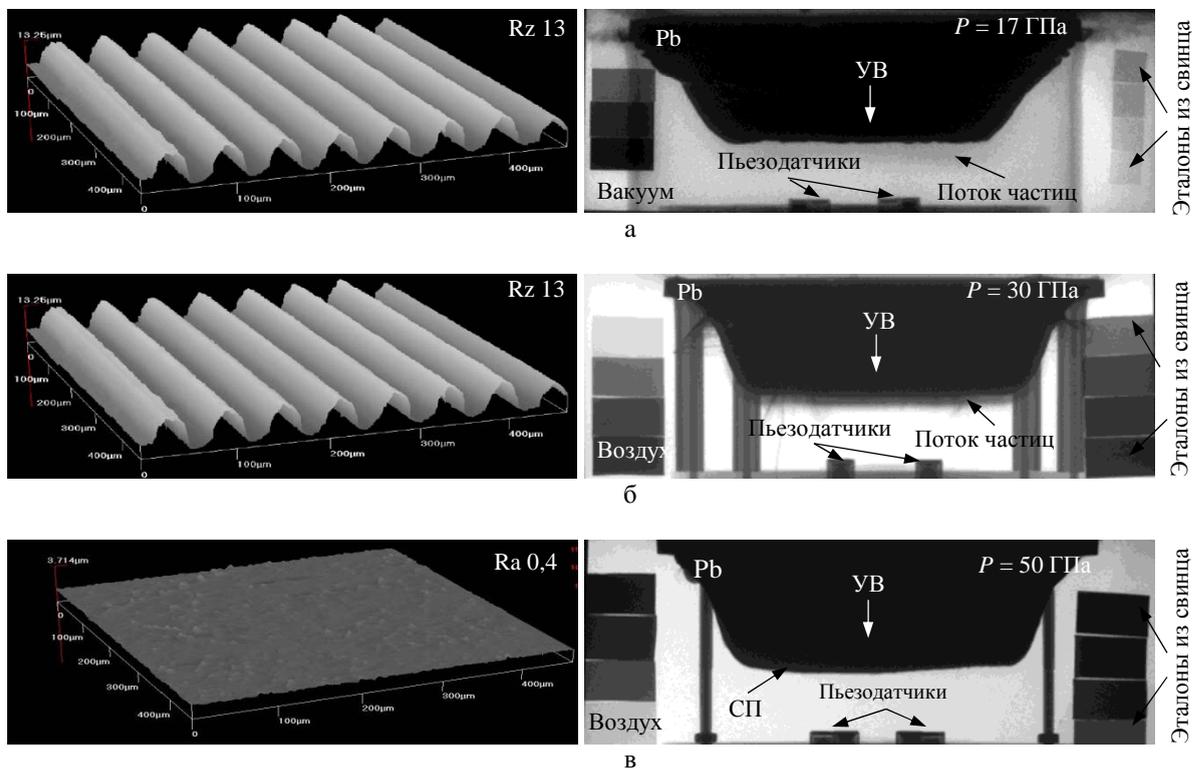


Рис. 3. Начальная шероховатость и форма СП образцов в предварительных опытах

Основные эксперименты проводили на модернизированном комплексе «Пыление» [14] с увеличенным количеством датчиков в приемнике: 8 пьезоэлектрических (4 кварцевых и 4 пьезо-керамических (ЦТС-21)) и 12 PDV-датчиков методики гетеродин-интерферометра (6 датчиков для регистрации СП, 2 датчика для регистрации движения индикаторной фольги из алюминия толщиной 12 и 200 мкм, по два датчика для регистрации движения пластин из кварцевого стекла и тантала толщиной 210 мкм). Образцы и приемники с установленными датчиками помещали в капсулы (рис. 4,а), в которых создавали вакуумированную или газонаполненную среду. При этом вплоть до проведения эксперимента осуществляли контроль разрежения (рис. 4,б) или давления в газе (рис. 4,в).

На рис. 5 приведены типичные профили давления, регистрируемые с помощью пьезоэлектрических датчиков в опытах с вакуумом (рис. 5,а) и газом (рис. 5,в) перед СП; профили скорости движения пылевого потока, СП и индикаторной фольги, регистрируемые PDV-датчиками в вакууме (рис. 5,д); $x-t$ -диаграммы (рис. 5,б,з,е) исследуемых процессов, где T_0 – время выхода УВ на СП образца; T_1 – время прихода к пьезодатчику (ПД) пылевого потока в вакууме или ударной волны в газе; T_1' – время подлета пылевого потока к индикаторной фольге; T_2 – время подлета к ПД поверхности образца; T_2' – время удара образца по индикаторной фольге; T_3 – время подлета к ПД фронта потока частиц в газе.

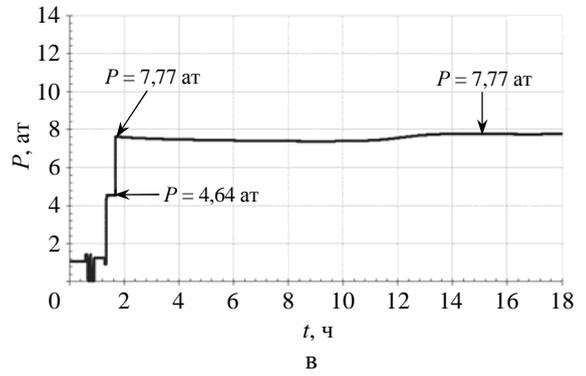
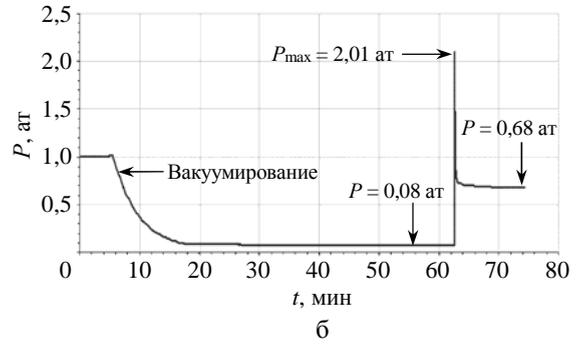
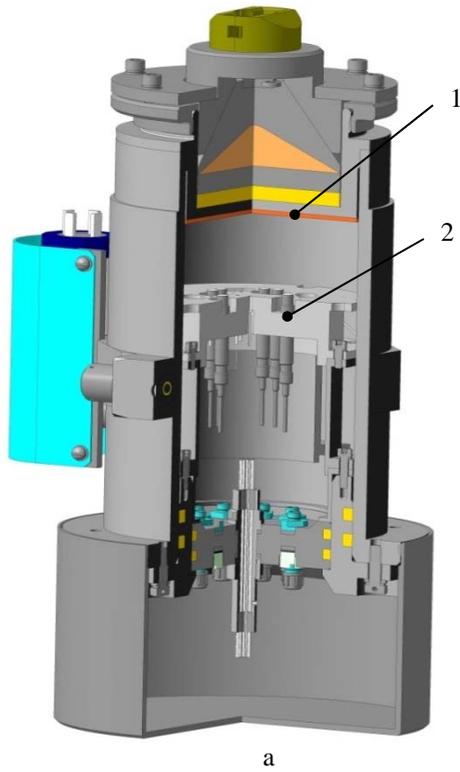


Рис. 4. Вид капсулы с установленным приемником и образцом (а), графики контроля давления разрежения воздуха (б) и давления газа в капсуле (в): 1 – образец с нагружающим устройством, 2 – приемник с установленными датчиками

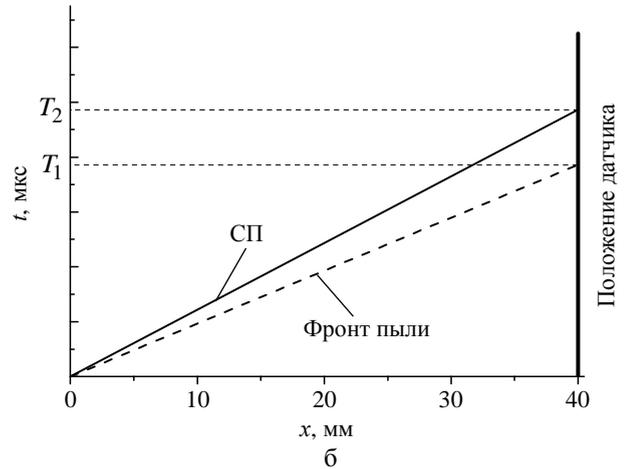
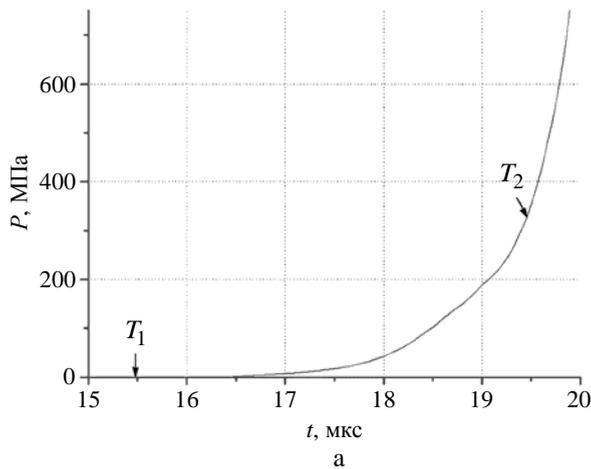


Рис. 5. Типичные профили давления, регистрируемые с помощью пьезоэлектрических датчиков в различных опытах (окончание рис. на с. 121)

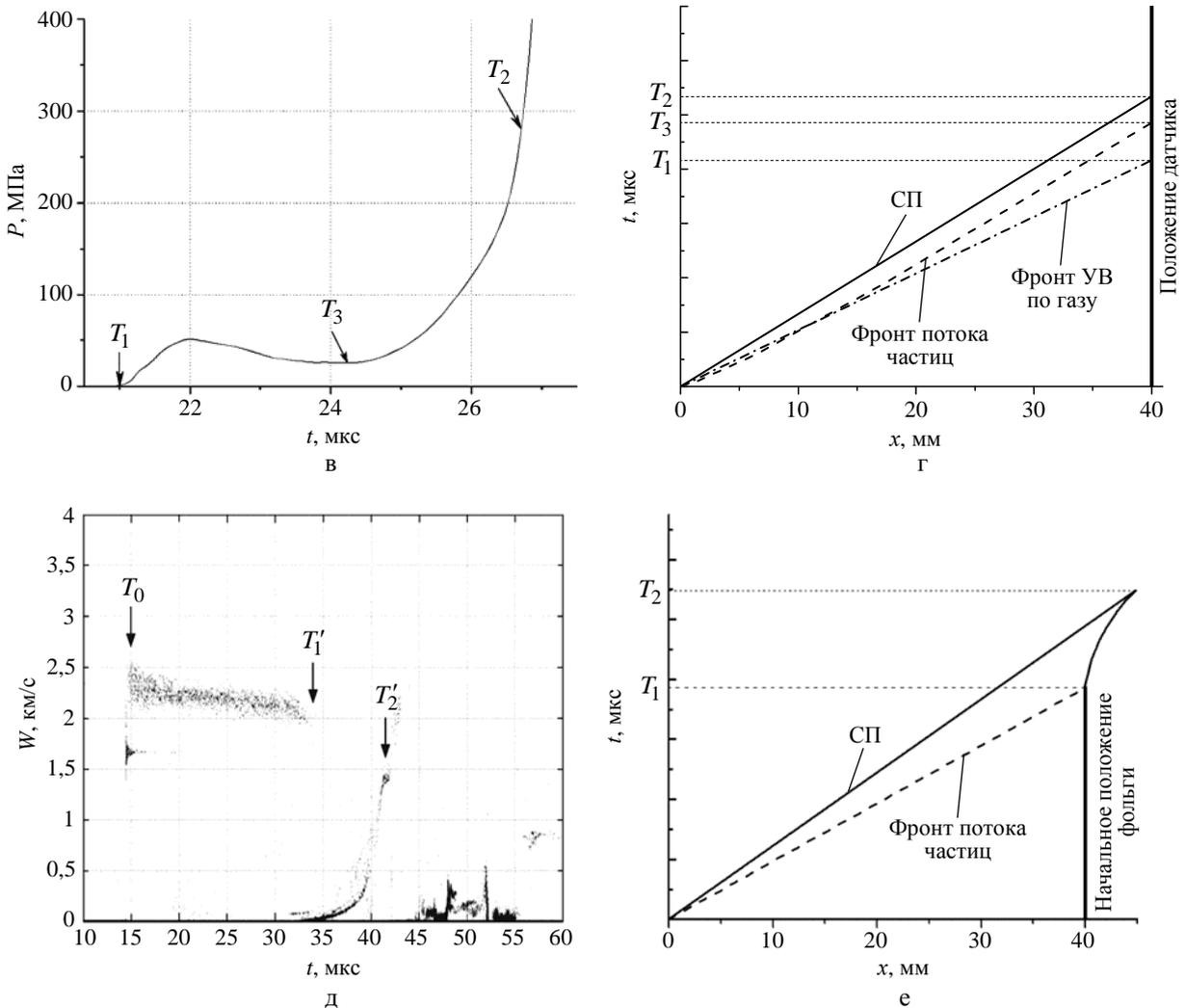


Рис. 5. Окончание

Время T_1 определяли по моменту превышения сигналом пьезодатчика уровня приборного шума на наиболее чувствительном канале осциллографа. Время T_2 определяли по моменту, в который скорость нарастания давления на рассматриваемый датчик резко увеличивалась. Время T_3 определяли по началу повторного плавного нарастания давления на профиле $P(t)$. Эти моменты времени сверяли по $x-t$ -диаграммам, построенным с учетом измерений, выполненных с помощью пьезоэлектрических и PDV-датчиков.

На рис. 6 приведены типичные графики распределения массы частиц в потоке в направлении их движения, полученные формально с помощью соотношений, используемых в методе пьезодатчиков [19]:

$$p(t) = \frac{1}{d_{\text{ПД}} S} \int_{T_1}^t \frac{V(t)}{R} dt, \quad (1)$$

$$\rho(t) = \frac{t^2}{d_{\text{ПД}} S h^2} \int_{T_1}^t \frac{V(t)}{R} dt, \quad (2)$$

$$m_{\text{уд}}(t) = h \int_{T_1}^t \frac{\rho(t)}{t} dt, \quad (3)$$

$$U(t) = h/t, \quad (4)$$

где $d_{\text{ПД}}$ – пьезомодуль чувствительного элемента пьезодатчика; S – площадь чувствительного элемента ПД; $V(t)$ – напряжение, регистрируемое на осциллографах; R – согласующее сопротивление; h – база пролета, соответствующая расстоянию от СП исследуемого образца до ПД.

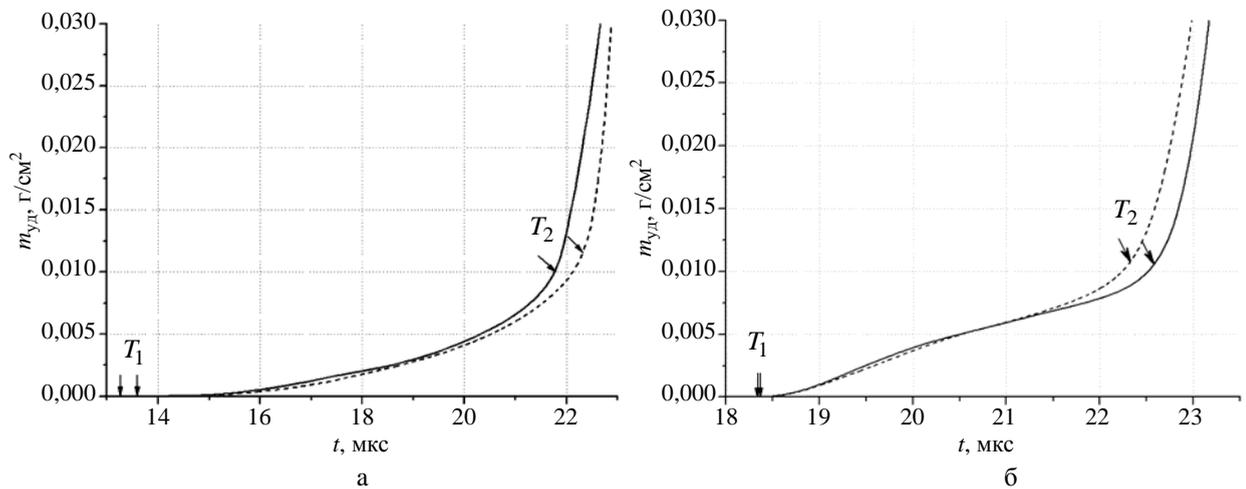


Рис. 6. Типичные зависимости распределения массы потока частиц по формулам (1)–(3), полученные при использовании профилей давления в вакууме (а) и газе (б)

Удельные массы $m_{\text{уд}}(T_2)$, вычисленные с использованием формул (1)–(4), при интегрировании на интервале от T_1 до T_2 для опытов с вакуумом, соответствуют массам потока частиц. Однако для опытов с газом на измерения масс $m_{\text{уд}}(T_2)$ может оказать влияние наличие газа. Для определения удельных масс собственно потока частиц использовали два способа: в первом эту массу определяли путем обработки сигналов только на интервале от T_3 до T_2 по формулам (1)–(4), во втором из полученной массы $m_{\text{уд}}(T_2)$ на интервале от T_1 до T_2 вычитали поправку $\delta m_{\text{уд}}$, учитывающую влияние газа на измерения.

Первый способ основан на предположении о том, что сигналы от пьезодатчиков в интервале времени от T_3 до T_2 связаны, главным образом, с воздействием потока частиц. Проведенные с помощью комплекса программ ЛЭГАК [20] двумерные расчеты показывают, что увеличение давления в моменты T_3 (см. рис. 5, в) нельзя связать с влиянием газа, поэтому рост давления может быть связан только с воздействием потока частиц в газе. Поскольку известно [19], что пьезодатчики генерируют сигналы только при изменении давления, то сигналы, связанные с влиянием газа, возникают в момент прихода УВ в газе T_1 , а к моменту T_3 , когда давление газа на датчики становится постоянным, сигналы под действием газа не генерируются. Можно предположить, что

и газ, находящийся между частицами в газометаллической «подушке», продолжает оказывать на датчики постоянное давление, как и до момента T_3 . В этом случае, проводя процедуры по обработке сигналов с использованием формул (1)–(4) в интервале от T_3 до T_2 , можно оценить массу только потока частиц. Такой способ является в определенной степени оценочным, поскольку неизвестна степень влияния газа, находящегося между частицами, на измерения.

Способ определения массы пыли в газе с использованием измеренных зависимостей давления от времени основан на определении завышения измеряемой с помощью пьезодатчиков массы $m_{уд}(T_2)$ из-за наличия газа. Зная завышение измеряемой массы при наличии газа на величину $\delta m_{уд}$, можно определить количество пыли, намешанной в газ, путем вычитания из общей, оцененной по соотношению (3), удельной массы $m_{уд}(T_2)$ при интегрировании от T_1 до T_2 значения $\delta m_{уд}$. Определить $\delta m_{уд}$ можно по известным профилям давления, регистрируемым пьезодатчиками при отсутствии пыления, например в опытах с образцами, имеющими высокую чистоту обработки поверхности (см. рис. 3, в), или из двумерных численных расчетов, моделирующих обтекание газом ПД при отсутствии пыления, с учетом реальной геометрии.

Так, при давлении ~ 30 и 50 ГПа значение $\delta m_{уд}^1$ было определено из опыта с образцом, чистота обработки поверхности которого была высокой (Ra0,4), поэтому наличием пыли в потоке можно пренебречь. Тогда для этих опытов можно принять, что оцененная по методике пьезоэлектрических датчиков масса равна завышению, связанному с влиянием газа: $m_{уд}(T_2) = \delta m_{уд}^1 = 10,3 \text{ мг/см}^2$.

Для опыта со свинцом при давлении 17 ГПа измеренные зависимости профиля давления от времени на интервале (T_1, T_3) согласуются с рассчитанным для этого опыта профилем давления газа на торец ПД (без учета эффекта пыления) (рис. 7). Это позволяет использовать расчетную зависимость для определения поправки $\delta m_{уд}^2$. Расчет $\delta m_{уд}^2$ дает значение $15,9 \text{ мг/см}^2$.

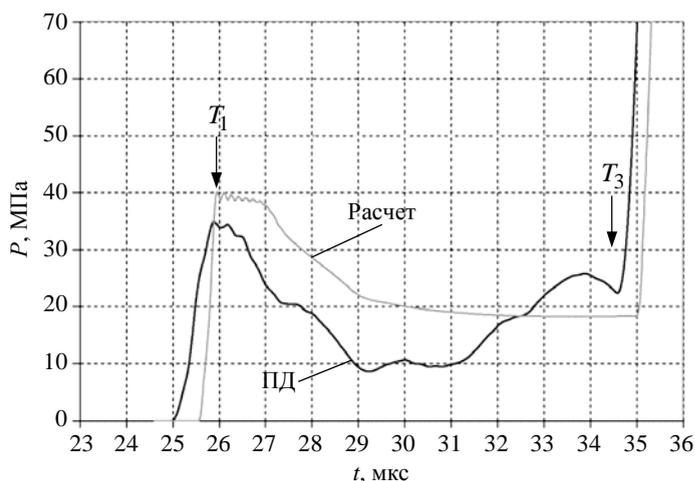


Рис. 7. Профили давления газа на пьезодатчик, рассчитанные по программе ЛЭГАК в двумерной постановке и измеренные пьезодатчиком в опыте без пыления (Ra0,4)

Общая картина обтекания пьезодатчика УВ в газе по результатам двумерного расчета, выполненного по методике ЛЭГАК, приведена на рис. 8.

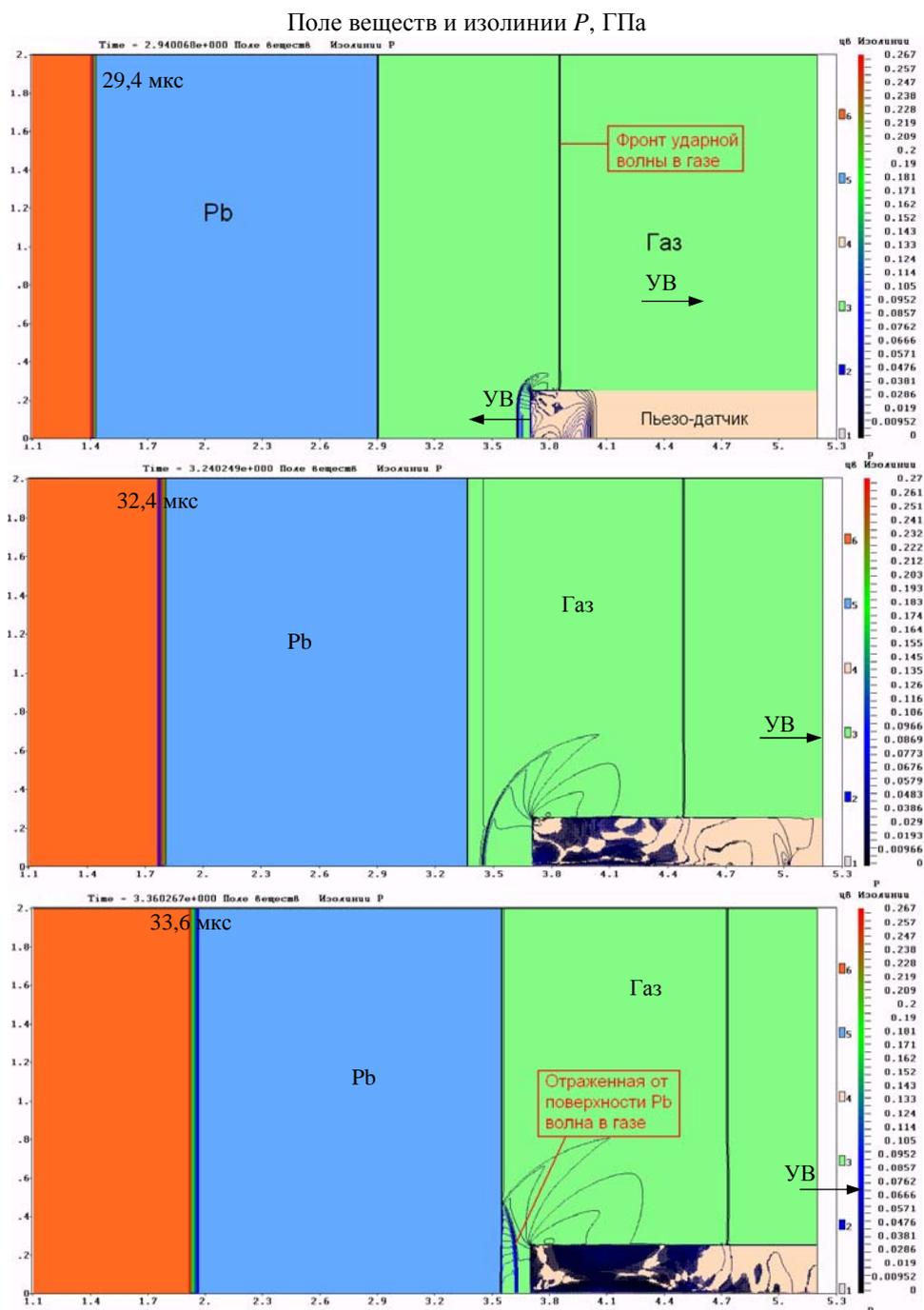


Рис. 8. Процесс обтекания УВ в газе пьезодатчика в расчете по программе ЛЭГАК

Основные кинематические характеристики и значения масс пыли в вакуумированных капсулах и газе, оцененные описанными выше способами, приведены в табл. 1 и 2. Анализ данных в таблицах свидетельствует о том, что скорости фронтов потоков и скорости образцов, измеренные с использованием пьезоэлектрических и PDV-датчиков, хорошо согласуются.

Таблица 1

Результаты измерений и оценок основных кинематических характеристик процесса выброса частиц

$P_{УВ}$, ГПа	$P_{Г}$, атм	U_1 , км/с			U_2 , км/с			U_3 , км/с
		ПД	PDV	Расчет	ПД	PDV	Расчет	
15	0,1	1,9	2,0	1,7	1,1	1,1	1,2	–
30		3,0	3,4	2,7	1,8	1,8	1,7	–
50		3,6	4,1	3,4	2,4	2,3	2,3	–
		3,1	3,4	3,4	2,4	2,3	2,3	–
15	8	1,6	1,5	–	1,1	1,1	1,2	1,2
30		2,2	2,3	–	1,8	–	1,7	1,8
50		2,9	2,8	–	2,4	–	2,3	2,5
		2,8	2,8	–	2,4	2,3	2,3	2,4

Примечание: U_1 – скорость движения фронта пылевого потока в вакууме или УВ в газе; U_2 – скорость движения поверхности образца; U_3 – скорость потока частиц в газе, регистрируемая пьезодатчиками в момент времени T_3 .

Таблица 2

Результаты измерений и оценок массы потоков частиц

$P_{УВ}$, ГПа	$P_{Г}$, атм	$m_{уд}$, мг/см ²					
		Пьезоэлектрическая методика				PDV	Расчет
		$m_{уд}(T_2)$, мг/см ²	$m_{уд}(T_3, T_2)$, мг/см ²	$m_{уд_оцен}$, мг/см ²	$m_{уд_сред}$, мг/см ²		
15	0,1	4,8	–	–	4,8±0,5	2,9±0,1	3,9
30		10,2	–	–	10,2±1	11,6±2,0	8,4
50		7,4	–	–	7,4±0,7	8,0±1,0	5,9
		3,0	–	–	3,0±0,3	3,7±1,8	–
15	8	16,2	2,2	0,3	1,3±1,0	–	–
30		10,7	1,6	0,4	1,0±0,6	–	–
50		11,4	0,9	1,1	1,0±0,2	–	–
		10,3	0,4	0	0,2±0,2	–	–

Примечание: $m_{уд}(T_2)$ и $m_{уд}(T_3, T_2)$ – удельная масса потока частиц, вычисленная с использованием соотношений (1)–(4) для интервалов времени (T_1, T_2) и (T_3, T_2) соответственно; $m_{уд_оцен}$ – оценка массы частиц в газе, сделанная в предположении, что завышение измеренной массы $m_{уд}(T_2)$ равно удельной массе газа, измеренной в опыте без пыления ($\delta m_{уд}^1$) или полученной с использованием расчетной поправки на влияние газа ($\delta m_{уд}^2$).

В опытах в вакууме, как по пьезоэлектрической методике, так и по методике индикаторной фольги, получены близкие значения удельных масс. В этих опытах при давлении в УВ ~30 и 50 ГПа, когда свинец плавится в волне разгрузки или в УВ, измеренные удельные массы потоков частиц примерно в 2 раза больше, чем в опыте с давлением ~17 ГПа, при котором плавление материала образца не реализуется, что не противоречит известным экспериментальным данным [4].

При фиксированном давлении в УВ, равном 50 ГПа, измеренная масса потока частиц оказалась в 2,5 раза меньше для опыта с образцом, имеющим меньшую шероховатость. Отмеченные закономерности имели место также при расчетном моделировании опытов с использованием программного комплекса ЛЭГАК [20] – как по скоростям образцов и фронтам потоков частиц, так и по удельным массам потоков частиц.

В опытах с газом значения подлетных скоростей пыли, измеренные датчиками PDV, оказались близки к скоростям пылевых потоков, регистрируемых пьезоэлектрической методикой на фоне газа (фиксируемых в моменты T_3 , см. рис. 5,2). Это подтверждает правильность интерпретации регистрируемого нарастания давления после моментов T_3 как следствия воздействия пылевых потоков в газе.

Сравнение скоростей фронтов потоков частиц в вакууме с подлетными скоростями частиц в газе по обоим используемым методикам показывает их снижение в $\sim 1,6$ раза в использованной газовой смеси, а оцененные значения удельных масс пыли в опытах с газом оказались почти на порядок меньше, чем в опытах без газа, и не превышают $1,3 \text{ мг/см}^2$. Можно отметить, что учет влияния газа по обоим способам оценки дает близкие значения массы частиц в потоке.

По нашему мнению, начальное количество материала (частиц), выбрасываемого со свободной поверхности за счет микрокумуляции, в вакууме и газовой смеси близко, однако измеренная меньшая масса частиц в газовой смеси свидетельствует о том, что основная часть частиц прижимается к свободной поверхности. В результате наблюдается более плотная и тонкая газометаллическая «подушка», воспринимаемая пьезодатчиком как удар СП.

По измерениям с помощью PDV-датчиков траекторий торможения частиц в газе оценены их размеры, которые составили от 1 до 3 мкм.

Таким образом, по результатам опытов с образцами из свинца можно утверждать, что наличие газовой смеси гелия и азота с плотностью $\rho_0 = 0,04 \text{ г/см}^3$ при давлении $P_T = 8 \cdot 10^5 \text{ Па}$ перед СП приводит к тому, что поток частиц прижимается к образцу в виде газометаллического слоя («подушки») толщиной $\sim 1 \text{ мм}$, а регистрируемая пьезодатчиками удельная на единицу поверхности масса частиц в потоке газа намного меньше изначально выброшенной.

Список литературы

1. Vogan W. S., Anderson W. W., Grover M. et al. // J. Appl. Phys. 2005. Vol. 98. P. 113508.
2. Семкин Н. Д., Воронов К. Е., Новиков Л. С., Богоявленский Н. Г. // Приборы и техника эксперимента. 2005. № 2. С. 123.
3. Resseguier T., Signor L., Dragon A. et al. // J. Appl. Phys. 2007. Vol. 101. P. 013506.
4. Zellner M. B., Grover M., Hammerberg J. E. // J. Appl. Phys. 2007. Vol. 102. P. 013522.
5. Germann T. C., Hammerber J. E., Dimonte G. // 7th Biannual Int. Conf. New models and hydrocodes for shock wave processes in condensed matter. Portugal, 2008.
6. Огородников В. А., Михайлов А. Л., Бурцев В. В. и др. // ЖЭТФ. 2009. Т. 136. С. 6.
7. Невмержицкий Н. В., Михайлов А. Л., Раевский В. А. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Теор. и прикл. физика. 2010. № 3. С. 3.
8. Dimonte G., Terrones G., Cherne F. // Phys. Rev. Lett. 2011. Vol. 107. P. 264502.

9. Yongtao Chen, Haibo Hu, Tiegang Tang, Guowu Ren, Qingzhong Li // J. Appl. Phys. 2012. Vol. 111. P. 053509.
10. Or'о D. M., Hammerberg J. E., Buttler W. T. et al. // AIP Conf. Proc. 2012. P. 1351–4.
11. Sorenson D. S., Malone R. M., Capelle G. A. et al. // Proc. NEDPC 2013 (Livermore, California, US), LA-UR-14-23036, 2013.
12. Антипов М. В., Георгиевская А. Б., Игонин В. В. // Сб. докл. Международ. науч. конф. «XV Харитоновские чтения». – Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2013. С. 666.
13. Monfared S. K., Or'о D. M., Grover M. et al. // J. Appl. Phys. 2014. Vol. 116. P. 063504.
14. Михайлов А. Л., Огородников В. А., Сасик В. С. и др. // ЖЭТФ. 2014. Т. 145. С. 5.
15. Огородников В. А., Михайлов А. Л., Сасик В. С. и др. // ЖЭТФ. 2016. Т. 149. С. 6.
16. Asay J. R., Barker L. M. // J. Appl. Phys. 1974. Vol. 45. P. 2540.
17. Федоров А. В., Михайлов А. Л., Финюшин С. А. и др. // Сб. докл. Международ. науч. конф. «XV Харитоновские чтения». – Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ. 2013. С. 274.
18. Копышев В. П., Медведев А. Б. Термодинамическая модель сжимаемого ковалюма: препринт РФЯЦ-ВНИИЭФ № 121. – Саров, 1995.
19. Vogan W. S., Anderson W. W., Grover M. et al. Piezoelectric characterization of ejecta from shocked tin surface // J. Appl. Phys. 2005. Vol. 98. P. 113508.
20. Авдеев П. А., Артамонов М. В., Бахрах С. М. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Матем. моделирование физ. процессов. 2001. Вып. 3. С. 14.

Particle Ejection from Free Surfaces of Shock-Loaded Lead Samples into Vacuum and Gaseous Media

V. A. Ogorodnikov, A. L. Mikhailov, S. V. Erunov, M. V. Antipov, A. V. Fedorov,
M. A. Syrunin, E. V. Kulakov, O. A. Kleshchevnikov, I. V. Yurtov, A. A. Utenkov,
S. A. Finyushin, E. A. Chudakov, D. A. Kalashnikov, A. S. Pupkov, A. V. Chapaev,
A. V. Mishanov, V. V. Glushikhin, A. V. Fedoseev, R. R. Tagirov, S. A. Kostyukov,
I. Yu. Tagirova, E. V. Saprykina

Contains comparative results for the studies of «ejection» from free surfaces of lead samples with vacuum or gas in front of it depending on roughness and pressure amplitude in a shock wave front or on a material phase state. Techniques were suggested to estimate a mass of a particle flux with a gaseous medium before a free surface.

УДК 532.593

DOI: 10.53403/9785951504944_2020_25.2_128_135

Результаты экспериментов по квазиизоэнтропическому сжатию дейтерия и гелия до экстремальных давлений ~3000 ГПа

М. В. Жерноклетов^{1,2}, В. А. Раевский¹,
С. Ф. Маначкин¹, Н. Б. Давыдов¹,
К. Н. Панов¹, А. В. Рыжков¹,
В. А. Аринин¹, Б. И. Ткаченко¹,
А. И. Логвинов^{1,2}, В. А. Комраков¹,
А. И. Давыдов¹, Н. Н. Анашкин¹

Проведены эксперименты по исследованию процесса сферического сжатия дейтерия и гелия до давлений ~3000 ГПа в квазиизоэнтропическом режиме. Процесс сжатия исследуемого газа регистрировался с помощью многокадрового рентгенографического комплекса, который позволяет в одном эксперименте получить до 9 рентгеновских снимков полости с газом в различные моменты времени. Рентгеновские снимки свидетельствуют о том, что взрывные устройства обеспечивают близкую к сферически-симметричной форму полости с газом вплоть до максимального сжатия газа. Имеется хорошее совпадение экспериментальных данных с результатами расчетов, выполненных с использованием разработанных в РФЯЦ-ВНИИЭФ уравнений состояния исследованных газов. По результатам этих расчетов определены величины, характеризующие область достигнутых в экспериментах состояний сжатых газов: дейтерий – плотность 5,5 г/см³, давление 3,6 ТПа; гелий – плотность 4,7 г/см³, давление 2,4 ТПа.

Введение

Исследования поведения таких газов, как дейтерий и гелий, в экстремальных состояниях при давлениях в десятки и сотни мегабар и плотностях ~10 г/см³ представляют большой научный интерес. Результаты этих исследований используются для построения широкодиапазонных уравнений состояния данных газов, необходимых, например, при решении проблемы осуществления инерциального термоядерного синтеза. Кроме того, наша Вселенная состоит в основном из водорода и гелия, и их уравнения состояния важны для космологии при разработке теорий образования и эволюции звезд и гигантских газовых планет.

Для изучения свойств различных материалов (в том числе и газов) при высоких давлениях и температурах широко используются методы нагружения исследуемых веществ ударными волнами и методы изоэнтропического и квазиизоэнтропического сжатия. Эти методы дополняют друг друга и позволяют осуществлять проверку различных моделей уравнений состояния в широ-

© Физика горения и взрыва. 2018. Т. 5, № 5. С. 13–17.

¹ РФЯЦ-ВНИИЭФ.

² СарФТИ НИЯУ «МИФИ».

ком диапазоне давлений, плотностей и температур. Ударно-волновые методы нагружения позволяют достичь высоких давлений и температур, но имеют ограничения по максимально достижимым плотностям. Значительно больших плотностей позволяют достичь методы изоэнтропического и квазиизоэнтропического сжатия. Для получения высоких плотностей и давлений в исследуемых материалах применяются нагружающие устройства, использующие взрывчатые вещества (ВВ). Наиболее эффективно применение сферических взрывных устройств, в которых передача энергии от ВВ к исследуемому материалу осуществляется с помощью сферической кумуляции энергии.

В РФЯЦ-ВНИИЭФ в последние годы, после ввода в эксплуатацию нового диагностического инструмента – многокадровой импульсной рентгеновской установки, активно исследуется квазиизоэнтропическое сжатие газов с применением сферических взрывных нагружающих устройств [1–4]. Установка позволяет в одном взрывном эксперименте получить до девяти рентгеновских снимков полости с исследуемым газом в различные моменты процесса сжатия.

По рентгеновским снимкам для каждого момента времени определяется средний радиус полости с газом. Экспериментальные данные сравниваются с аналогичными расчетными зависимостями, полученными путем численного моделирования работы экспериментальных взрывных устройств. Сравнение расчетных и экспериментальных данных дает возможность определить, насколько хорошо использованное в расчетах уравнение состояния исследуемого газа описывает экспериментальную зависимость от времени радиуса сжимаемой полости с газом, и сделать вывод о том, нуждается ли это уравнение состояния в корректировке.

В данной работе представлены результаты двух экспериментов, в которых в одинаковых по конструкции взрывных экспериментальных устройствах исследовалось сжатие дейтерия и гелия при одинаковых начальных давлениях. Использовались модернизированные по сравнению с применявшимися в [1–4] взрывные экспериментальные устройства, изменения в конструкции которых были направлены на улучшение симметрии полости с газом.

Схема экспериментов

Для исследований сжатия газов использовалось многослойное взрывное сферическое нагружающее устройство.

Разрез устройства по радиусу и кумулирующая система для сжатия газа приведены на рис. 1. Заряд ВВ выполнен в виде сферического слоя, в котором генерируется сходящаяся сферически-симметричная детонационная волна. Кумулирующая система, обеспечивающая передачу энергии от ВВ к исследуемому газу, состоит из двух оболочек, разделенных промежутком, заполненным гелием при давлении ~250 атм. Внешняя оболочка, примыкающая к заряду ВВ, выполнена из стали, внутренняя, непосредственно обжимающая исследуемый газ, – из титана. Наличие слоя гелия между оболочками кумулирующей системы обеспечивает плавный разгон титановой оболочки и способствует снижению амплитуды возмущений, искажающих сферическую симметрию сжатия исследуемого газа. Исследуемый газ закачивался в центральную полость взрывного нагружающего устройства; начальное давление исследуемых газов в полости составляло 120 атм.

Схема проведения эксперимента приведена на рис. 2.

Многокадровая рентгенографическая установка включает в себя три источника рентгеновского излучения, расположенные в защитном сооружении. Оси пучков рентгеновского излучения этих источников пересекаются в одной точке вне защитного сооружения. Углы между осями пучков рентгеновского излучения составляют 45°.

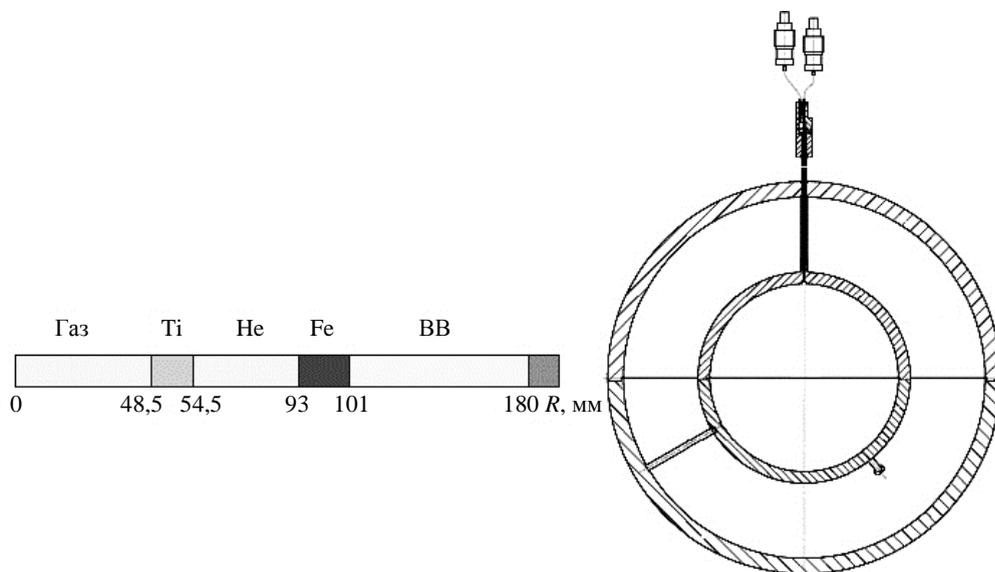


Рис. 1. Сечение взрывного устройства и схема конструкции кумулирующей системы

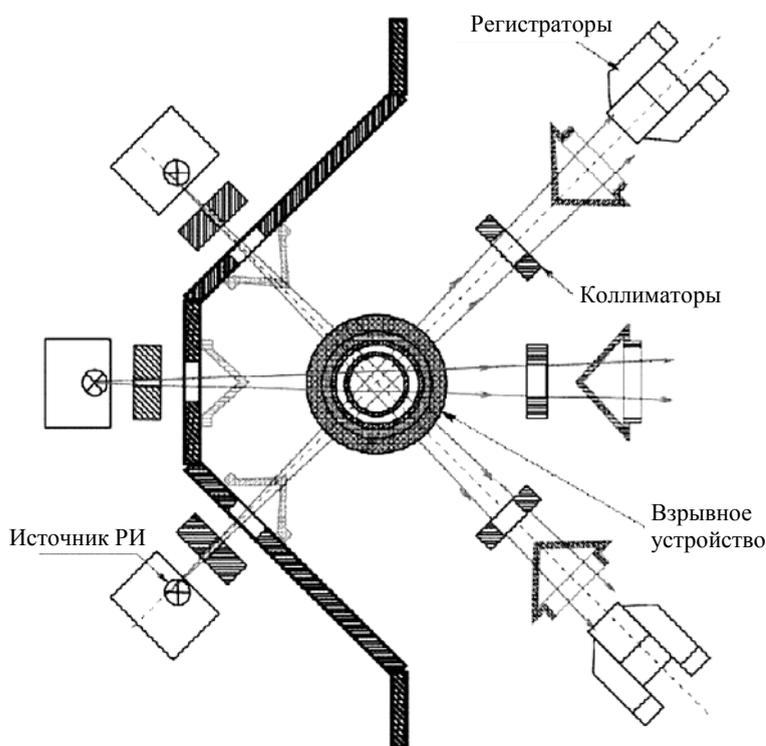


Рис. 2. Схема проведения взрывных экспериментов с использованием многокадровой рентгеновской установки

Взрывное сферическое устройство располагается таким образом, чтобы его центр находился в точке пересечения осей пучков рентгеновского излучения. Каждый из источников рентгеновского излучения в ходе эксперимента может генерировать до трех импульсов с минимальным ин-

тервалом $\sim 0,5$ мкс. Изображение сжимаемой газовой полости формируется и регистрируется с помощью системы электронно-оптических регистраторов, которые активируются синхронно с моментами генерации рентгеновских импульсов. Регистраторы располагаются за защитой. Более подробное описание работы многокадровой рентгеновской установки содержится, например, в [2].

Далее с помощью цифровой обработки полученных изображений [5] определяются средние радиусы полости с газом в различные моменты времени и сравниваются с соответствующими расчетными зависимостями радиуса полости с газом от времени.

Результаты экспериментов

Проведены два эксперимента по регистрации процесса сжатия дейтерия и гелия в одинаковых взрывных сферических нагружающих устройствах. Исследуемые газы закачивались в центральную полость нагружающих устройств объемом $\sim 0,5$ л. Начальная плотность газов составляла $0,02$ г/см³. Температура воздуха при проведении экспериментов – около -10 °С.

В таблице приведены данные, полученные в процессе цифровой обработки рентгеноснимков: экспериментальные времена рентгенографирования (t), отсчитанные от реперного сигнала; значения средних радиусов (R) полости с газом в каждый момент времени; среднеквадратичные отклонения радиусов (σ), определенных для нескольких сечений по рентгеноснимку, от среднего радиуса полости для данного рентгеноснимка.

Экспериментальные данные о зависимости от времени радиусов полости с газом

Исследуемый газ	t , мкс	R , мм	σ , мм
Дейтерий	43,09	36,97	0,4
	44,33	25,28	0,4
	44,8	22,37	0,4
	45,53	13,39	0,33
	45,98	8,21	0,29
	46,5	8,2	0,56
	46,98	11,04	1,04
	48,09	13,01	2,04
Гелий	43,4	36,13	0,27
	44,12	30,53	0,19
	44,82	24,24	0,22
	45,37	19,21	0,36
	45,72	14,85	0,3
	46,24	9,32	0,42
	46,73	7,28	0,61
	47,23	8,13	2
48,13	11,53	0,87	

На рис. 3, 4 сравниваются экспериментальные данные с результатами, полученными по разработанной в РФЯЦ-ВНИИЭФ одномерной программе расчета газодинамических течений сжимаемых сред [6]. Счет велся по лагранжевой методике. В расчетах для дейтерия и гелия использовались табличные уравнения состояния [7].

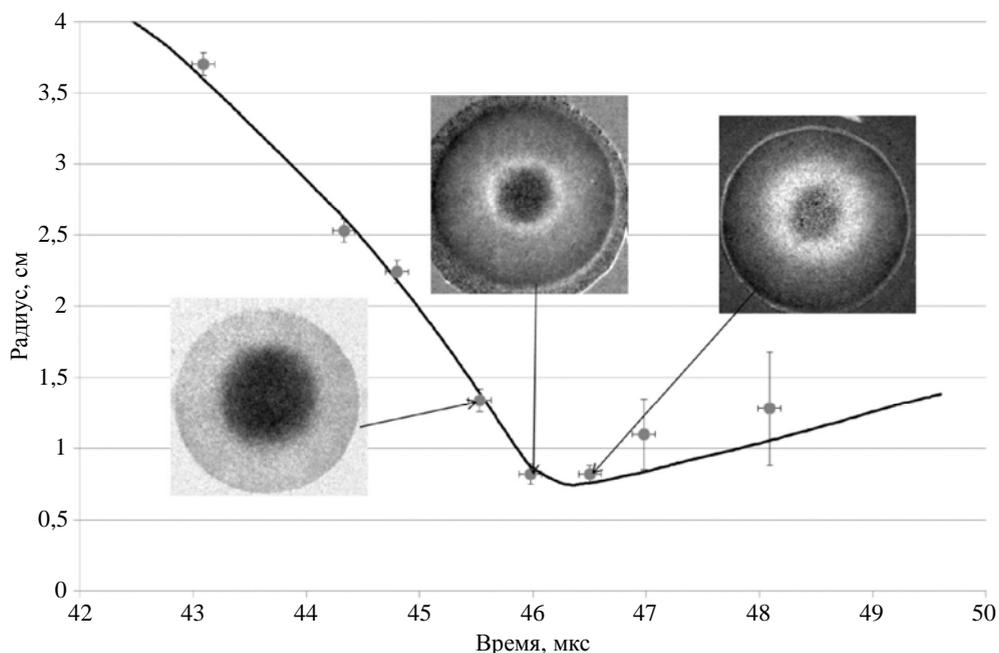


Рис. 3. Сравнение экспериментальных и расчетных данных для опыта по сжатию дейтерия

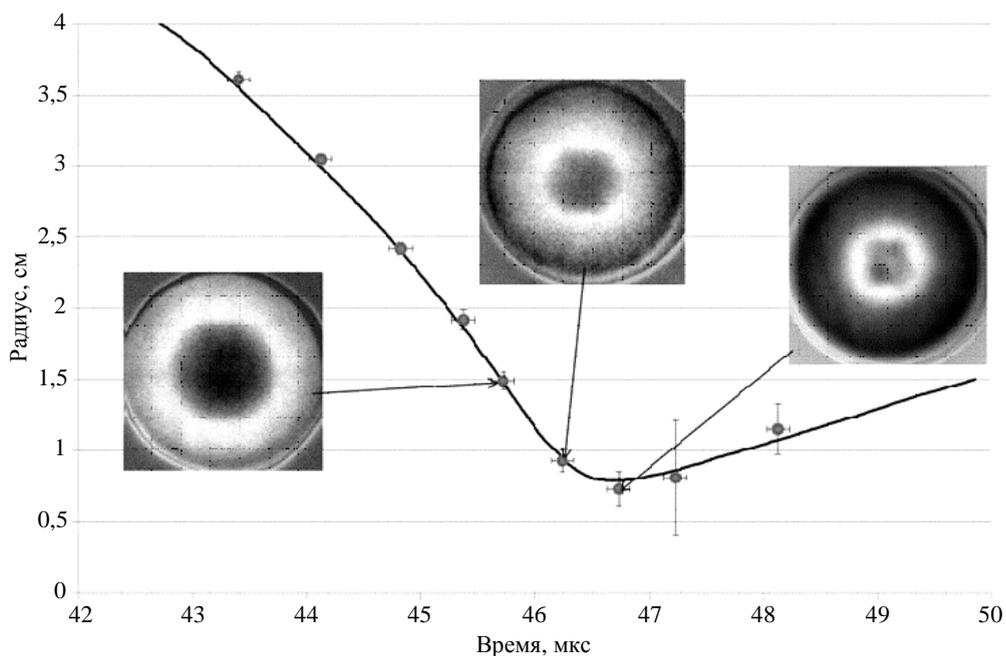


Рис. 4. Сравнение экспериментальных и расчетных данных для опыта по сжатию гелия

На рис. 3, 4 расчетные зависимости радиусов полостей с газом показаны линиями, экспериментальные результаты – точками с планками погрешностей. Погрешности по времени составляют $\pm 0,1$ мкс (2σ), за погрешности радиусов приняты удвоенные значения σ из таблицы. Кроме того, на рисунках приведены полученные в экспериментах рентгено снимки полостей с газом в моменты,

близкие к максимальному сжатию газа. Видно, что в эти моменты форма сжатого газа (темная область в центре рентгено снимков) близка к сферической. На стадии расширения асимметрия газа резко возрастает, что приводит к увеличению погрешности определения среднего радиуса полости с газом.

Из рис. 3, 4 видно, что вплоть до моментов достижения максимального сжатия полости с исследуемым газом наблюдается удовлетворительное согласие расчетных и экспериментальных данных.

Применявшаяся экспериментальная методика не позволяет получать прямые данные об уравнениях состояния исследуемых газов. То есть в данных экспериментах не измеряются одновременно три параметра, характеризующие уравнение состояния газа, например плотность, давление и внутренняя энергия. В экспериментах регистрируются фазы процесса сжатия газа, зависящие от свойств газа в условиях опыта. В случае совпадения расчетных и экспериментальных результатов можно сделать вывод о том, что используемое в расчетах уравнение состояния газа адекватно описывает его свойства в данных условиях, в случае несовпадения – вывод о необходимости корректировки уравнения состояния.

Процесс сжатия газа в сферическом взрывном нагружающем устройстве зависит от многих факторов, таких, например, как мощность ВВ, динамические свойства материалов оболочек и т. д. Однако, как показывают расчеты, основным фактором, определяющим минимальный радиус полости с газом, являются именно свойства исследуемого газа. Для иллюстрации этого положения на рис. 5 приведены зависимости радиусов полостей с газом в процессе сжатия, полученные в трех расчетах, в которых для газа использовались уравнения состояния в форме идеального газа, позволяющие легко изменять «жесткость» уравнения состояния путем варьирования только одного параметра – γ . Использовались значения $\gamma = 1,7$; $1,8$ и $1,9$.

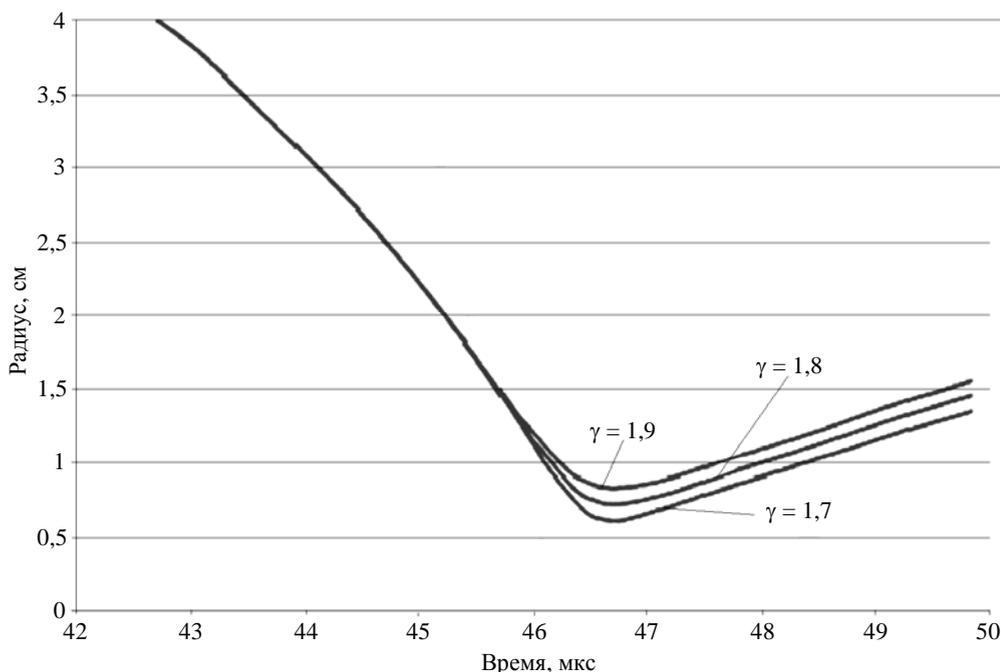


Рис. 5. Результаты расчетов с использованием уравнения состояния в форме идеального газа

Из рис. 5 видно, что расчетная траектория границы полости с газом чувствительна к сравнительно небольшим изменениям уравнения состояния газа. Изменение параметра γ на $\pm 0,1$ приводит к изменению минимального радиуса полости на $\pm 1,1$ мм при экспериментальной погрешности определения радиуса $\pm 0,8$ мм (2σ). Напротив, при варьировании в расчетах уравнения состояния материала обжимающей газ оболочки (в разумных пределах) не удалось заметным образом изменить траекторию границы полости.

Выводы

Сравнение результатов экспериментов и расчетов, в которых использовались разработанные в РФЯЦ-ВНИИЭФ табличные уравнения состояния дейтерия и гелия, свидетельствует об их удовлетворительном согласии. Эксперименты показывают, что нет необходимости в корректировке уравнений состояния исследованных газов в области состояний, реализованных в процессе сжатия газов.

Для характеристики области состояний газов, достигнутых в экспериментах, можно использовать величины, полученные в расчетах, описывающих экспериментальные данные: максимальную среднюю плотность газа (ρ_{\max}) и максимальное расчетное давление на поверхности полости с газом (p_{\max}). В проведенных экспериментах достигнуты экстремальные состояния, характеризующиеся следующим образом: дейтерий – $\rho_{\max} = 5,5 \pm 1,6$ г/см³, $p_{\max} = 3,6 \pm 0,5$ ТПа; гелий – $\rho_{\max} = 4,7 \pm 1,4$ г/см³, $p_{\max} = 2,4 \pm 0,4$ ТПа.

Работа выполнена при финансовой поддержке Госкорпорации «Росатом» (государственный контракт № Н.4х.44.9Б.16.1037).

Список литературы

1. Мочалов М. А., Ильяев Р. И., Фортов В. Е. и др. Измерение сжимаемости дейтериевой плазмы при давлении 1800 ГПа // Письма в ЖЭТФ. 2010. Т. 92. С. 336–341.
2. Мочалов М. А., Ильяев Р. И., Фортов В. Е. и др. Измерение квазиизэнтропической сжимаемости гелия при давлении ~5000 ГПа // Письма в ЖЭТФ. 2012. Т. 96. С. 172–177.
3. Мочалов М. А., Ильяев Р. И., Фортов В. Е. и др. Измерение квазиизэнтропической сжимаемости гелия и дейтерия при давлениях 1500–2000 ГПа // ЖЭТФ. 2012. Т. 142. С. 696–709.
4. Мочалов М. А., Ильяев Р. И., Фортов В. Е. и др. Исследование квазиизэнтропической сжимаемости дейтерия и гелия при давлениях 1500–5000 ГПа // ЖЭТФ. 2014. Т. 146. С. 169–185.
5. Аринин В. А. Функциональный метод трассировки границ раздела двух сред в осесимметричных объектах по их рентгеновским изображениям // Сб. докл. Международ. конф. «Х Забабахинские научные чтения». – Снежинск: РФЯЦ-ВНИИТФ, 2009.
6. Гаврилов Н. Ф., Иванова Г. Г., Селин В. И., Софронов В. Н. Программа УП-ОК для решения одномерных задач механики сплошной среды в одномерном комплексе // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Методики и программы численного решения задач матем. физики. 1982. № 3. С. 11–16.

7. Копышев В. П., Хрусталеv В. В. Уравнение состояния водорода до 10 Мбар // Приклад. механика и техн. физика. 1980. Т. 21. С. 122–128.

Results of Experiments on Quasi-Isentropic Compression on Deuterium and Helium to Extreme Pressure of ~3000 GPa

M. V. Zhernokletov, V. A. Raevskiy, S. F. Manachkin, N. B. Davydov, K. N. Panov,
A. V. Ryzhkov, V. A. Arinin, B. I. Tkachenko, A. I. Logvinov, V. A. Komrakov,
A. I. Davydov, N. N. Anashkin

Experiments were performed to study the spherical compression of deuterium and helium to pressures of ~3000 GPa in a quasi-isentropic regime. The process was recorded by a multi-frame radiographic system which produced up to nine X-ray images of a cavity with gas at various times in one experiment. X-ray images show that explosive devices provide a cavity shape close to spherically symmetric with gas up to the maximum compression of the gas. The experimental data are in good agreement with the results of calculations performed using the RFNC-VNIIEF equations of state of the gases studied. The results of these calculations are used to determine the parameters of the region of compressed gas states reached in the experiments: for deuterium, density 5.5 g/cm³ and pressure 3.6 TPa; for helium, density 4.7 g/cm³ and pressure 2.4 TPa.

Особенности ударно-волнового инициирования взрывчатых веществ на основе октогена и триаминотринитробензола (ТАТБ)

**Е. Н. Богданов, В. М. Бельский,
А. В. Родионов, М. Е. Шаврин,
В. И. Буренин**

Представлены некоторые результаты исследований особенностей инициирования составов на основе октогена и ТАТБ, которые проявляют признаки гомогенного и гетерогенного инициирования. Применены методики микро-волновой диагностики и манганинового датчика давления для регистрации непрерывных временных зависимостей скорости инициирующей ударной волны и профилей давления во взрывчатом веществе. Результаты исследований свидетельствуют о различном поведении взрывчатых составов на основе октогена и ТАТБ при их ударно-волновом нагружении. Выявленные особенности поведения составов на основе октогена и ТАТБ представляют интерес при калибровке и верификации моделей кинетики детонации.

Введение

В настоящее время при изучении процессов ударно-волнового инициирования взрывчатых веществ (ВВ) выделяют два основных механизма: гомогенный и гетерогенный [1–4]. Данные понятия относят в основном к жидким ВВ [1–5], но в последнее время применяют и к некоторым твердым – октогену и триаминотринитробензолу (ТАТБ) [4].

При гомогенном инициировании после входа ударной волны (УВ) во взрывчатое вещество спустя некоторое время (время индукции) у поверхности инициирования развивается реакция взрывчатого превращения (тепловой взрыв), в результате чего повышается давление. Данная реакция движется по сжатому ВВ в том же направлении, что и ударная волна. После догона ею фронта ударной волны формируется стационарная детонационная волна.

При гетерогенном инициировании рост параметров происходит на фронте ударной волны, реакция разложения «привязана» к нему. Волна непрерывно ускоряется до тех пор, пока не произойдет переход к детонации.

В данной работе представлены результаты исследований особенностей инициирования составов на основе октогена и ТАТБ, которые проявляют признаки гомогенного и гетерогенного инициирования. Полученные результаты свидетельствуют о различном поведении взрывчатых составов на основе октогена и ТАТБ при их ударно-волновом нагружении.

Постановка экспериментов

Ударная волна прямоугольного профиля амплитудой $\sim 2-20$ ГПа и длительностью $\sim 5-10$ мкс создавалась с помощью взрывного плосковолнового нагружающего устройства (рис. 1).

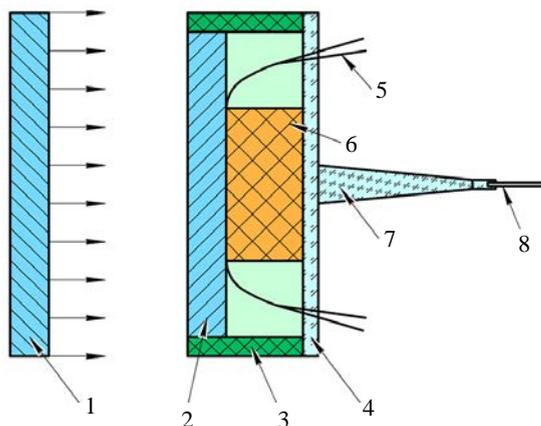


Рис. 1. Схема проведения экспериментов: 1 – ударник, 2 – экран, 3 – корпус, 4 – крышка, 5 – манганиновые датчики, 6 – образец ВВ, 7 – излучатель, 8 – диэлектрический волновод

Для исследования процессов ударно-волнового инициирования взрывчатых составов на основе октогена и ТАТЬ применены методики микроволновой диагностики и манганинового датчика давления. С помощью методики микроволновой диагностики [6–8] регистрировалось движение ударных и детонационных волн по образцу ВВ. С помощью методики манганинового датчика регистрировались профили давления на контактной границе *экран – ВВ*, а также в толщине ВВ.

Результаты экспериментов

На рис. 2 приведены экспериментальные зависимости перемещения, скорости и ускорения фронта инициирующей ударной волны от времени в составах на основе октогена и ТАТЬ, полученные с помощью методики микроволновой диагностики. Они демонстрируют различный характер процессов ударно-волнового инициирования составов на основе октогена и ТАТЬ. В данных экспериментах амплитуды ударных волн подобраны таким образом, что длительность формирования детонационного режима в исследуемых составах практически одинакова.

В составе на основе октогена вошедшая в образец ВВ ударная волна движется практически с постоянной скоростью, переход к стационарной детонации сопровождается скачком скорости. В составе на основе ТАТЬ ударная волна начинает заметно ускоряться с момента входа в образец. При этом если в составе на основе октогена в рассматриваемом случае (при практически равных длительностях формирования детонационного режима) максимальное ускорение фронта на преддетонационном участке составляет не более 5 % от его значения в точке перехода, то в составе на основе ТАТЬ оно увеличивается с 15 до 25 %. Особенно ярко эти различия заметны на рис. 3 и 4, где показаны зависимости скорости фронта инициирующей ударной волны от времени в составах на основе октогена и ТАТЬ, полученные при различных амплитудах инициирующих ударных волн. Иницирующая ударная волна входит в образец ВВ на основе октогена и движется практически с постоянной скоростью (см. рис. 3). Переход к детонации сопровождается скачком скорости. Иницирующая ударная волна входит в образец ВВ на основе ТАТЬ и сразу начинает заметно

ускоряться (см. рис. 4). Переход к детонации также сопровождается скачком скорости, но более плавно, чем в составе на основе октогена.

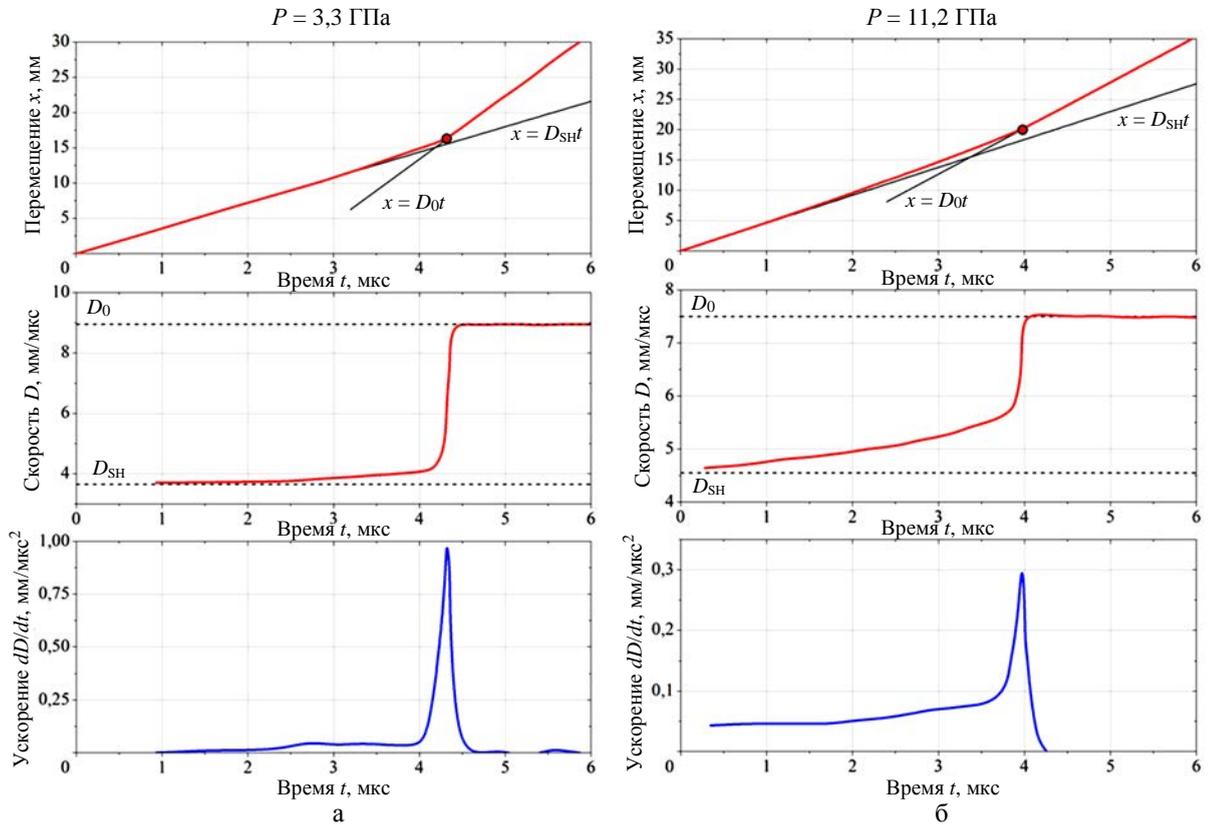


Рис. 2. Зависимости перемещения, скорости и ускорения фронта инициирующей ударной волны от времени в составах на основе октогена (а) и ТАТБ (б): D_{SH} – скорость ударной волны, вошедшей в образец ВВ; D_0 – скорость стационарной детонации

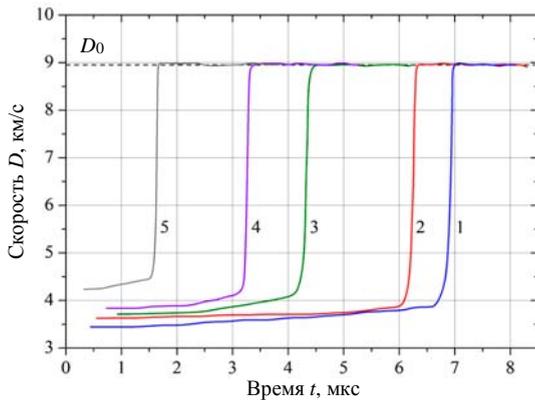


Рис. 3. Зависимости скорости фронта УВ от времени в составе на основе октогена. Амплитуда УВ, ГПа: 1 – 2,6; 2 – 2,8; 3 – 3,3; 4 – 3,9; 5 – 4,7

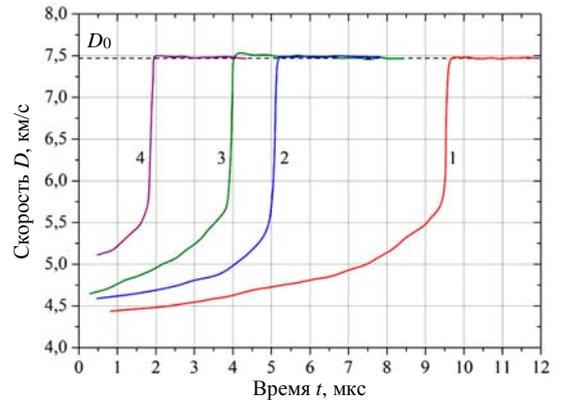


Рис. 4. Зависимости скорости фронта УВ от времени в составе на основе ТАТБ. Амплитуда УВ, ГПа: 1 – 8,2; 2 – 10,2; 3 – 11,2; 4 – 13,0

Профили давления, зарегистрированные на границе *экран – ВВ* (рис. 5–8), также показывают характерные различия формирования детонационного режима в рассматриваемых составах.

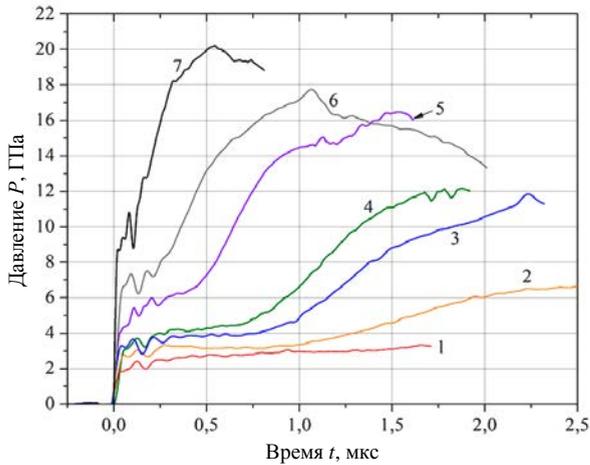


Рис. 5. Зависимости давления на границе *экран – ВВ* от времени в составе на основе октогена. Амплитуда УВ, ГПа: 1 – 2,7; 2 – 3,0; 3 – 3,6; 4 – 4,2; 5 – 5,4; 6 – 8,7; 7 – 14,6

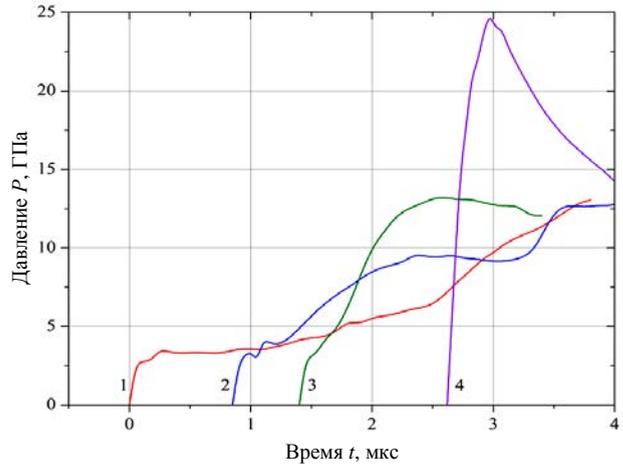


Рис. 6. Зависимости давления от времени в составе на основе октогена. Глубина установки датчиков, мм: 1 – 0; 2 – 3; 3 – 5; 4 – 10. Амплитуда УВ 3,5 ГПа

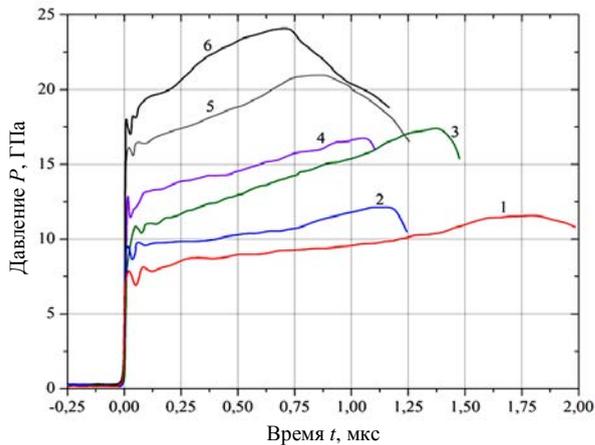


Рис. 7. Зависимости давления на границе *экран – ВВ* от времени в составе на основе ТАТБ. Амплитуда УВ, ГПа: 1 – 8,2; 2 – 9,5; 3 – 10,2; 4 – 13,0; 5 – 15,4; 6 – 17,4

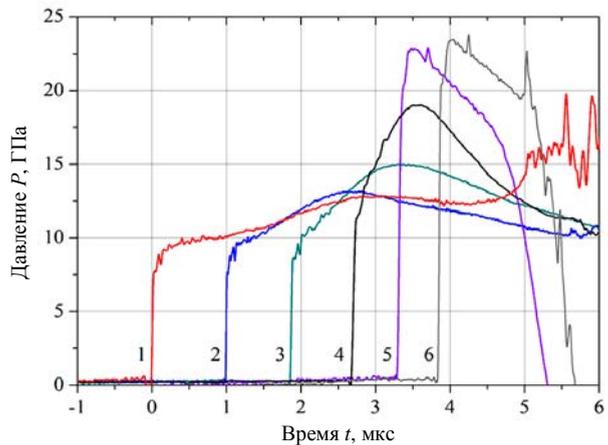


Рис. 8. Зависимости давления от времени в составе на основе ТАТБ. Глубина установки датчиков, мм: 1 – 0; 2 – 4; 3 – 8; 4 – 12; 5 – 16; 6 – 20. Амплитуда УВ 10 ГПа

Профили давления, зарегистрированные на границе *экран – ВВ* на основе октогена (см. рис. 5), показывают, что в диапазоне амплитуд ударной волны $\sim 3\text{--}5$ ГПа за ее фронтом в первоначальный интервал времени не наблюдается заметного роста давления. Это свидетельствует о том, что реакция разложения, по-видимому, еще не началась. Она начинается позднее, это видно по росту давления. При увеличении амплитуды ударной волны развитие реакции разложения ускоряется, «горб» на профилях давления сдвигается к $t = 0$.

Профили давления, зарегистрированные в глубине ВВ на основе октогена (см. рис. 6), показывают движение области повышения давления («горба») к фронту ударной волны.

Профили давления, зарегистрированные на границе *экран – ВВ на основе ТАТБ* (см. рис. 7), показывают непрерывный рост параметров с момента входа ударной волны. Это свидетельствует, по-видимому, о заметном разложении ВВ за фронтом ударной волны. При увеличении амплитуды ударной волны профили давления не претерпевают значительных трансформаций.

На рис. 8 представлены профили давления, зарегистрированные в глубине состава на основе ТАТБ. Амплитуда ударной волны составляет ~10 ГПа.

Профили давления, зарегистрированные в глубине ВВ на основе ТАТБ, также демонстрируют непрерывный рост параметров с момента входа ударной волны. Однако видно, что максимум давления находится немного позади фронта ударной волны, а не на нем, как было бы в случае чисто гетерогенного инициирования ВВ типа нитрометана [1–3]. Если в составе на основе октогена область роста давления и, соответственно, зона разложения возникает у поверхности инициирования, то в случае состава на основе ТАТБ она движется вместе с фронтом. Данное обстоятельство подтверждают результаты методики микроволновой диагностики, представленные на рис. 9.

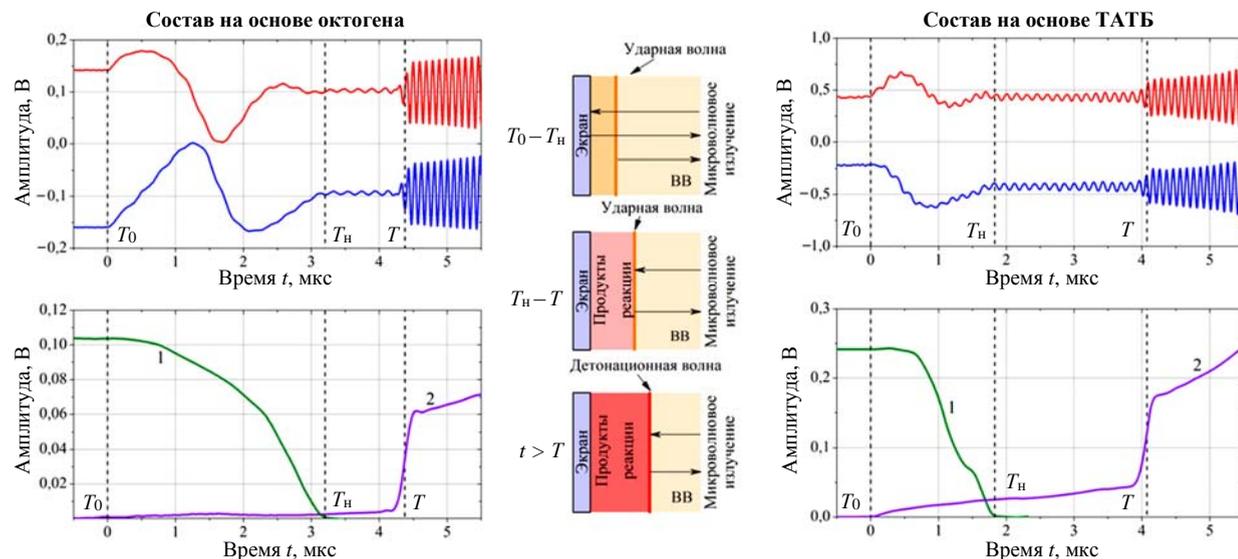


Рис. 9. Экспериментальные интерферограммы: 1 – амплитуда низкочастотного компонента сигнала (определяется отражением микроволнового излучения от поверхности раздела *экран – ВВ*); 2 – амплитуда высокочастотного компонента сигнала (определяется отражением микроволнового излучения от фронта ударной или детонационной волны). Характерные моменты времени: T_0 – вход ударной волны в образец ВВ;

T_n – затухание микроволнового излучения в продуктах реакции разложения ВВ; T – возбуждение стационарной детонации

Интерферограмма процесса инициирования (см. рис. 9) состоит из трех характерных участков. В момент времени $t = T_0$ контактная поверхность *экран – образец* начинает двигаться, а во взрывчатое вещество входит ударная волна. Сигнал в интервале от $t = T_0$ до $t = T_n$ состоит из двух компонентов: высокочастотного, соответствующего отраженному от фронта ударной волны сигналу, и низкочастотного, соответствующего прошедшему через фронт и отраженному от границы *экран – сжатое ВВ* сигналу. В интервале от $t = T_0$ до $t = T_n$ отсутствует заметное влияние

на распространение микроволнового излучения реакции разложения ВВ за фронтом ударной волны, с электродинамической точки зрения ВВ ведет себя как инертный диэлектрический материал.

В момент $t = T_n$ сигнал, соответствующий отражению зондирующего излучения от границы раздела ВВ с экраном, исчезает (амплитуда обращается в нуль). После момента $t = T_n$ на интерферограмме присутствует только высокочастотный компонент, так как отражение зондирующего излучения происходит от фронта инициирующей ударной волны. Амплитуда высокочастотного компонента определяется отражательной способностью фронта.

Затухание низкочастотного компонента сигнала, соответствующего прошедшему сквозь ударный фронт и отраженному от экрана микроволновому излучению, связано с поглощением его за фронтом инициирующей ударной волны вследствие протекания реакции разложения, сопровождающейся появлением проводимости.

Рис. 9 демонстрирует качественно схожий характер распространения микроволнового излучения в обоих случаях. Это свидетельствует о том, что реакция разложения исходно сжатого ВВ не может протекать на фронте УВ. В ином случае, согласно [9–10], в момент времени $t = T_n$ наблюдалось бы скачкообразное увеличение амплитуды высокочастотного компонента. С электродинамической точки зрения реакция разложения не имеет резкого фронта, а зона этой реакции располагается позади фронта ударной волны, а не на нем. Это является подтверждением полученного с помощью методики манганинового датчика вывода о том, что зона реакции разложения в составе на основе ТАТБ находится за фронтом и движется вместе с ним. Этот вывод не противоречит результатам экспериментов с составом на основе октогена, при инициировании которого зона реакции разложения формируется вблизи плоскости инициирования и не привязана к фронту инициирующей ударной волны.

Исследуемые составы обладают существенно различной ударно-волновой чувствительностью, что видно из рис. 10. Так, при равной амплитуде УВ длина преддетонационного участка в составе на основе ТАТБ может быть в разы и даже десятки раз больше таковой в составе на основе октогена. По-видимому, имеется связь между механизмом инициирования (гомогенный и гетерогенный) и ударно-волновой чувствительностью твердых ВВ.

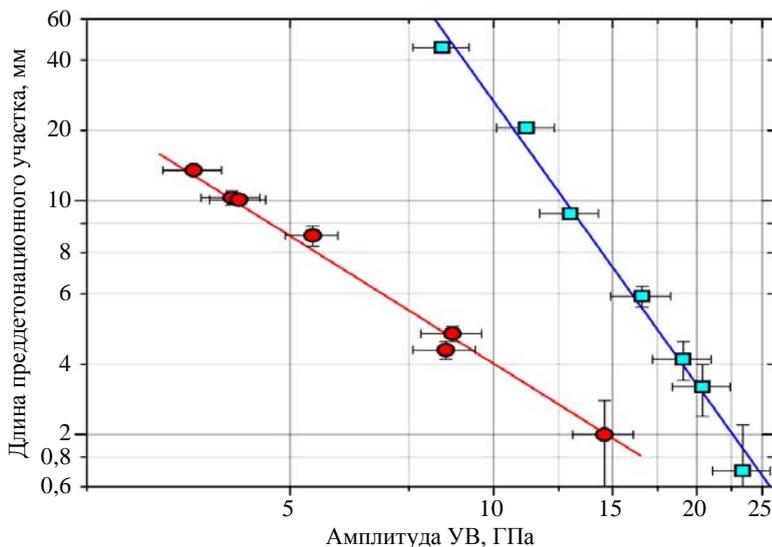


Рис. 10. Зависимости длины преддетонационного участка от амплитуды УВ:

● – состав на основе октогена; ■ – состав на основе ТАТБ

Единственным отличием результатов настоящей работы от классических примеров гомогенного и гетерогенного инициирования нитрометана [1–3, 5] является «инверсия» ударно-волновой чувствительности. В перечисленных работах чистый нитрометан проявляет признаки гомогенного инициирования, сенсibilизированный нитрометан – гетерогенного, при этом обладает большей чувствительностью по сравнению с чистым нитрометаном. В настоящей работе, а также в [4] получен противоположный результат.

Данная особенность, по-видимому, связана с изначальной гетерогенностью твердых смесевых составов, поэтому применение понятий «гетерогенное инициирование» и «гомогенное инициирование» может быть не совсем корректно. В данном случае, как справедливо замечено в [4], следует оперировать определениями «больше гетерогенный» и «больше гомогенный», поскольку и в случае состава на основе октогена, и в случае состава на основе ТАТБ можно найти признаки, относящиеся к противоположному механизму инициирования.

Выводы представлены в виде таблицы, где содержится информация об основных признаках и характеристиках процесса перехода к детонации.

Качественные характеристики процесса перехода к детонации в составах на основе октогена и ТАТБ

Признак	ВВ на основе октогена	ВВ на основе ТАТБ
Скорость фронта инициирующей УВ	Почти постоянная	Увеличивается по мере распространения волны
Давление за фронтом инициирующей УВ	На начальном этапе остается постоянным, затем плавно растет	Начинает расти сразу за фронтом УВ
Переход к стационарной детонации	Сопровождается скачком скорости фронта	Скачок скорости менее резкий
Реакция разложения ВВ	Начинается спустя некоторое время у плоскости инициирования и догоняет фронт УВ; в результате возникает стационарная детонация	Возникает за фронтом УВ и движется вместе с ним, фронт ускоряется, происходит переход к детонации

Заключение

Результаты исследований свидетельствуют о различном поведении взрывчатых составов на основе октогена и ТАТБ при их ударно-волновом нагружении.

В составе на основе октогена вошедшая ударная волна (в интервале амплитуд ~3–5 ГПа) не вызывает заметного разложения исходно сжатого ВВ. Это проявляется в отсутствии роста ее скорости и давления за ее фронтом. Реакция разложения начинается спустя некоторое время за фронтом ударной волны у поверхности инициирования. Это сопровождается ростом давления, что приводит к появлению волны реакции, которая начинает двигаться в направлении фронта. При этом ее скорость выше скорости фронта УВ, в результате чего волна реакции догоняет фронт ударной волны. В этот момент происходит переход к детонации. Такое поведение характерно для гомогенного механизма инициирования детонации.

В составе на основе ТАТБ реакция разложения начинается, по-видимому, сразу за фронтом УВ и движется вместе с ним. В результате этого повышается давление, и фронт ударной волны

начинает непрерывно ускоряться вплоть до возбуждения детонации, что характерно для гетерогенного механизма инициирования детонации.

Выявленные особенности поведения составов на основе октогена и ТАТБ представляют интерес при калибровке и верификации моделей кинетики детонации.

Список литературы

1. Campbell A. W., Davis W. C., Travis J. R. // Phys. Fluids. 1961. Vol. 4. P. 498.
2. Campbell A. W., Davis W. C., Ramsay J. B., Travis J. R. // Phys. Fluids. 1961. Vol. 4. P. 511.
3. Sheffield S. A., Engelke R., Alcon R. R. // Proc. of 9th Int. Detonation Symposium. 1989. P. 39–49
4. Sheffield S. A., Gustavsen R. L., Hill L. G., Alcon R. R. // Proc. of 11th Int. Detonation Symposium. 1998. P. 451–458.
5. Дремин А. Н., Савров С. Д., Трофимов В. С., Шведов К. К. Детонационные волны в конденсированных средах. – М.: Наука, 1970.
6. Родионов А. В., Бельский В. М., Богданов Е. Н. и др. // Сб. докл. Международ. конф. «XI Харитоновские научные чтения». – Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ. 2009. С. 69–73.
7. Rae P. J., Glover B. B., Gunderson J. A., Lee P. W. // Shock Compression of Condensed Matter. 2011.
8. Бельский В. М., Михайлов А. Л., Родионов А. В., Седов А. А. // ФГВ. 2011. Т. 47, № 6. С. 29–41.
9. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. – М.: Наука, 1982.
10. Гинзбург В. Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. – М.: Наука, 1967.

Shock Wave Initiation Particularities of HMX- and TATB-Based Compositions

E. N. Bogdanov, V. M. Bel'skiy, A. V. Rodionov, M. E. Shavrin, V. I. Burenin

Experimental results on of HMX- and TATB-based compositions initiation particularities are presented showing evidences of homogeneous and heterogeneous initiating. Microwave diagnostics and manganin pressure gauge were used to obtain time dependent initiating shock wave velocity and pressure in HE. Experimental results show different HMX- and TATB-based compositions behavior under shock compression. Particularities found in HMX- and TATB-based compositions behavior under shock compression are of interest in detonation kinetic models calibration and verification.

Некоторые особенности выброса частиц с поверхности ударно-нагруженного свинцового образца

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. Лёвкина, О. Л. Кривонос, А. С. Кучкарева, А. Р. Гавриш, Б. И. Ткаченко

Представлены результаты экспериментального исследования процесса выброса частиц в низкий (0,05 атм) вакуум с узкой (0,2–0,8 мм) шероховатой ($R_z = 20–50$ мкм) поверхности образца свинца под действием ударной волны интенсивностью около 17 и 34 ГПа. Регистрация течения проводилась видеокамерой в микроскопическом режиме при короткой лазерной подсветке. Благодаря малой оптической толщине пылевого потока получены спектры частиц примерно на 80 % его высоты, отсчитываемой от фронта потока. Установлено, что при твердом состоянии свинца (17 ГПа) с шероховатой поверхности выбрасываются струи, состоящие из множества частиц; при жидком состоянии свинца (34 ГПа) с поверхности металла выбрасывается множество тонких (от 7 мкм) микрокумулятивных струй, которые со временем распадаются на частицы.

Введение

При выходе сильной ударной волны (УВ) на свободную поверхность (СП) конденсированного материала происходит выброс частиц материала с поверхности. Этот процесс еще называют пылением материала. Причины выброса частиц связывают, в частности, с развитием неустойчивости Рихтмайера – Мешкова [1, 2], с микрокумуляцией, возникающей на неоднородной поверхности материала под действием ударно-волновых процессов. Размер частиц пыли составляет от единиц до сотен микрон, а их скорости – несколько километров в секунду. Эти частицы могут отрицательно влиять на работу мишеней инерциального термоядерного синтеза. Процесс пыления сложен и недостаточно изучен. Исследователи пытаются разработать математические модели для его расчета. Для тестирования моделей требуются экспериментальные данные.

Применяются различные лабораторные методы экспериментального исследования процесса пыления:

- метод индикаторной фольги [3]: по деформации и смещению фольги, на которую действуют частицы, определяют массу и скорость потока частиц;
- рентгенографический [4]: по рентгенограмме определяют суммарную массу частиц и плотность их пространственного распределения;

- фотографический и макроскопический [5]: позволяет наблюдать фронт пыли, определять его скорость по фотографии течения;
- голографический [6]: основан на использовании приемов лазерной когерентной оптики, при помощи которой получают интерференционную картину течения и расчетным способом определяют размеры частиц;
- метод пьезоэлектрического датчика [7]: измеряют профиль давления при торможении частиц пыли на датчике и по расчетному импульсу определяют массу пыли;
- PDV [8]: основан на непрерывной регистрации скорости потока частиц лазерным гетеродин-интерферометром.

Ни один из указанных методов не позволяет напрямую визуализировать размеры движущихся частиц пыли на уровне единиц микрометров и установить закономерности их динамики. Размер частиц определяют, например, по точкам осредненной траектории их движения [5], восстанавливают голографическим методом или вычисляют по кривой их торможения в газе [8]. Авторами статьи разработан микроскопический электронно-оптический метод [9], которым можно регистрировать в эксперименте движущиеся частицы пыли размером от 4 мкм и выше. Метод основан на видеорегистрации течения через оптическую систему с большим коэффициентом увеличения при короткой лазерной подсветке. Метод микроскопической регистрации давно применяется в различных областях исследований для регистрации преимущественно низкоскоростных течений [10]. Метод адаптирован авторами статьи для исследования быстропротекающего процесса – пыления [9].

Некоторые результаты исследования этим методом процесса пыления металлов и жидкостей приведены в работах [11, 12]. Спектр частиц определялся в оптически прозрачной верхней части широкого (30 мм) потока (на высоте пылевого потока примерно 30 %). В этих работах, в частности, показано, что с уменьшением шероховатости поверхности и (или) с увеличением интенсивности УВ спектр частиц смещается в сторону меньших размеров, а с поверхности жидкости изначально выбрасываются тонкие микрокумулятивные струи, которые со временем распадаются на капли. Для тестирования расчетных методик требуются данные о структуре пылевого потока по всей его высоте и закономерностях пыления твердого и жидкого металла. Такие данные можно получить микроскопическим методом при выбросе частиц с узкой (0,2–0,8 мм) шероховатой полоски на поверхности металла, потому что поток частиц в этом случае разрежен и оптически прозрачен по высоте.

В работе [13] выброс частиц в низкий вакуум и сжатый гелий (давление 0,3–1,3 атм) из отдельной канавки, расположенной на поверхности образца из олова, исследовался голографическим методом. В поперечном сечении канавка имела форму треугольника высотой 40 мкм с углом раствора 120°. Интенсивность УВ составляла $p \approx 30$ ГПа. Олово после прохождения волны было в жидком состоянии. В этой работе по голограммам выполнен расчет размеров частиц (2–15 мкм), построен их спектр. На обработанной голограмме хорошо видны отдельные частицы в средней и в верхней частях пылевого потока. В нижней части, возле СП, пыль регистрируется в виде сетки, что связано, по-видимому, с процедурой обработки.

В настоящей работе представлены результаты исследования микроскопическим электронно-оптическим методом процесса пыления с узкой (0,2–0,8 мм) шероховатой полоски на образце свинца марки С1 при твердом ($p \approx 17$ ГПа) и жидком ($p \approx 34$ ГПа) состояниях свинца. Выброс частиц происходил в низкий вакуум (0,05 атм).

Техника экспериментов

Экспериментальное устройство, в которое устанавливались образец свинца и взрывчатое вещество (ВВ), представлено на рис. 1. Использовались образцы диаметром 36 мм и толщиной 1 мм. Передняя (свободная) поверхность образца имела шероховатость $Ra \leq 0,1$ мкм (зеркало), задняя поверхность – $Ra \leq 5$ мкм. Узкая ($b = 0,2-0,8$ мм) шероховатая полоска наносилась на переднюю поверхность образца (свободную) на специальном станке-манипуляторе и состояла из периодических двумерных возмущений (из трех канавок). В одних опытах полоска пересекала весь образец, в других – доходила лишь до центра (см. рис. 1, варианты А-1, А-2). Это сделано специально для того, чтобы исследовать пыление с шероховатой и зеркальной поверхностями в одном эксперименте. Полная амплитуда возмущений на полоске $\Delta = Rz$ варьировалась примерно от 20 до 80 мкм, длина волны – примерно от 80 до 300 мкм. На заднюю поверхность образца устанавливалась стальная подложка толщиной 0,5 мм. На подложку крепилось твердое ВВ. К верхнему торцу устройства крепился репер. В качестве репера использовалось оптоволокно диаметром 123 или 230 мкм. Экспериментальное устройство помещалось в герметичную камеру с двумя оптически прозрачными стеклами.

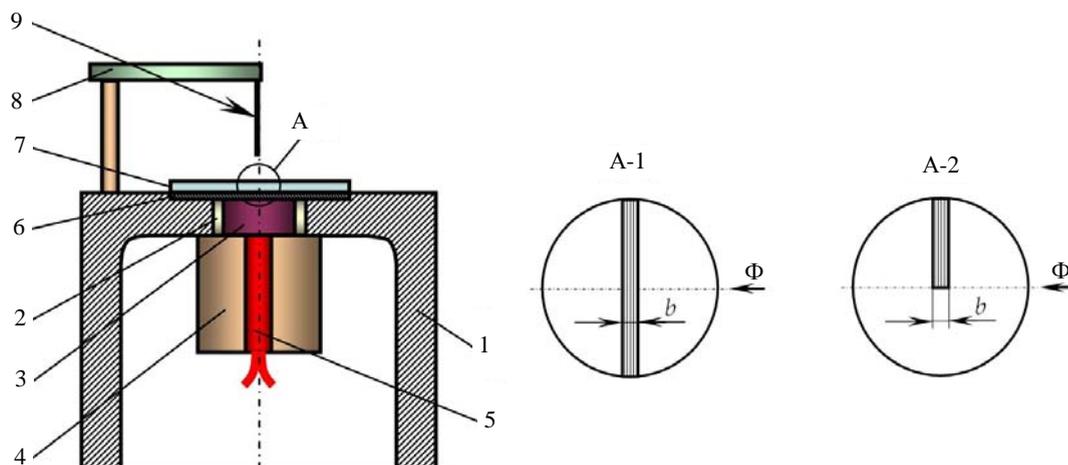


Рис. 1. Схема экспериментального устройства: 1 – корпус (сталь), 2 – втулка (фторопласт), 3 – ВВ, 4 – розетка, 5 – детонатор, 6 – подложка (сталь), 7 – образец свинца, 8 – подставка репера, 9 – репер; Φ – направление регистрации

Интенсивность УВ изменялась путем вариации массы ВВ. Давление во фронте УВ и скорость СП определялись в двумерных численных расчетах.

На рис. 2 (см. также цв. вкл.) и 3 представлены характерная фотография образца и профилограмма шероховатой поверхности, полученные на лазерном профилометре.

Регистрация процесса пыления проводилась CCD-видеокамерой через систему с коэффициентом оптического увеличения $k = 30$ при короткой (менее 7 нс) лазерной подсветке [9]. Размер пикселя CCD-видеокамеры составлял ≈ 7 мкм.

Схема регистрации представлена на рис. 4. Короткофокусный телескоп ($f = 60-70$ мм) был смонтирован из объектива и окуляра от оптического микроскопа.

Для подсветки течения применялся двухимпульсный лазер с длиной волны излучения 532 нм.

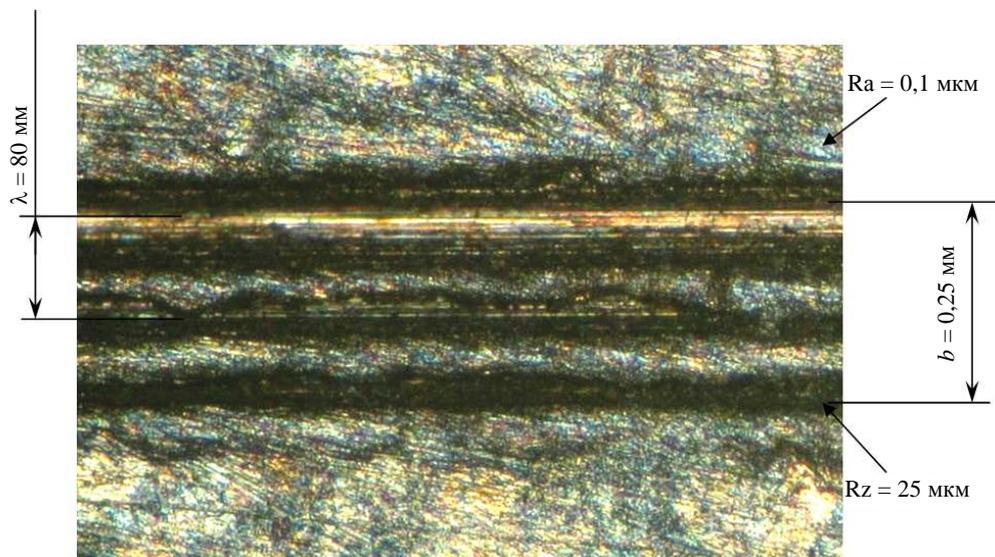


Рис. 2. Фотография поверхности образца

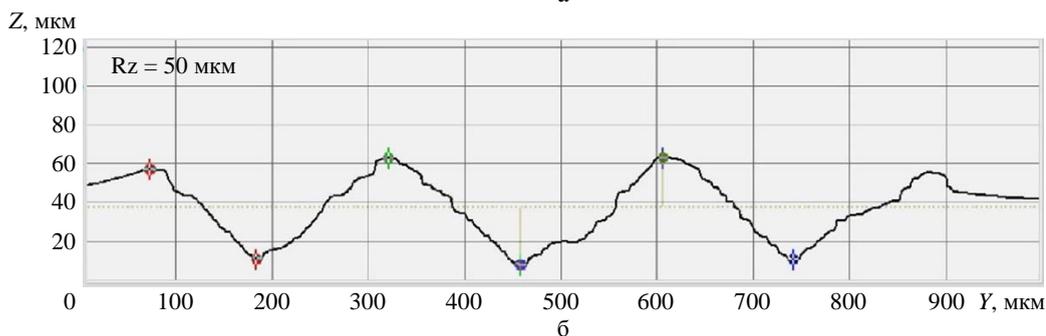
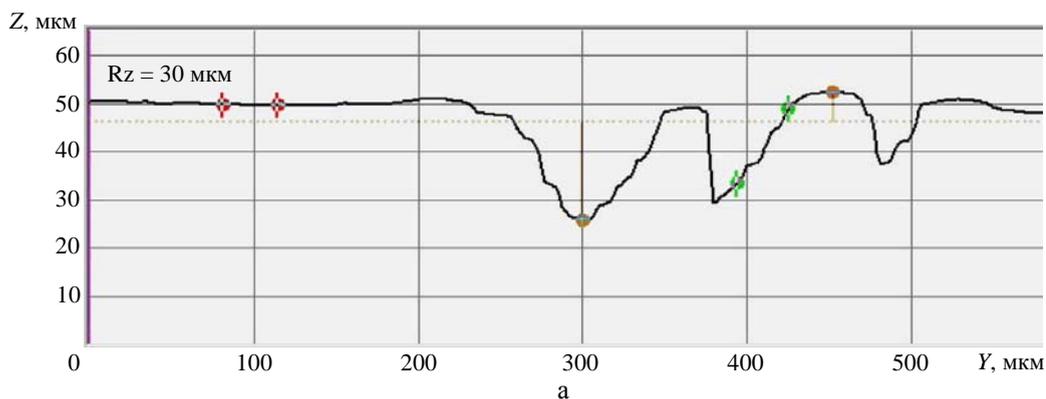


Рис. 3. Характерные профилограммы поверхностей образцов

Разрешение системы регистрации определялось по видеокадрам оптического эталона («миры» № 1) и металлического порошка с зерном 3–10 мкм (рис. 5). При $k = 30$ система разрешает частицы размером от 4 мкм и выше, глубина резкости $\approx 0,2 \text{ мм}$. Фокус оптической системы настраивался на репер, установленный по центру ширины полоски. В опыте регистрировалось одно или два изображения процесса пыления.

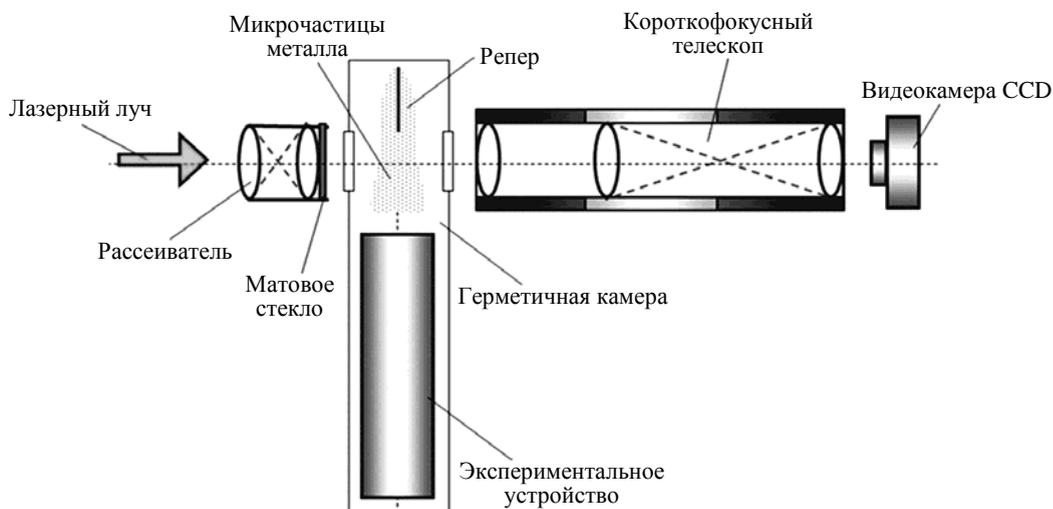


Рис. 4. Схема регистрации процесса пыления микроскопической видеосъемкой

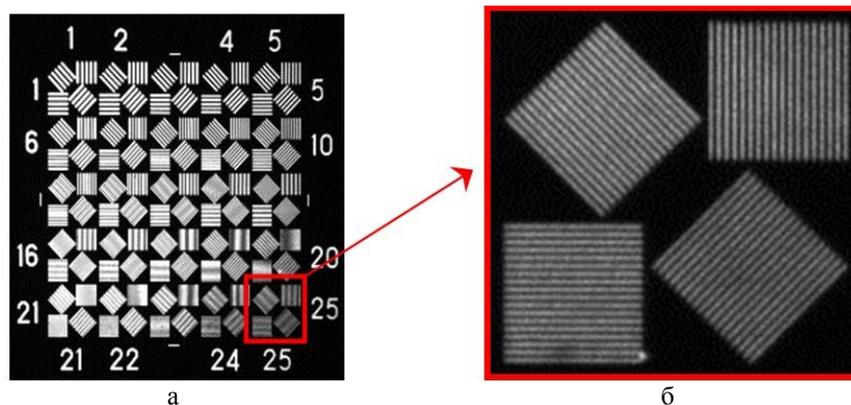


Рис. 5. Снимок «миры» № 1 (а) и увеличенный квадрат 25 «миры» (б) при $k = 30$ (расстояние между линиями квадрата 25 равно 5,2 мкм)

В табл. 1 представлены некоторые условия проведения экспериментов.

Таблица 1

Условия проведения экспериментов

Номер опыта	f , мм	b , мм	Rz, мкм	λ , мкм	t_1 , мкс	t_2 , мкс	P , ГПа	Схема образца
1	5	0,4	40	100	6,36	7,38	17	А-2
2	4,5	0,35	30	100	4,8	6,8	17	А-2
6	17,5	0,8	50	300	10,7	–	34	А-1
7	17,5	0,2	20	80	10,45	11,2	34	А-2
8	10	0,2	30	140	7,5	8,3	34	А-1

Обозначения: f – расстояние от начального положения СП до репера; b – ширина полосы; Rz – шероховатость поверхности; λ – длина волны возмущения; t_1 , t_2 – время регистрации первого и второго видеокадров от подачи импульса на капсуль-детонатор.

Результаты экспериментов

На рис. 6–8 приведены характерные видеокadres процесса выброса частиц со СП свинца. На всех этих рисунках время отсчитывается от прихода импульса на подрыв детонатора, штриховая горизонтальная линия – расчетное положение СП. На представленных видеокadres разрешается $\approx 80\%$ высоты пылевого потока. Согласно результатам расчета из работы [14] при $p = 17$ ГПа после прохождения УВ свинец находился в твердом состоянии, при $p = 34$ ГПа – в жидком.

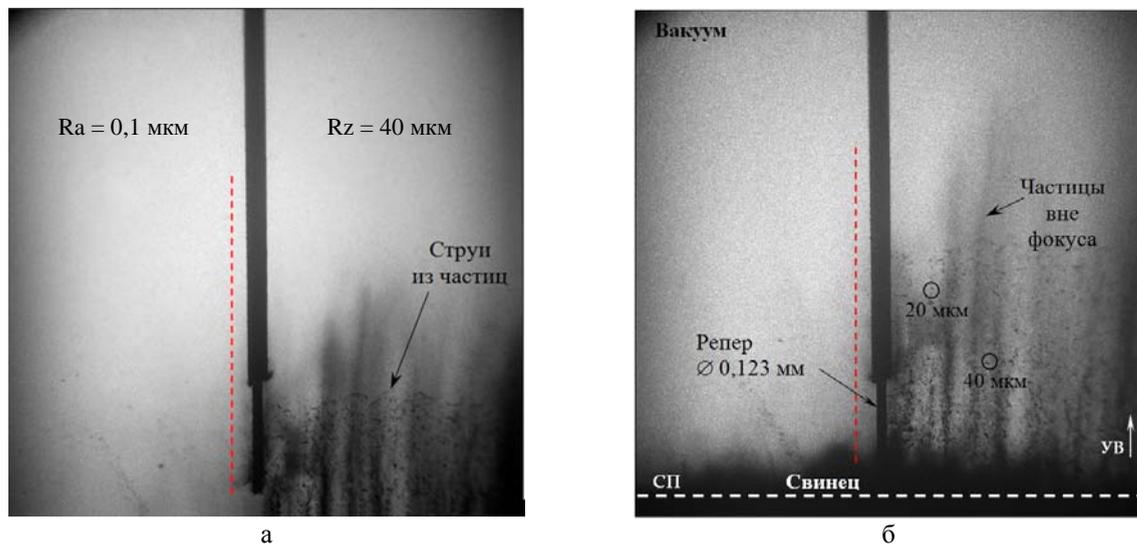


Рис. 6. Видеокadres выброса частиц с поверхности свинца в опыте № 1 ($p = 17$ ГПа):
а – $t_1 = 6,36$ мкс, б – $t_2 = 7,38$ мкс

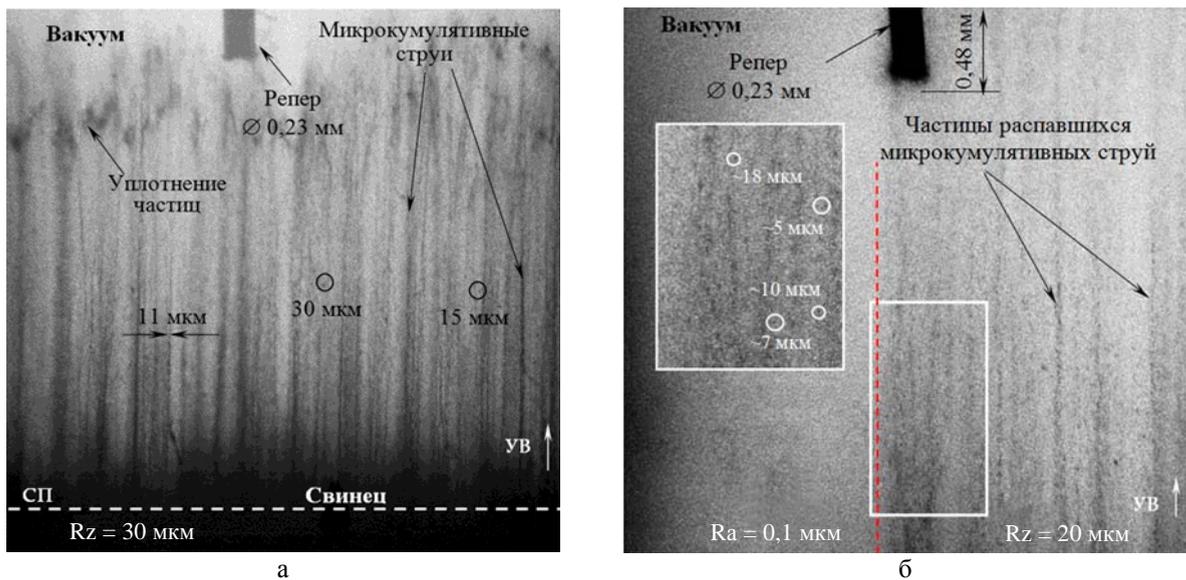


Рис. 7. Видеокadres выброса частиц с поверхности свинца: а – опыт № 8, $Rz = 30$ мкм, $p = 34$ ГПа, $\lambda = 140$ мкм, $b = 0,2$ мм, $t_1 = 7,5$ мкс; б – опыт № 7, $Ra = 0,1$ мкм/ $Rz = 20$ мкм, $p = 34$ ГПа, $\lambda = 80$ мкм, $b = 0,2$ мм, $t_1 = 10,45$ мкс

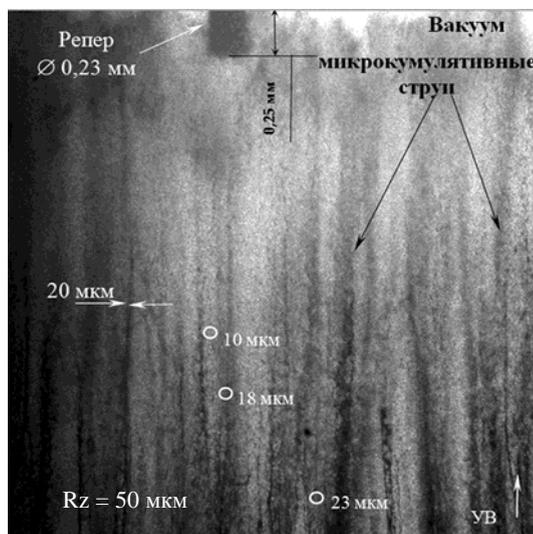


Рис. 8. Видеокадр выброса частиц с поверхности свинца: опыт № 6,
 $R_z = 50$ мкм, $p = 34$ ГПа, $\lambda = 300$ мкм, $b = 0,8$ мм, $t_1 = 10,7$ мкс

По видеокадрам видно, что в том и другом случаях с шероховатой поверхности выбрасываются кумулятивные струи. При твердом состоянии свинца струи являются дискретными: они состоят из отдельных твердых частиц (см. рис. 6); при жидком состоянии свинца струи изначально сплошные и тонкие (от 7 мкм), но со временем они распадаются на частицы (см. рис. 7, 8). Механизм образования кумулятивных струй известен (см., например, работу [15]). При пылении он связан с течениями материала с боковых поверхностей возмущений (из-за возникающего градиента давления на СП при прохождении УВ и волны разгрузки) и последующим высокоскоростным соударением этих течений, а также с захлопыванием микропор.

На зеркальной поверхности металла процесс пыления также развивается, но протекает менее интенсивно (см. рис. 6 и 7,б на участке с $R_a = 0,1$ мкм). Пылевой поток на этой поверхности регистрируется в виде невысокого туманного облака, микрокумулятивные струи не наблюдаются. Это свидетельствует о том, что здесь частицы в основном мелкие (менее 5 мкм). Они образуются, по-видимому, из-за неоднородностей металла.

Видеокадры обрабатывались по специальной математической программе, которая определяла площадь изображения частиц, лежащих в фокусе оптической системы (т. е. частиц с гистограммой почернения, близкой к гистограмме репера). На рис. 9,а показано изображение частицы, полученной в эксперименте, на рис. 9,б – обработанной по программе. Видно, что площадь обработанной частицы меньше необработанной. Это связано с тем, что программа убирает полутона, связанные со статической и кинематической нерезкостью и с цифровым шумом матрицы видеокамеры, с отражением света частицами.

Диаметр частицы d определялся по площади ее изображения и масштабировался на размер репера. По результатам метрологической экспертизы относительная погрешность измерения диаметра частицы составляет 17 %. (Подробное изложение алгоритмов программы выходит за рамки данной работы.)

В табл. 2 представлены размеры и количество частиц в некоторых экспериментах. Частицы сгруппированы по диаметрам в интервалах $d_H = 5-7$ мкм, $7-8$ мкм и т. д. Полученные данные коррелируют с данными работы [13], но в наших экспериментах частицы несколько крупнее, чем в [13], и возле СП свинца не наблюдается сетчатой структуры.



а



б

Рис. 9. Изображение частицы на видеокадре (а) и изображение частицы, обработанной по программе (б)

Таблица 2

Размеры и количество частиц в опытах

Опыт № 1		Опыт № 2		Опыт № 6		Опыт № 7		Опыт № 8	
d_H , мкм	n , шт.	d_H , мкм	n , шт.	d_H , мкм	n , шт.	d_H , мкм	n , шт.	d_H , мкм	n , шт.
5–7	10	5–7	3	4–5	334	4–5	288	4–5	1295
7–10	25	7–10	258	5–6	88	5–6	85	5–6	356
10–12	19	10–12	77	7–8	54	6–7	34	6–7	117
12–15	63	12–15	122	8–9	31	7–8	15	7–8	77
15–20	102	15–20	151	9–10	25	8–9	14	8–9	82
20–25	75	20–25	60	9–10	14	9–10	6	9–10	38
25–30	45	25–30	23	10–11	17	10–11	1	10–11	41
30–50	42	30–50	33	11–12	9	11–12	3	11–12	32
50–70	1	50–70	6	12–13	8	12–13	3	12–13	24
70–80	1	70–80	14	13–14	4	13–14	2	13–14	15
–	–	–	–	14–15	6	14–15	1	14–15	9
–	–	–	–	15–16	3	19–20	2	15–16	11
–	–	–	–	16–17	4	20–25	1	16–17	10
–	–	–	–	17–18	4	–	–	17–18	7
–	–	–	–	18–19	3	–	–	18–19	11
–	–	–	–	19–20	3	–	–	19–20	5
–	–	–	–	20–25	6	–	–	20–25	22
–	–	–	–	25–30	3	–	–	25–30	14
–	–	–	–	30–35	5	–	–	30–35	9
–	–	–	–	35–40	1	–	–	35–40	6
–	–	–	–	40–45	2	–	–	40–45	5
–	–	–	–	45–50	0	–	–	45–50	3
–	–	–	–	50–60	2	–	–	50–60	2
–	–	–	–	–	–	–	–	70–80	1
$d_c = 20$ мкм		$d_c = 16$ мкм		$d_c = 6,6$ мкм		$d_c = 5,1$ мкм		$d_c = 6$ мкм	

Обозначения: d_H – интервал диаметров частиц, d_c – средний размер частиц, n – количество частиц в данном интервале.

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 -м интервале диаметров с учетом количества в предыдущем интервале. В указанном интервале могло находиться различное количество частиц (например, в интервале 7–8 мкм могло быть несколько частиц размерами 7; 7,1; 7,2; ...; 7,9 мкм).

На рис. 10 представлено распределение частиц по размерам. Видно, что с увеличением интенсивности УВ спектр частиц смещается в сторону меньших размеров. При твердом состоянии свинца средний размер частиц при $Rz = 40$ мкм составляет 20 мкм, при $Rz = 30$ мкм – около 16 мкм.

При жидком состоянии свинца средний размер частиц пыли при $Rz = 20$ и 50 мкм примерно одинаков и составляет 6 мкм. Зависимости $R(d)$ при $d < 4$ мкм получены при помощи аппроксимации экспериментальных данных математическими функциями.

На рис. 11 приведены полученные в экспериментах $X(t)$ -диаграммы движения осредненного фронта потока пыли и СП. Точка на оси t соответствует расчетному выходу УВ на свободную поверхность образца. Погрешность измерения положения фронта пыли составляет $\Delta X = \pm 0,3$ мм, времени – $\Delta t = \pm 0,1$ мкс. Средняя скорость фронта пыли при $p = 17$ ГПа составляет $u_{\Pi} = 2,1$ мм/мкс, скорость СП – $u_{СП} = 1,2$ мм/мкс; при $p = 34$ ГПа – $u_{\Pi} = 2,7$ мм/мкс, $u_{СП} = 1,85$ мм/мкс.

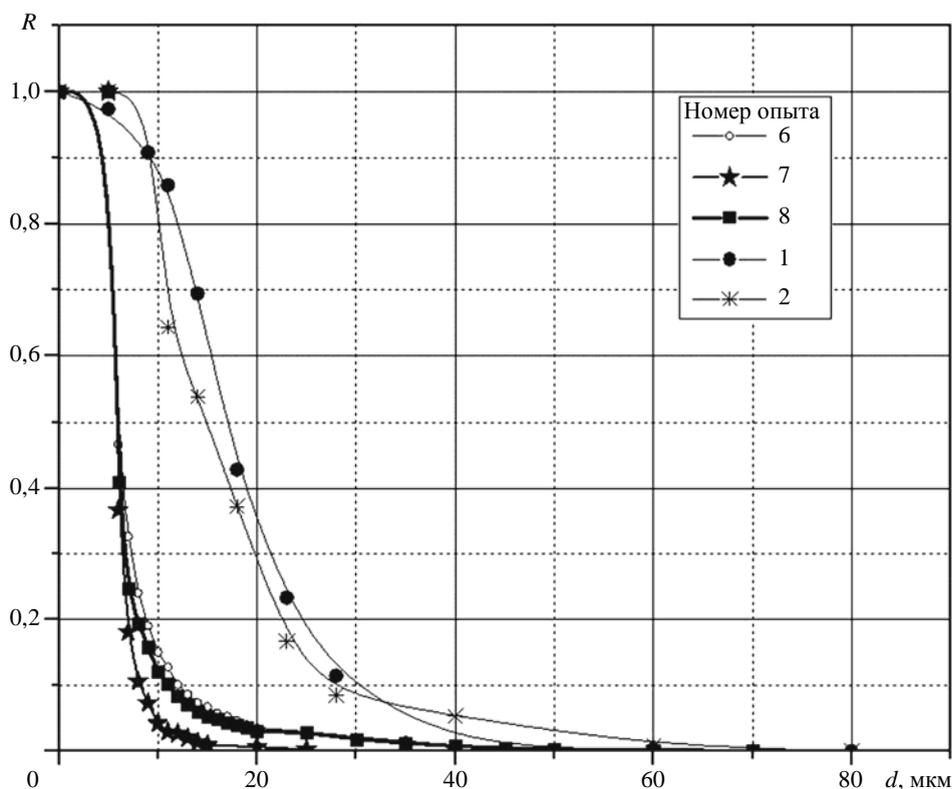
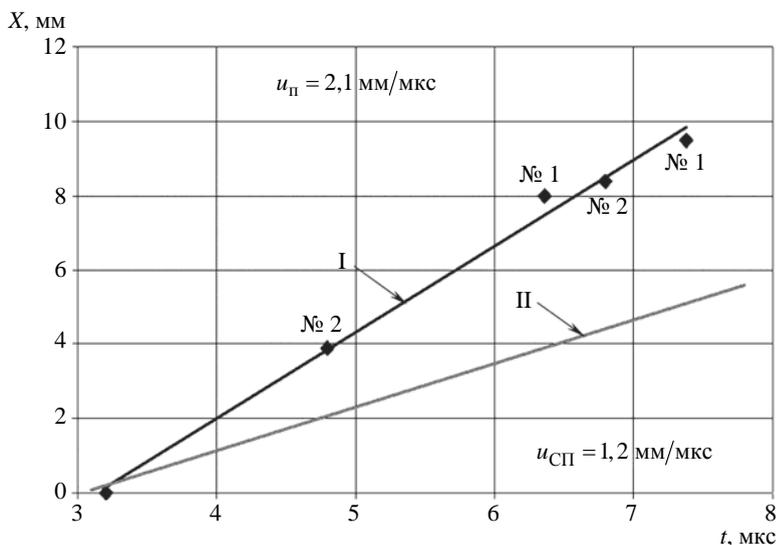
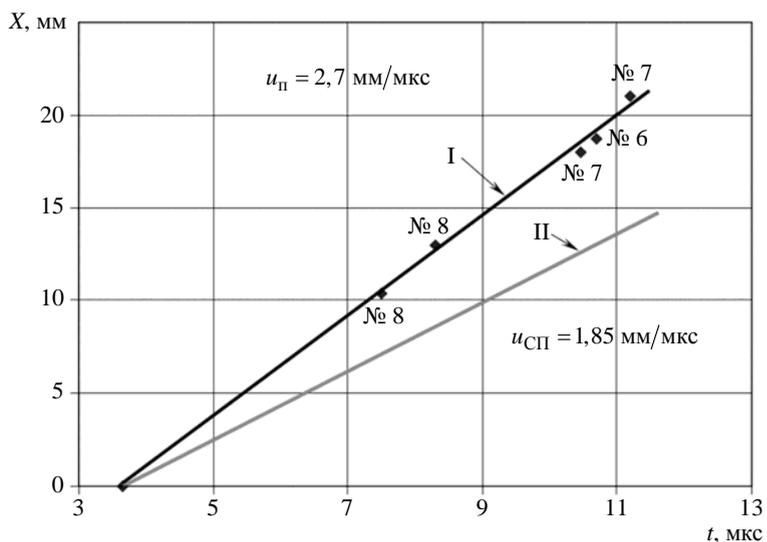


Рис. 10. Распределение частиц пыли по размерам



а



б

Рис. 11. $X(t)$ -диаграммы фронтов пыли и свободной поверхности. Значки: а – опыты при $p = 17$ ГПа; б – опыты при $p = 34$ ГПа, I – положение фронта пыли (линейная аппроксимация экспериментальных значений), II – расчетное положение свободной поверхности образца

Выводы

При ударно-волновом пылении с шероховатой поверхности твердого свинца выбрасываются струи, состоящие из отдельных частиц; в случае плавления свинца после воздействия ударной волны с поверхности выбрасываются сплошные микрокумулятивные струи, которые со временем распадаются на частицы.

При твердом состоянии свинца средний размер частиц при $p = 17$ ГПа и $Rz = 30-40$ мкм составляет 18 мкм, при жидком – примерно равен 6 мкм в диапазоне $Rz = 20-50$ мкм и при $p = 34$ ГПа.

С зеркальной поверхности металла выбрасываются отдельные мелкие частицы (менее 4–5 мкм), процесс пыления здесь идет менее интенсивно, чем с шероховатой поверхности.

Список литературы

1. Richtmyer R. D. Taylor instability in shock acceleration of compressible fluids // Commun. Pure Appl. Math. 1960. Vol. 13. P. 297.
2. Мешков Е. Е. Неустойчивость границы раздела двух газов, ускоряемой ударной волной // Изв. АН СССР. Сер. Механика жидкости и газа. 1969. № 5. С. 151–158.
3. Asay J. R., Mix L. P., Perry F. C. Ejection of material from shocked surfaces // Appl. Phys. Lett. 1976. Vol. 29, N 5. P. 284–287.
4. Антипов М. В., Георгиевская А. Б., Игонин В. В. и др. Результаты исследований процесса выброса частиц со свободной поверхности металлов под действием ударной волны // Тр. XVII Международ. конф. «Харитоновские тематические научные чтения». – Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2015. С. 702–709.
5. Огородников В. А., Иванов А. Г., Михайлов А. Л. и др. О выбросе частиц со свободной поверхности металлов при выходе на нее ударной волны и методах диагностики этих частиц // ФГВ. 1998. Т. 34, № 6. С. 103–107.
6. Sorenson D. S., Minich R. W., Romero J. L. et al. Ejecta particle size distributions for shock loaded Sn and Al metals // J. Appl. Phys. 2002. Vol. 92, N 10. P. 5830.
7. Butler W. T., Zeliner M. B., Olson R. T. et al. Dynamic comparisons of piezoelectric ejecta diagnostics // J. Appl. Phys. 2007. Vol. 101. P. 063547.
8. Федоров А. В., Михайлов А. Л., Финюшин С. А. и др. Исследование особенностей поведения свинца при ударно-волновом нагружении и последующей разгрузке // Тр. XV Международ. конф. «Харитоновские тематические научные чтения». – Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2013. С. 274–282.
9. Пат. на полезную модель RU № 139204 U1. Устройство для регистрации микронных частиц в газодинамическом потоке / С. А. Абакумов, О. Л. Кривонос, Н. В. Невмержицкий, А. В. Руднев, Е. А. Сотсков, Е. Д. Сеньковский, Л. В. Точилина, С. В. Фролов // Зарегистр. 13.03.2014.
10. Дубовик А. С. Фотографическая регистрация быстропротекающих процессов. – М.: Наука, 1975.
11. Невмержицкий Н. В., Михайлов А. Л., Раевский В. А. и др. Микроскопическая электронно-оптическая регистрация процесса выброса частиц со свободной поверхности ударно-нагруженного свинца // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Теор. и прикл. физика. 2010. Вып. 3. С. 3–6.
12. Невмержицкий Н. В., Сотсков Е. А., Сеньковский Е. Д. и др. Микроскопическая электронно-оптическая регистрация процесса выброса частиц со свободной поверхности ударно-нагруженных металлов и жидкостей // Тр. XV Международ. конф. «Харитоновские тематические научные чтения». – Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ. 2013. С. 655–661.

13. Sorenson D. S., Pazuchanics P., Johnson R. et al. Ejecta particle-size measurements in vacuum and helium gas using ultraviolet in-line fraunhofer holography. Los Alamos National Laboratory. Report No. LA-UR-14-24722. 2014. P. 22.
14. Копышев В. П., Медведев А. Б. Термодинамическая модель сжимаемого коволюма. – Саров: ВНИИЭФ, 1995. С. 58–120.
15. Физика взрыва / Под ред. Л. П. Орленко. – М.: Физматлит, 2004.

Some Peculiarities of Particle Ejection from Surface of Shock Loaded Lead Sample

N. V. Nevmerzhitkiy, V. A. Raevskiy, E. A. Sotskov, E. D. Senkovskiy, N. B. Davydov,
E. V. Bodrov, S. V. Frolov, K. V. Anisiforov, A. B. Georgievskaya, E. V. Levkina,
O. L. Krivonos, A. S. Kuchkareva, A. R. Gavrish, B. I. Tkachenko

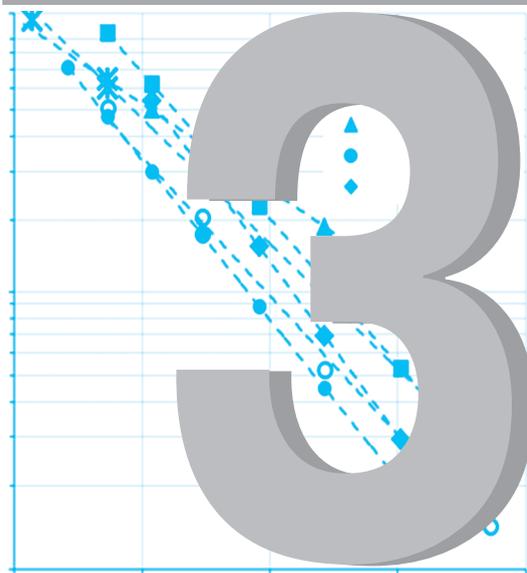
The results of experimental study of particle ejection from the surface of shock loaded lead sample are presented. The ejection was occurred in the low vacuum (0.05 atm) from the narrow (0.2–0.8 mm) rough (Rz20–Rz50) sample surface under the shock wave with intensity of $P \approx 17$ GPa and $P \approx 34$ GPa. The flow was recorded by video filming in microscopic mode at short laser lighting. Due to small optic width of the ejecting particle flow, the particle distributions were obtained almost in 80 % of the flow height counted from the flow front. It was determined that the jets consisted of multiple particles were ejected from the rough surface of lead in a solid phase ($P \approx 17$ GPa), and when lead was in a liquid phase, the plenty of thin (from 7 μm) microcumulative jets were ejected from the metal surface, and in time these jets were splitted into the particles.

СОДЕРЖАНИЕ РАЗДЕЛА 3

<i>Максимкин И. П., Юхимчук А. А., Малков И. Л., Бойцов И. Е., Мусяев Р. К., Бучирин А. В., Балувев В. В., Вертей А. В., Шевнин Е. В.</i> Исследование взаимодействия с водородом стали 316L и сплава Inconel 718, полученных методом послойного лазерного сплавления	158
<i>Малков И. Л., Бойцов И. Е., Дмитриенко А. Н., Казимов М. В., Клевцов В. Г., Туманова Н. Ю., Юхимчук А. А.</i> Исследование водородной прочности титановых сплавов	170

РАЗДЕЛ

МАТЕРИАЛОВЕДЕНИЕ



Исследование взаимодействия с водородом стали 316L и сплава Inconel 718, полученных методом послойного лазерного сплавления

Представлены результаты исследований взаимодействия водорода с образцами из стали 316L и сплава Inconel 718, изготовленными методом послойного лазерного сплавления. Определено влияние водорода на механические свойства указанных материалов, исследована водородопроницаемость образцов, изучена их микроструктура. Сравниваются свойства образцов, полученных методом полного лазерного сплавления, со свойствами материалов, изготовленных по традиционной технологии.

**И. П. Максимкин, А. А. Юхимчук,
И. Л. Малков, И. Е. Бойцов,
Р. К. Мусяев, А. В. Бучирин,
В. В. Балувев, А. В. Вертей,
Е. В. Шевнин**

Введение

Наиболее распространенными материалами, применяемыми в настоящее время в аддитивных технологиях, являются нержавеющая сталь 316L (российский аналог – сталь 03X17H14M3) и жаропрочный сплав системы никель–хром–железо Inconel 718 (сплав, близкий по свойствам к российскому сплаву ХН43МВТЮ-ИД). Механические свойства нержавеющей стали 316L и сплава Inconel 718, полученных методом послойного лазерного сплавления (ПЛС), в настоящее время хорошо изучены [1–5]. Однако в научной литературе отсутствует информация об исследованиях процессов взаимодействия таких материалов с водородом, а также о влиянии водорода на их механические свойства. Результаты исследования взаимодействия водорода с материалами, полученными методом ПЛС, представляют интерес для создания оборудования, работающего в водородосодержащих средах, в частности сосудов давления.

Целью настоящей работы является исследование взаимодействия с водородом стали 316L и сплава Inconel 718, полученных методом ПЛС, включающее изучение влияния водорода на их механические свойства и исследование параметров их водородопроницаемости.

Объект исследования и методика изготовления образцов

Объектом исследований в настоящей работе являлись образцы двух конструкционных материалов (КМ): нержавеющей стали 316L и жаропрочного сплава системы никель–хром–железо Inconel 718, полученных методом послойного лазерного сплавления из порошков соответствующих материалов. Химический состав КМ представлен в табл. 1 и 2.

Таблица 1

Химический состав стали 316L (массовая доля элементов, %)

Cr	Ni	Mo	Mn	Si	C	S	P	Fe
16–18	13–15	2,5–3,1	1–2	До 0,4	До 0,03	До 0,02	До 0,035	Ост.

Таблица 2

Химический состав сплава Inconel 718 (массовая доля элементов, %)

Ni	Cr	Fe	Nb	Mo	Ti	Al
49,8	19,9	19	5,3	4,1	1,0	0,8

Образцы для исследований изготовлены на установке RealizerSLM 100 по технологии послойного лазерного сплавления. Основные параметры сплавления приведены в табл. 3.

Таблица 3

Основные параметры сплавления для порошковых материалов

Параметр	Сталь 316L	Сплав Inconel 718
Толщина слоя, мкм	30	30
Мощность лазерного излучения, Вт	80	100
Время экспозиции лазерного луча в точке, мкс	80	100
Шаг смещения лазерного луча, мкм	50	30
Диаметр пятна лазерного луча, мкм	90	100
Расстояние между линиями штриховки, мкм	120	150
Угол поворота направления штриховки между соседними слоями, град.	90	90
Температура платформы, °С	200	200
Защитная среда	Аргон	Аргон

Аттестация гранулометрического состава используемых порошков проведена на лазерном анализаторе размера частиц SALD-2300 Shimadzu. Показано, что средний размер частиц порошков 316L и Inconel 718 составляет 15 и 20 мкм, значения параметра D_{75} не превышают 20 и 25 мкм (т. е. 75 % частиц в порошке имеют диаметр не более 20 и 25 мкм) соответственно.

Для проведения исследований по технологии ПЛС были изготовлены образцы двух типов: для испытаний на растяжение и для изучения водородопроницаемости (рис. 1).

Образцы для испытаний на растяжение (рис. 1,а), изготовленные методом ПЛС, представляли собой стандартные цилиндрические образцы (тип IV, № 9 ГОСТ 1497-84) с диаметром рабочей части 3 мм и расчетной длиной 15 мм. Для исследований было изготовлено по 4 образца

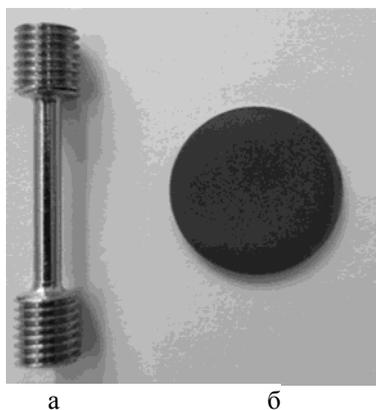


Рис. 1. Образцы для исследований, изготовленные методом ПЛС: а – стандартный цилиндрический образец для испытаний на растяжение, б – мембрана для исследования водородопроницаемости

каждого материала, дополнительная термообработка не проводилась.

Исследование водородопроницаемости проводили на образцах в виде мембран диаметром 20 мм и толщиной 1 мм (по 4 образца каждого материала) (рис. 1, б). Заготовки образцов имели цилиндрическую форму, их наращивание проводилось вдоль направления лазерного излучения (ЛИ), т. е. вдоль оси Z (рис. 2): в цилиндрических образцах ось Z перпендикулярна продольной оси образца (оси Y), в мембранных образцах ось Z совпадает с продольной осью образца. Цилиндрические образцы вырезались из заготовки механическим способом, а мембранные образцы нужной толщины – электроэрозионным способом.

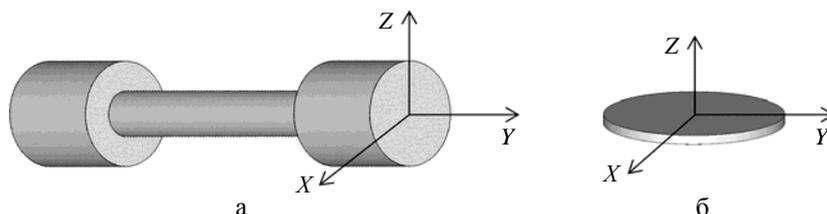


Рис. 2. Направление лазерного луча при изготовлении цилиндрического (а) и мембранного (б) образцов

Методики исследований

Механические свойства материала образцов и влияние на них воздействия водорода высокого давления определяли при испытаниях образцов на растяжение в гелии и водороде при давлении 80 МПа и комнатной температуре. Скорость деформации образцов при растяжении составляла $5 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$. В каждой газовой среде испытывались по два образца каждого материала.

Испытания образцов на растяжение осуществлялись в соответствии с требованиями ГОСТ 1497-84 «Металлы. Метод испытания на растяжение» при помощи разрывной машины UTS 100К, оборудованной камерой для испытаний в газовых средах высокого давления. Устройство камеры, методика и погрешности проводимых испытаний подробно описаны в работе [6].

Влияние воздействия водорода на каждую характеристику механических свойств численно оценивалось по формуле

$$\beta = X(\text{H}_2)/X(\text{He}), \quad (1)$$

где $X(\text{H}_2)$ – характеристика, полученная при испытаниях образцов на растяжение в водороде, $X(\text{He})$ – та же характеристика, полученная при испытаниях образцов на растяжение в гелии.

Исследование параметров водородопроницаемости мембранных образцов проводилось на специализированном стенде (рис. 3) с использованием модельной сборки (рис. 4), в которой между

двумя трубками из нержавеющей стали диаметром 20 мм и толщиной стенки 2 мм с использованием лазерной сварки вваривался исследуемый образец (см. рис. 1,б) с глубиной провара ~1 мм (эффективный диаметр образца ~18 мм).

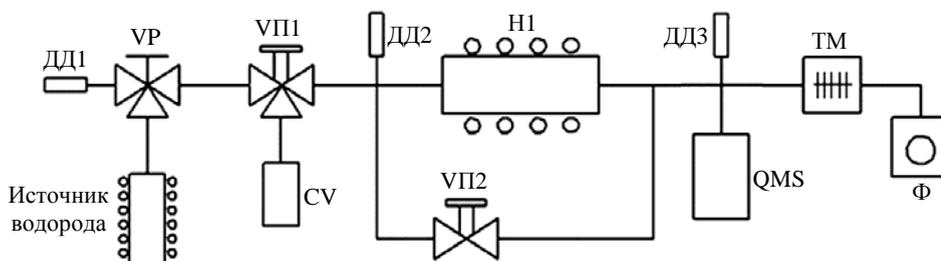


Рис. 3. Газовакуумная схема для исследования водородопроницаемости: ДД1, ДД2, ДД3 – датчики давления; VP – вентиль ручной; ВП1, ВП2 – вентили пневматические; CV – буферная емкость; Н1 – нагреватель; QMS – масс-спектрометр, ТМ – турбомолекулярный насос; Ф – форвакуумный насос. Источник водорода – ванадиевый металлгидридный генератор водорода

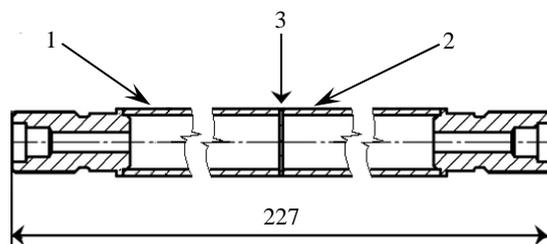


Рис. 4. Модельная сборка для исследования водородопроницаемости: 1, 2 – трубки; 3 – исследуемый образец (мембрана)

При исследовании водородопроницаемости сначала проводился вакуумный отжиг образца при температуре, на 100–200 градусов превышающей температуру эксперимента, до остаточного давления $\sim 5 \cdot 10^{-5}$ Па (по датчику ДД3).

После отжига и достижения заданного значения температуры образца на входную часть образца скачкообразно подавался диффузионно-чистый водород (под давлением $\sim 0,5$ МПа для 316L и $\sim 0,9$ МПа для Inconel 718), а на выходе регистрировался проникающий через образец поток (парциальное давление) водорода с помощью газового квадрупольного масс-спектрометра QMS «Prisma» 200M. Давление на входной стороне образца поддерживалось постоянным на протяжении всего эксперимента.

Исследование микроструктуры образцов проводилось на оптическом микроскопе Axiovert 25 при увеличении до 1000 раз на специально приготовленных микрошлифах после травления в горячем реактиве Круппа (50 мл соляной кислоты, 5 мл азотной кислоты и 5 мл воды).

Микроструктура материала цилиндрических образцов изучалась в головках в трех плоскостях XZ, YZ, XY (рис. 2,а), а микроструктура материала мембранных образцов – в сечениях XZ и XY (см. рис. 2,б).

Результаты исследований и их обсуждение

Результаты испытаний на растяжение образцов из стали 316L, полученных методом ПЛС

Результаты испытаний на растяжение образцов из стали 316L, полученных методом ПЛС, в водороде и гелии при давлении 80 МПа и комнатной температуре приведены в табл. 4. Для сравнения в этой же таблице приведены литературные данные по испытаниям в гелии и водороде образцов из аналогичной стали, полученных по традиционной технологии.

Таблица 4

Результаты испытаний на растяжение образцов из стали 316L, полученных методом ПЛС, в водороде и гелии при давлении 80 МПа

Материал	Среда (80 МПа)	№ образца	σ_B	$\sigma_{0,2}$	δ_5	ψ
			МПа		%	
Сталь 316L (ПЛС, данная работа)	He (80 МПа)	1	700	580	39	58
		2	750	610	43	60
		Среднее значение	730	600	41	59
	H ₂ (80 МПа)	3	690	570	38	50
		4	690	570	36	42
		Среднее значение	690	570	37	46
Параметр β			0,95	0,95	0,9	0,78
Результаты испытаний образцов из аналогичной стали, полученных по традиционным технологиям [7]						
Сталь 1.4404 (пруток Ø12 мм)	He (70 МПа)		590	265	63	85
	H ₂ (70 МПа)		570	260	45	43
	Параметр β		0,97	0,98	0,71	0,51
Сталь 1.4404 (лист 12 мм)	He (70 МПа)		650	375	54	83
	H ₂ (70 МПа)		620	345	41	46
	Параметр β		0,95	0,92	0,76	0,55

Примечание: σ_B – временное сопротивление; $\sigma_{0,2}$ – условный предел текучести; δ_5 – относительное удлинение после разрыва; ψ – относительное сужение после разрыва.

Результаты испытаний образцов из сплава Inconel 718, полученных методом ПЛС

Следует отметить, что Inconel 718 относится к дисперсионно-твердеющим сплавам, упрочняемым термообработкой. Согласно стандарту ASTM после стандартной термообработки сплава его $\sigma_B \geq 1240$ МПа и $\sigma_{0,2} \geq 920$ МПа. Так как в данной работе образцы, изготовленные методом ПЛС, не подвергались термообработке, то неудивительно, что их прочностные характеристики оказались ниже на 15 %.

Также из табл. 5 видно, что воздействие водорода не оказало влияния на условный предел текучести и вызвало незначительное снижение (на 10 %) временного сопротивления образцов.

Определить характеристики пластичности образцов из сплава Inconel 718, изготовленных методом ПЛС, в водороде и оценить влияние на них воздействия водорода не удалось из-за характера разрушения образцов (рис. 5).

Таблица 5

Результаты испытаний на растяжение образцов из сплава Inconel 718, полученных методом ПЛС, в водороде и гелии при давлении 80 МПа

Среда (80 МПа)	№ образца	σ_B^*	$\sigma_{0,2}^*$	δ^*	ψ^*
		МПа		%	
He	I-1	1050	780	21,5	29
	I-2	1030	780	17,5	28
	Среднее значение	1040	780	19,5	29
H ₂	I-3	930	780	**	**
	I-4	940	800	**	**
	Среднее значение	940	790	**	**
Параметр β		0,90	1,01	**	**

* См. примечание к табл. 4.

** Не удалось определить характеристику из-за характера разрушения образцов.

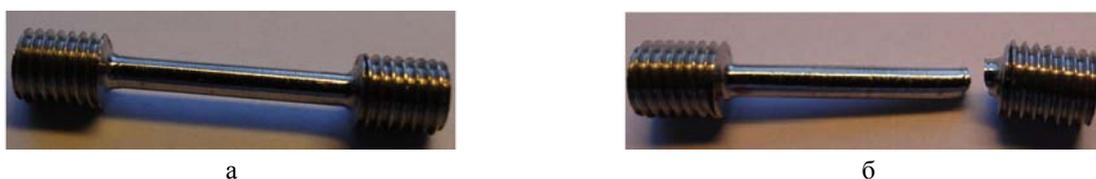


Рис. 5. Вид образца из сплава Inconel 718, полученного по технологии ПЛС, до (а) и после (б) испытания на растяжение в среде водорода

В водороде разрушение образцов начиналось у основания галтели с выходом поверхности разрушения на радиусном переходе цилиндрической рабочей части в галтель. Такой характер разрушения свидетельствует о сильной чувствительности данного КМ к воздействию водорода при наличии концентраторов напряжений. В литературе также отмечалось влияние концентраторов напряжения на механические свойства в среде водорода сплава Inconel 718, изготовленного по традиционной технологии [7].

Результаты исследования параметров водородопроницаемости стали 316L

Температурная зависимость водородопроницаемости (ВП) определялась при постоянном входном давлении диффузионно-чистого протия (~0,5 МПа для образцов из 316L и ~0,9 МПа для образцов из сплава Inconel 718). По экспериментальным результатам рассчитывались и определялись согласно ОСТ 92-4949-84 [8] следующие кинетические параметры ВП: P_H – коэффициент ВП, E_p – энергия активации ВП, D_H – коэффициент диффузии, E_D – энергия активации диффузии, S_H – растворимость изотопов водорода в КМ, H_S – теплота растворения. Полученные кинетические параметры ВП приведены в табл. 6. Там же приведено сравнение с литературными данными, полученными из опытов на образцах из аналогичных материалов, изготовленных по традиционной технологии.

С использованием данных из табл. 6 на рис. 6, 7 показаны зависимости коэффициентов проницаемости P_H и диффузии D_H от обратного значения температуры для различных образцов стали.

Кинетические параметры водопроницаемости образцов из порошка стали 316L и образцов из цельного материала

Материал	D_0 , м ² /с	E_D , кДж/моль	P_0 , моль/(м·с·Па ^{1/2})	E_P , кДж/моль	S_0 , моль/(м ³ ·Па ^{1/2})	H_S , кДж/моль
Сталь 316L	$3,42 \cdot 10^{-7}$	48,02	$7,8 \cdot 10^{-7}$	68,66	2,28	20,64
Сплав Inconel 718	$1,66 \cdot 10^{-7}$	41,85	$1,4 \cdot 10^{-7}$	61,33	0,84	19,47
12X18H10T [9]	$8,6 \cdot 10^{-7}$	50,2	$5,48 \cdot 10^{-6}$	72,5	–	15,9
12X18H10T [10]	$3,4 \cdot 10^{-8}$	29,6	$4,5 \cdot 10^{-7}$	71,4	–	–
Сталь 316L-IG [11] (для дейтерия)	$5,9 \cdot 10^{-7}$	55	$0,3 \cdot 10^{-6}$	66	0,5	11
Сталь 316L [12]	$2,99 \cdot 10^{-6}$	59,7	$7,7 \cdot 10^{-7}$	66,6	0,26	6,88

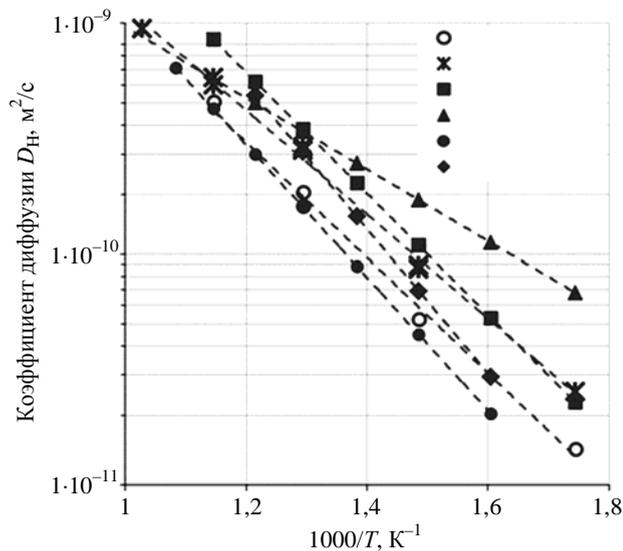


Рис. 6. Температурная зависимость коэффициента диффузии

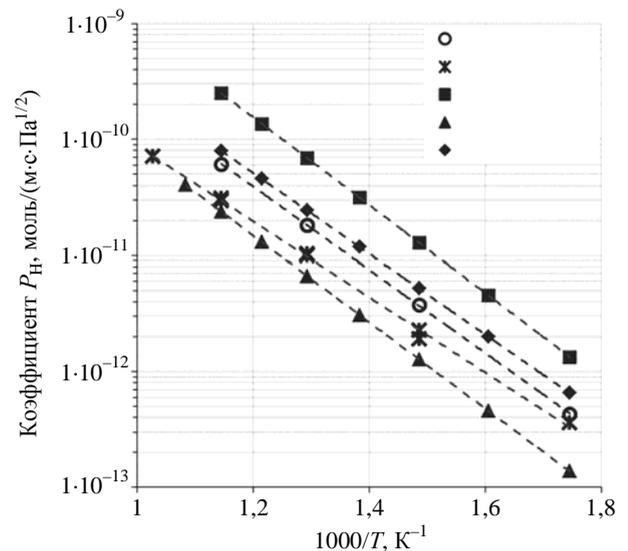


Рис. 7. Политерма проницаемости

Полученные результаты показывают, что кинетические параметры диффузии и проницаемости водорода для образцов из стали 316L и сплава Inconel 718, полученных методом ПЛС, имеют значения одного порядка с данными, полученными на образцах из традиционных материалов – сталей 12X18H10T и 316L. Некоторые отличия в значениях характеристик (пониженная ВП и повышенная энергия активации растворимости) могут являться следствием отличия химического состава сталей 316L, 12X18H10T и сплава Inconel 718.

Результаты металлографических исследований

Микроструктура цилиндрического образца из стали 316L в плоскостях XZ и YZ, параллельных направлению лазерного излучения, одинакова и имеет характерную «чешуйчатую» структуру (рис. 8а,б, см. также [13]).

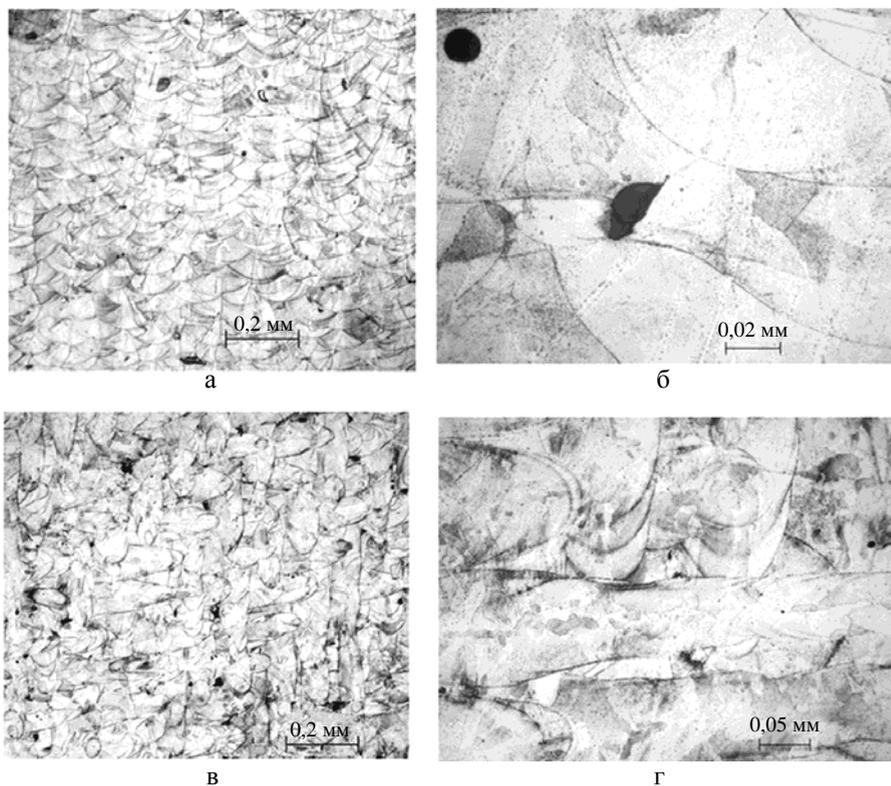


Рис. 8. Микроструктура цилиндрического образца из стали 316L: а, б – плоскость XZ; в, г – плоскость XY

Характерный размер чешуек составляет $\approx 0,1$ мм. По форме структура ПЛС-образца стали 316L напоминает структуру многопроходного сварного шва в поперечном сечении, когда сварные швы от каждого прохода накладываются друг на друга (рис. 9). Но строение сварного шва стали имеет дендритную структуру (рис. 9,б), которая образуется в процессе сравнительно медленного охлаждения расплавленного металла. В чешуйках стали 316L дендриты не наблюдаются, хотя материал также нагревался выше температуры плавления.

Скорее всего, это связано с очень быстрым охлаждением материала – по некоторым оценкам скорость охлаждения после воздействия ЛИ составляет 10^3 – 10^6 C/c [14]. При изучении структуры стали 316L при больших увеличениях видно (см. рис. 8,б), что строение чешуек неоднородно, они состоят из фрагментов, по-видимому, отличающихся кристаллической ориентацией.

Структура стали 316L в плоскости XY (рис. 8,в,г), перпендикулярной ЛИ, отличается от структуры материала в плоскостях XZ и YZ, параллельных ЛИ. В плоскости XY наблюдаются преимущественно участки овальной формы с четко выраженными границами и ориентированные по осям X или Y. По сути эти участки представляют собой микросварные швы вдоль направления сканирования ЛИ.

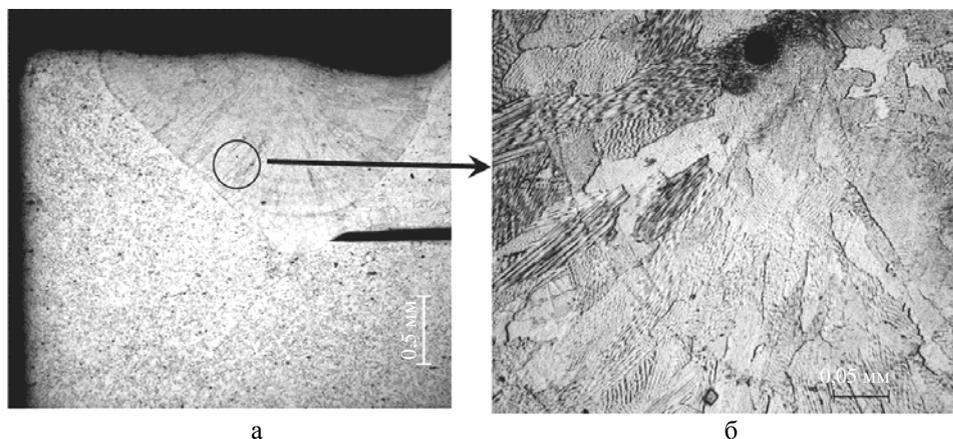


Рис. 9. Микроструктура многопроходного сварного шва деталей из аустенитной нержавеющей стали, выполненного лазерной сваркой

В структуре стали 316L имеются отдельные дефекты, похожие на дефекты сварных швов – поры и несплавления размером до 0,01 мм (см. рис. 8,б). Как показали результаты исследований, приведенные выше, эти дефекты на свойства КМ не повлияли. Структуры цилиндрического и мембранного образцов из стали 316L в исходном состоянии практически одинаковы (см. рис. 8, 10).

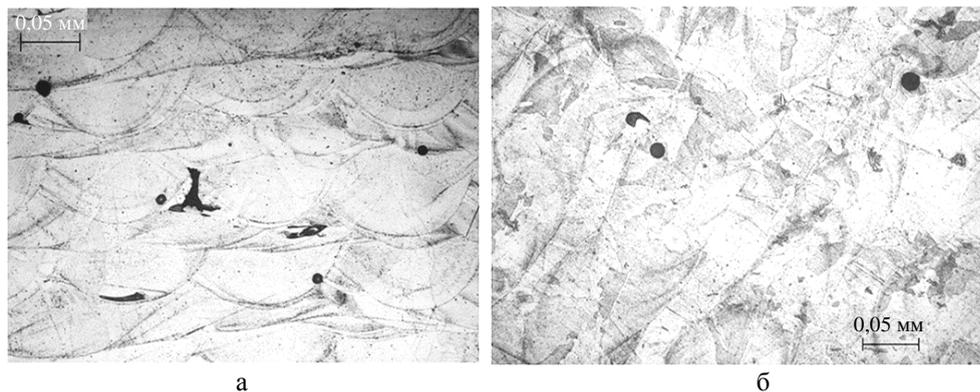


Рис. 10. Микроструктура мембранного образца из стали 316L в исходном состоянии:
а – плоскость XZ, б – плоскость XY

После испытаний в плоскости XY имеются регулярно расположенные участки квадратной формы, окруженные более мелкими зернами (рис. 11,в,г). Анализ формы зерен в плоскостях XZ и XY позволяет предположить, что зерна представляют собой эллипсоиды, вытянутые вдоль одной из осей. Соответственно, в плоскости шлифа зерна имеют вытянутую или округлую форму. Появление в структуре материала мембранного образца зерен свидетельствует о протекании процесса рекристаллизации, в результате которого происходит поглощение старых зерен новыми зернами, свободными от напряжений. Обычно рекристаллизация происходит в результате нагрева деформированного материала за счет уменьшения упругой энергии искажений. При изготовлении образца методом ПЛС в результате быстрого охлаждения возможно образование остаточных напряжений, что создает определенный запас упругой энергии. При нагреве такого образца до высоких температур (мембранный образец при проведении исследований водородопроницаемо-

сти подвергался высокотемпературному нагреву: кратковременно до 1000 °С и до 750 °С в течение нескольких часов) происходит рекристаллизация материала.

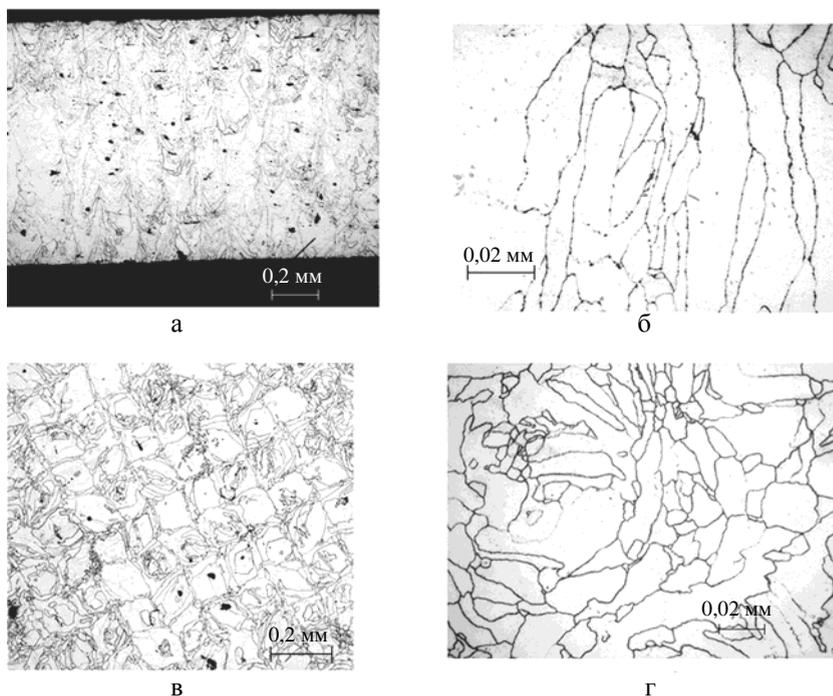


Рис. 11. Микроструктура мембранного образца из стали 316L после испытаний на водородопроницаемость: а, б – плоскость XZ; в, г – плоскость XY

Изменения структуры материала мембранного образца в результате испытаний на водородопроницаемость сопровождаются снижением микротвердости стали 316L с HV260 (исходный образец) до HV210 (испытанный образец), что также свидетельствует о протекании процессов рекристаллизации.

Структура образца из сплава Inconel 718 имеет много общего со структурой образца из стали 316L (рис. 12). Отличия в микроструктуре, по-видимому, обусловлены более сложным химическим составом сплава Inconel 718 по сравнению со сталью 316L и выделениями в нем интерметаллидных соединений никеля с титаном и ниобием.

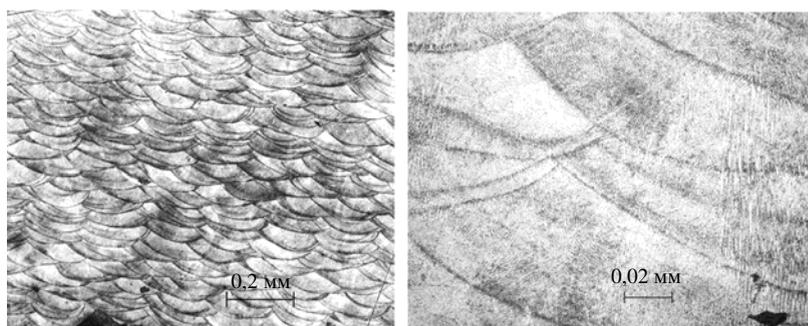


Рис. 12. Микроструктура цилиндрического образца из сплава Inconel 718 (плоскость YZ)

Заключение

Проведены исследования взаимодействия с водородом стали 316L и сплава Inconel 718, полученных методом послойного лазерного сплавления. Изучено влияние водорода на механические свойства данных материалов, определена равновесная растворимость, исследованы параметры водородопроницаемости и структура указанных материалов. По результатам проведенных исследований установлено следующее.

1. При комнатной температуре механические свойства и водородостойкость образцов из стали 316L, изготовленных из порошкового материала по технологии ПЛС, находятся на высоком уровне и не уступают аналогичным свойствам стали, полученной по традиционной технологии.

2. Воздействие водорода не оказало существенного влияния на прочностные характеристики порошковых образцов сплава Inconel 718, однако характер их разрушения в водороде показал высокую чувствительность к концентраторам напряжения. Значения прочностных характеристик (σ_b и $\sigma_{0,2}$) нетермообработанных образцов из сплава Inconel 718, изготовленных из порошкового материала по технологии ПЛС, на 15 % ниже требуемых по стандарту ASTM для термообработанного сплава.

3. Кинетические параметры водородопроницаемости (диффузии и растворимости) для образцов из стали 316L и сплава Inconel 718, полученных методом ПЛС, имеют значения одного порядка с параметрами образцов из сталей 12X18H10T и 316L, изготовленных по традиционной технологии. Качественные отличия (пониженная водородопроницаемость и повышенная энергия активации растворимости) могут являться следствием отличия химического состава материалов, а также объясняться наличием в материале, изготовленном методом ПЛС, небольшой пористости (<1 %).

4. Материал образцов, выполненных методом ПЛС, имеет чешуйчатую структуру. В структуре материалов, полученных методом ПЛС, имеется незначительное количество дефектов, похожих на дефекты сварных швов – поры и несплавления размером до 0,01 мм.

В целом результаты данной работы подтверждают возможность применения технологии ПЛС для изготовления деталей, работающих в среде водорода при высоком давлении при комнатной температуре.

Благодарности

Авторы выражают благодарность сотрудникам НИФТИ ННГУ В. Н. Чувильдееву, М. Ю. Грязнову, С. В. Шотину за предоставленные образцы для проведения данного исследования.

Список литературы

1. Грязнов М. Ю., Шотин С. В., Чувильдеев В. Н. Эффект мезоструктурного упрочнения стали 316L при послойном лазерном сплавлении // Вестник Нижегородского университета им. Н. И. Лобачевского. 2012. № 5(1). С. 45–50.
2. Галимова Л. А., Атрощенко В. В., Смирнов В. А. и др. Структура и механические свойства образцов из нержавеющей стали, полученных методом селективного спекания // Вестник Башкирского университета. Сер. Механика и математика. 2016. Т. 21. № 2. С. 258–263.

3. Riemera A., Leuders S., Thönea M. et al. On the fatigue crack growth behavior in 316L stainless steel manufactured by selective laser melting // Engineering Fracture Mechanics. 2014. Vol. 120. P. 15–25.
4. Fangxia X., Xinbo H., Shunli C., Xuanhui Q. Structural and mechanical characteristics of porous 316L stainless steel fabricated by indirect selective laser sintering // J. of Materials Processing Technology. 2013. Vol. 213. P. 838–843.
5. Грязнов М. Ю., Шотин С. В., Чувильдеев В. Н. Физико-механические свойства и структура сплава Inconel 718, полученного по технологии послойного лазерного сплавления // Вестник Нижегородского университета им. Н. И. Лобачевского. 2014. № 4(1). С. 46–51.
6. Michler T., Boitsov I. E., Malkov I. L. et al. Assessing the effect to flow oxygen concentrations in gaseous hydrogen embrittlement of DIN 1.4301 and 1.1200 steels at high gas pressures // Corrosion Science. 2012. Vol. 65. P. 169–177.
7. Gray H. R. Testing for hydrogen environment embrittlement: experimental variables // Hydrogen Embrittlement Testing: a symposium presented at the 75 Annual Meeting ASTM543. Los Angeles, Calif., 25–30 June 1972. P. 133–151.
8. ОСТ 92-4949-84. Металлы. Методы определения высокотемпературной водородопроницаемости.
9. Арчаков Ю. И. Водородная коррозия стали. – М.: Металлургия, 1985. С. 34.
10. База данных «Hydrogen In Solids», СПбГУ НИИФ им. Фока.
11. Похмурський В. І., Федоров В. В. Вплив водню на дифузійні процеси в металах. – Львів, 1998. С. 168.
12. Арчаков Ю. И. Коррозия и защита химической аппаратуры. – Л.: Химия. 1974. Т. 9. С. 345.
13. Гибсон Я., Розен Д., Стакер Б. Технологии аддитивного производства. – М.: Техносфера, 2016.
14. Шишковский И. В. Основы аддитивных технологий высокого разрешения. – С.-Пб.: Питер, 2016.

Effects of Hydrogen on the Mechanical Properties and Structure of 316L Steel and Inconel 718 Alloy Produced by Selective Laser Melting

I. P. Maksimkin, A. A. Yukhimchuk, I. L. Malkov, I. E. Boitsov,
R. K. Musyaev, A. V. Buchirin, V. V. Baluev, A. V. Vertey, E. V. Shevnin

This paper presents the results of studying the interaction of hydrogen with specimens of 316L steel and Inconel 718 alloy produced by Selective Laser Melting (SLM). We have studied the effects of hydrogen on mechanical properties of the said materials, their hydrogen permeability and microstructure, and compared the properties of SLM-produced specimens with materials produced through conventional process. SLM has been demonstrated to be suitable for producing components intended for operation in hydrogen environments under high pressure at room temperature.

Исследование водородной прочности титановых сплавов

**И. Л. Малков, И. Е. Бойцов,
А. Н. Дмитриенко, М. В. Казимов,
В. Г. Клевцов, Н. Ю. Туманова,
А. А. Юхимчук**

Конструкционные титановые сплавы обладают уникальным сочетанием таких свойств, как низкая плотность, высокие прочность и коррозионная стойкость. В ходе исследований водородной прочности титановых сплавов СТ-4, ВТ9, ВТ25У было установлено, что наибольшему водородному охрупчиванию среди исследованных сплавов подвергается псевдо- α -сплав СТ-4. Жаропрочные титановые сплавы ($\alpha + \beta$)-класса ВТ9 и ВТ25У более стойки к воздействию водорода высокого давления. Наилучшие результаты показал сплав ВТ25У – он водородостоек в среде газообразного водорода под давлением 80 МПа в интервале температур от 20 до 600 °С при времени воздействия водорода до 1 часа.

Введение

Известно, что водород оказывает неблагоприятное влияние на механические свойства конструкционных материалов (КМ), особенно на характеристики пластичности, что резко повышает вероятность внезапного, нерасчетного разрушения нагруженных конструкций, работающих в контакте с водородосодержащей средой.

В РФЯЦ-ВНИИЭФ около 50 лет назад были начаты работы по созданию установок для исследования влияния водорода высокого давления на свойства КМ, а затем и исследования водородной прочности (ВП) сталей и сплавов.

В настоящее время имеется комплекс установок для проведения исследований механических свойств КМ в условиях воздействия водорода высокого давления в широком диапазоне температур и времени воздействия [1–3]:

- установка высокого давления для проведения испытаний трубчатых образцов на несущую способность давлением газа, в том числе и водородом, до 500 МПа и температуре до 830 °С;
- установка для испытаний цилиндрических образцов на растяжение в газовых средах, в том числе и водороде, при давлении до 150 МПа и температуре до 830 °С;
- установка для определения характеристик механических свойств КМ на базе разрывной машины UTS100K (максимальная нагрузка 100 кН) при давлении водорода до 70 МПа и в диапазоне температур от –150 до 600 °С.

Достоверность полученных результатов по оценке водородной прочности КМ подтверждается их сравнением с литературными данными. Основные закономерности влияния водорода на механические свойства КМ, отмеченные в работах [4–7], наблюдались и при исследованиях ВП КМ, выполненных в РФЯЦ-ВНИИЭФ.

В данной статье представлены результаты исследований водородной прочности титановых сплавов СТ-4, ВТ9 и ВТ25У.

1. Водородная хрупкость титановых сплавов

Титановые сплавы, как и большинство КМ, подвержены водородной хрупкости (ВХ), т. е. ухудшению механических свойств при воздействии водорода. Наиболее подробно вопросы ВХ титановых сплавов рассмотрены в работах Б. А. Колачева [7–9].

Проявления ВХ титановых сплавов весьма многообразны, но чаще всего связаны с действием основного механизма водородного повреждения – образованием и разрушением хрупкого гидрида титана. При повышенных температурах α -фаза сплавов титана может растворять значительное количество водорода (до 0,18 % по массе при температуре 320 °С [10]). С понижением температуры растворимость водорода резко уменьшается до $\sim 10^{-3}$ % (по массе). При снижении температуры избыточный водород выделяется, образуя гидрид титана. При медленном охлаждении гидриды титана, как правило, выделяются в виде тонких пластинок, а при ускоренном – в виде высокодисперсных частиц. Изучение изломов указывает, что разрушение распространяется по поверхности раздела между гидридной фазой и матрицей. Таким образом, гидридные пластинки являются источником трещин Гриффитса, которые развиваются при приложении напряжений из-за слабого сцепления между выделением и основной фазой вследствие различия их упругих и пластических свойств. При деформации титановых сплавов, насыщенных водородом, образование и распространение трещин, возникающих около гидридов, облегчается внутренними напряжениями, которые имеются около гидридов титана из-за большой разницы в удельных объемах гидридных выделений и основного металла. Такой механизм разрушения является типичным для α - и псевдо- α -сплавов.

В случае ($\alpha + \beta$)-сплавов на характер ВХ оказывает влияние наличие β -фазы. Растворимость водорода в β -фазе значительно выше, чем в α -фазе, поэтому большая часть водорода сосредотачивается в β -фазе, которая может содержать сравнительно большие количества водорода без образования гидридов титана (например, в β -сплаве ВТ15 растворяется до 0,35 % водорода (по массе)) и обычно ВХ не подвержена. Поскольку β -фаза представляет собой как бы резервуар-накопитель, в котором накапливается водород, то повреждение КМ может произойти только при условии направленной диффузии водорода в α -фазу. Поскольку в ряде случаев при охрупчивании этих титановых сплавов гидриды титана не обнаруживаются, то помимо гидридного механизма ВХ охрупчивание ($\alpha + \beta$)-сплавов может происходить в результате других механизмов, присущих негидридообразующим металлам:

а) декогезионный механизм – водород, располагающийся внутри кристаллической решетки, снижает силу, необходимую для разрыва связи двух соседних атомов (когезивную прочность решетки);

б) адсорбционный механизм – при адсорбции водорода на внутренних свободных поверхностях (например, берега трещин, границы зерен и т. д.), имеющихся в реальных металлах и возникающих в процессе их деформации, происходит снижение поверхностной энергии металла и, следовательно, по аналогии с эффектом Ребиндера существенно снижаются прочность и пластичность металла;

д) дислокационный механизм – образование водородных атмосфер Коттрелла около дислокаций вызывает изменение их подвижности. Снижение подвижности дислокаций затрудняет деформацию материала в вершине трещины, тем самым обеспечивается большая концентрация напряжений и рост трещины при более низких напряжениях. Уменьшение напряжения разрушения может быть также связано с тем, что в локальной зоне повышенной концентрации водорода возрастает подвижность дислокаций, тогда в этой зоне наблюдается высокая микропластичность. При этом хрупкое разрушение происходит в результате протекания сильно локализованного интенсивного пластического течения при низком уровне напряжений.

2. Результаты исследования водородной прочности титановых сплавов СТ-4, ВТ9 и ВТ25У

Влияние водорода на свойства сплавов СТ-4, ВТ9 и ВТ25У оценивалось по результатам следующих видов испытаний:

- сравнительные испытания на растяжение при комнатной температуре цилиндрических образцов после их выдержки в водороде или инертной среде при давлении 78,5 МПа в диапазоне температур от 20 до 700 °С и времени выдержки 1 и 3 ч;

- сравнительные испытания до разрушения трубчатых образцов путем их нагружения внутренним давлением водорода или инертного газа (кратковременные испытания), а также нагружения внутренним давлением водорода до разрушения после выдержки в диапазоне температур от 20 до 700 °С в течение одного или трех часов под давлением водорода, при котором в стенке трубчатого образца реализуются напряжения, примерно равные $0,5\sigma_{0,2}^T$ (испытания с выдержкой);

- сравнительные испытания на растяжение цилиндрических образцов в среде водорода или инертного газа высокого давления (80 МПа) как после выдержки в течение одного или двух часов, так и без нее в диапазоне температур от 20 до 600 °С.

Химический состав исследованных титановых сплавов приведен в таблице.

Массовая доля элементов, %

Марка сплава	Ti	Al	Zr	Mo	Sn	Si	W	B
СТ-4	Основа	7,5–10,0	2,5–4,0	0,5–2,0	2,5–5,5	–	–	≈0,5
ВТ9	Основа	5,8–7,0	1,0–2,0	2,8–3,8	–	0,2–0,35	–	–
ВТ25У	Основа	6,0–7,0	3,0–4,5	3,5–4,5	1,0–2,5	0,1–0,3	0,4–1,5	–

2.1. Титановый сплав СТ-4

Опытный сплав СТ-4 относится к псевдо- α -сплавам, упрочняемым термической обработкой [11, 12]. После термической обработки (нагрев до температуры 1020 ± 30 °С, выдержка 1 ч, охлаждение в масло) характеристики механических свойств сплава должны быть следующими: $\sigma_B \geq 1180$ МПа, $\sigma_{0,2} \geq 1080$ МПа, $\delta \geq 1,0$ %, $\psi \geq 4$ %, $KCU \geq 0,1$ МДж/м², НВ 302–444.

Характеристики механических свойств сплава СТ-4 в диапазоне температур от 20 до 700 °С (средние значения по результатам испытаний 2–3 образцов) приведены на рис. 1, а результаты исследования водородной прочности – на рис. 2, 3.

Результаты исследований ВП сплава СТ-4 показали следующее:

- наводороживание сплава СТ-4 при комнатной температуре и давлении водорода 78,5 МПа в течение 2 ч приводит к снижению характеристик прочности сплава СТ-4 на ≈ 10 %, при наводороживании при температуре 600 °С происходит полное охрупчивание сплава СТ-4;

- при испытаниях трубчатых образцов из сплава СТ-4 на несущую способность в условиях сложноподвижного состояния в диапазоне температур 20–600 °С как при кратковременном воздействии водорода, так и после выдержки до 3 ч снижение напряжений разрушения не превышает ≈ 10 %. Катастрофическое водородное охрупчивание сплава СТ-4 происходит при температурах выше 600 °С.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОДОРОДНОЙ ПРОЧНОСТИ ТИТАНОВЫХ СПЛАВОВ

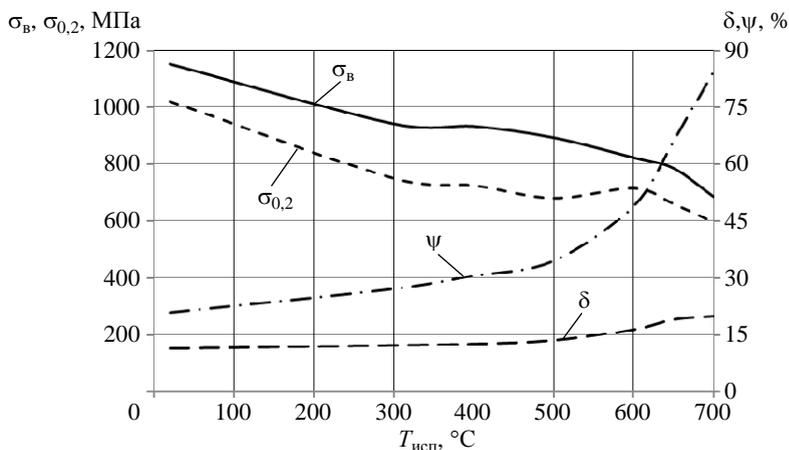


Рис. 1. Температурная зависимость характеристик механических свойств сплава СТ-4

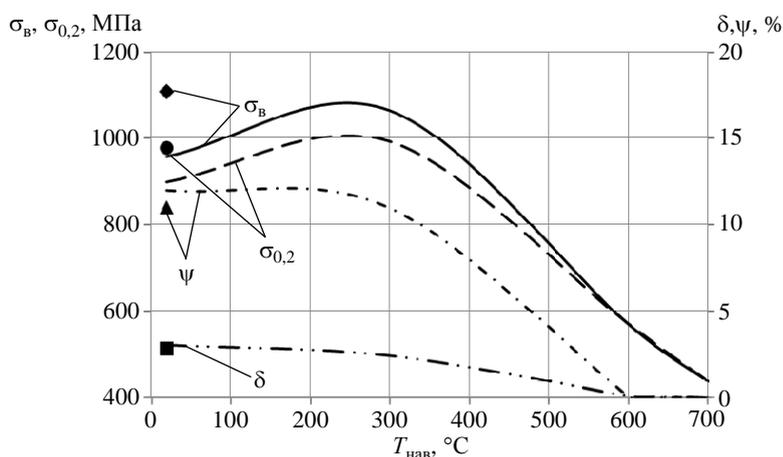


Рис. 2. Зависимость характеристик механических свойств сплава СТ-4 от температуры наводороживания при давлении водорода 78,5 МПа в течение 2 ч (маркеры – результаты испытаний на растяжение на воздухе)

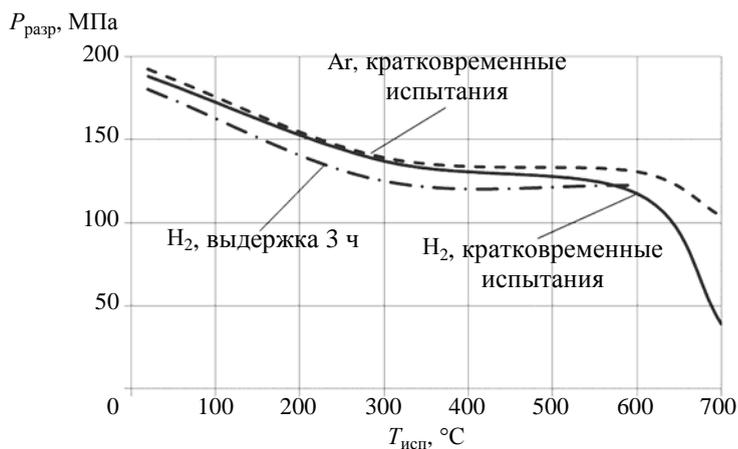


Рис. 3. Температурная зависимость давления разрушения трубчатых образцов из сплава СТ-4 при испытании давлением аргона и водорода

2.2. Сплав ВТ9

Титановый сплав ВТ9 является двухфазным ($\alpha + \beta$)-сплавом мартенситного класса, применяется в качестве КМ деталей, работающих длительное время (до 500 ч) при температурах до 500 °С и короткое время (одноразовые детали) до 550 °С [13].

Результаты исследований температурной зависимости механических свойств сплава ВТ9 в различных условиях приведены на рис. 4–7.

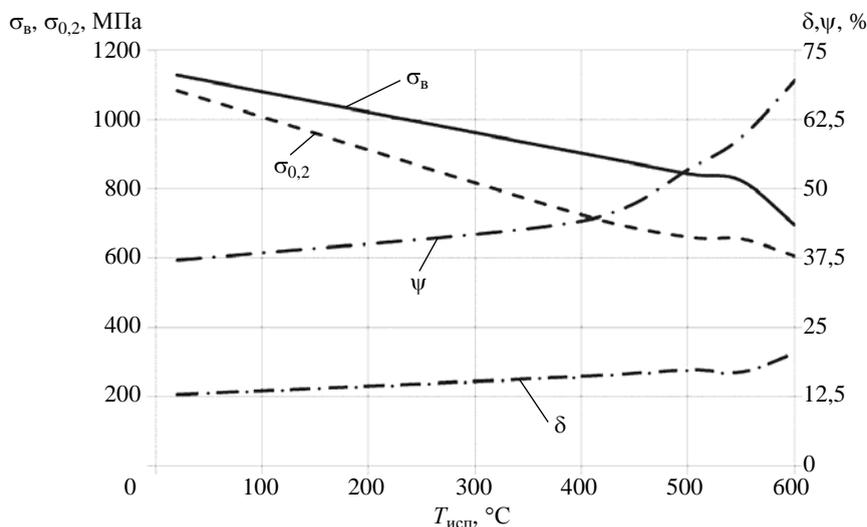


Рис. 4. Температурная зависимость характеристик механических свойств сплава ВТ9 после двойного отжига

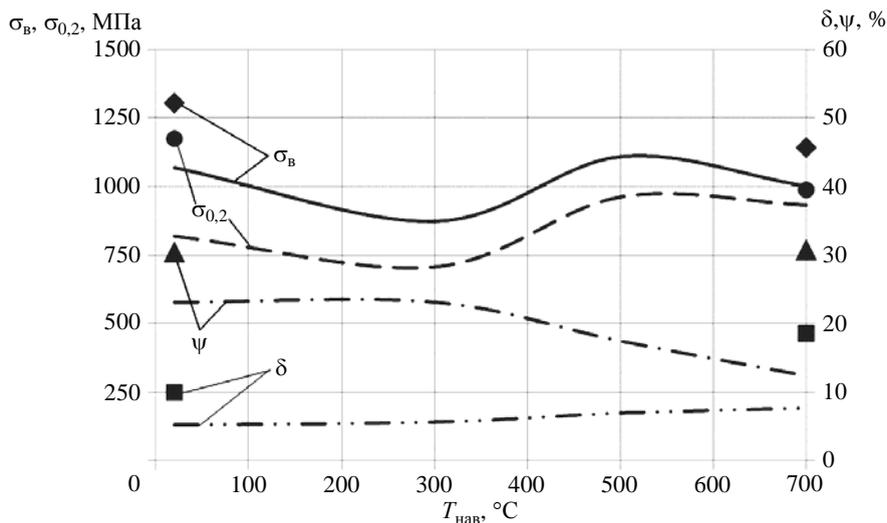


Рис. 5. Зависимость характеристик механических свойств сплава ВТ9 от температуры наводороживания в течение двух часов при давлении водорода 78,5 МПа (маркеры – результаты испытаний на растяжение на воздухе)

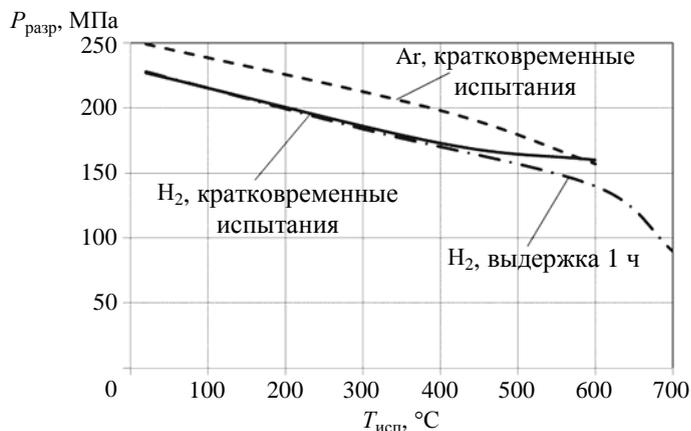


Рис. 6. Температурная зависимость давления разрушения трубчатых образцов из сплава ВТ9 при испытании давлением аргона и водорода

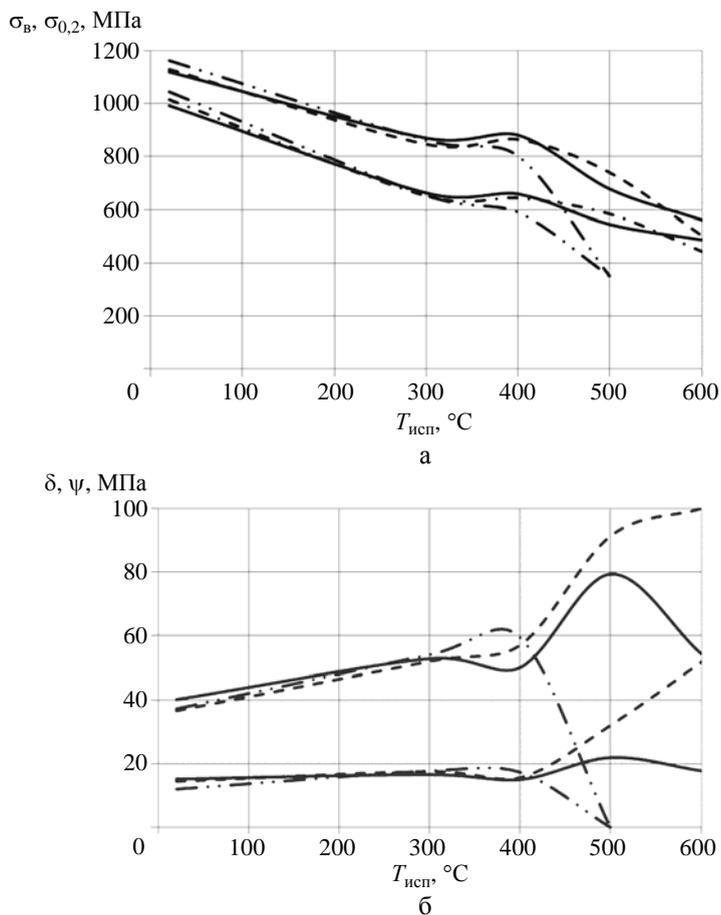


Рис. 7. Температурная зависимость характеристик механических свойств сплава ВТ9 при испытании образцов на растяжение в аргоне и водороде при давлении 78,5 МПа: а – прочностные характеристики $\sigma_{в}$, $\sigma_{0,2}$; б – характеристики плотности δ , ψ ; - - - - аргон, кратковременные испытания; — — — — водород, кратковременные испытания; — · · — — водород, выдержка 2 ч

Результаты исследования водородной прочности сплава ВТ9 показали следующее:

- наводороживание сплава ВТ9 в упрочненном состоянии при давлении 78,5 МПа в течение 2 ч в диапазоне от 20 до 700 °С приводит к снижению механических свойств до 20 %. Полное охрупчивание сплава ВТ9 наблюдается при температуре 700 °С и времени воздействия водорода более 3 ч;

- в условиях сложнапряженного состояния при кратковременных испытаниях и после выдержки до 3 ч в диапазоне температур от 20 до 600 °С снижение напряжения разрушения трубчатых образцов по сравнению с испытаниями в среде аргона не превышает $\approx 10\%$;

- при кратковременных испытаниях на растяжение в диапазоне температур от 20 до 600 °С влияние водорода на характеристики прочностных свойств сплава ВТ9 практически отсутствует. Заметное влияние водорода на характеристики пластичности происходит при температурах выше 400 °С. После двухчасовой выдержки в среде водорода при давлении 78,5 МПа сплав ВТ9 полностью охрупчивается при температуре 500 °С.

2.3. Сплав ВТ25У

Жаропрочный титановый сплав ВТ25У относится к двухфазным ($\alpha + \beta$)-сплавам мартенситного класса и применяется в качестве КМ деталей компрессора высокого давления авиадвигателей (лопаток ротора, дисков), работающих при температурах до 550 °С [13]. Согласно [14] сплав ВТ25У является наиболее высокопрочным и жаропрочным ($\alpha + \beta$)-сплавом среди всех отечественных и зарубежных титановых сплавов этого класса.

Для сплава ВТ25У рекомендуется следующий режим термической обработки: нагрев до 950–970 °С, выдержка 1–4 ч, охлаждение на воздухе; нагрев до 530–570 °С, выдержка 6 ч, охлаждение на воздухе (двойной отжиг).

Результаты исследований температурной зависимости механических свойств и ВП сплава ВТ25У приведены на рис. 8–10.

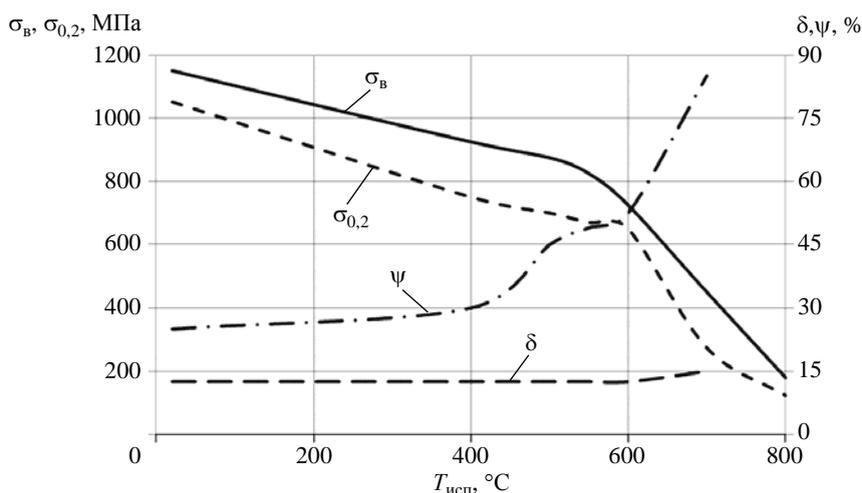


Рис. 8. Температурная зависимость характеристик механических свойств сплава ВТ25У

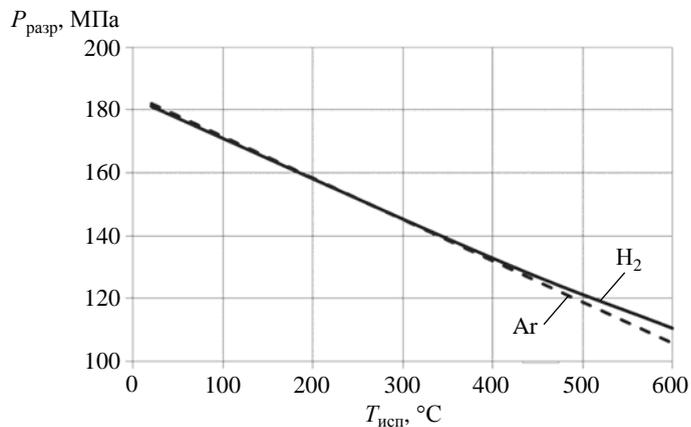


Рис. 9. Температурная зависимость давления разрушения трубчатых образцов из сплава ВТ25У при испытании давлением аргона (кратковременные испытания) и водорода (испытания после часовой выдержки)

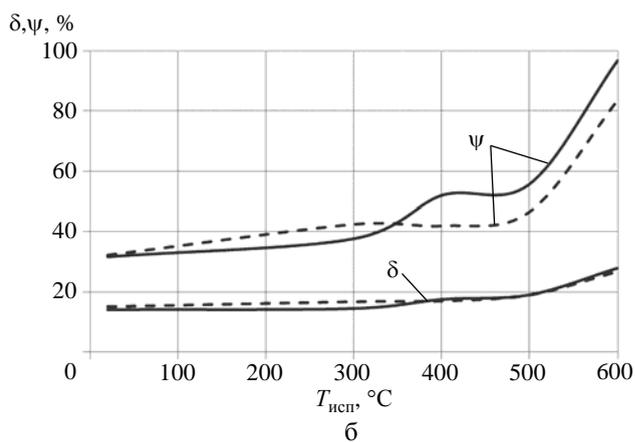
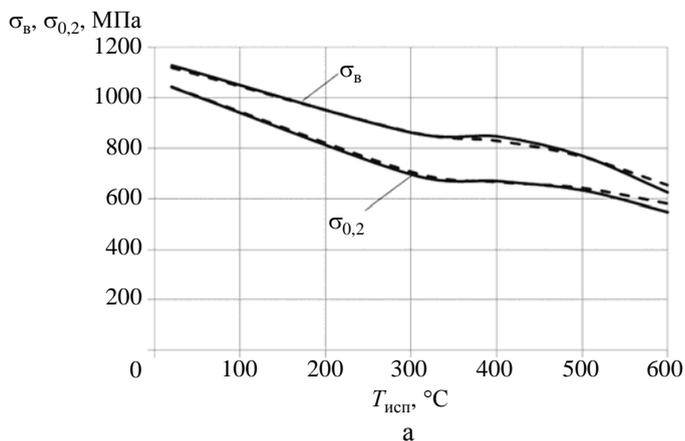


Рис. 10. Температурная зависимость характеристик механических свойств сплава ВТ25У при испытаниях на растяжение в гелии и водороде: — — — гелий, кратковременные испытания; а – прочностные характеристики σ_B , $\sigma_{0,2}$; б – характеристики плотности δ , ψ ; — — — — водород, испытания после часовой выдержки при давлении 80 МПа

Результаты исследования водородной прочности сплава ВТ25У показали, что титановый сплав ВТ25У водородостоек в среде газообразного водорода под давлением до 80 МПа в интервале температур 20–600 °С при времени воздействия водорода до 1 ч как при испытаниях образцов на растяжение, так и в условиях сложнапряженного состояния при испытании трубчатых образцов.

Заключение

Наибольшему водородному охрупчиванию среди исследованных титановых сплавов подвергается псевдо- α -сплав СТ-4: при воздействии водорода высокого давления (78,5 МПа) и температуре 600 °С и выше в течение 2–3 ч происходит полное охрупчивание сплава.

Жаропрочные титановые сплавы ($\alpha + \beta$)-класса ВТ9 и ВТ25У более стойки к воздействию водорода высокого давления.

При воздействии водорода высокого давления (78,5 МПа) в течение 2 ч в диапазоне температур от 20 до 700 °С максимальное снижение механических свойств сплава ВТ9 составляет 20 %. Полное охрупчивание сплава ВТ9 наблюдается при температуре 700 °С и времени воздействия водорода более 3 ч. При испытании на растяжение образцов из сплава ВТ9 в среде водорода заметное снижение пластичности материала происходит при температурах выше 400 °С. Полное охрупчивание сплава ВТ9 наступает после двухчасовой выдержки в среде водорода при давлении 78,5 МПа и температуре 500 °С.

Наилучшие результаты показал сплав ВТ25У: он водородостоек в среде газообразного водорода под давлением 80 МПа в интервале температур 20–600 °С при времени воздействия водорода до 1 ч как при испытаниях образцов на растяжение, так и в условиях сложнапряженного состояния при испытании трубчатых образцов.

Список литературы

1. Хабаров Ю. А., Базунов А. В., Бойцов И. Е. и др. Физико-механические свойства конструкционных материалов в водородосодержащих средах // Сб. докл. международного семинара «Взаимодействие изотопов водорода с конструкционными материалами ИИISM-01». – Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2002. С. 112–118.
2. Юхимчук А. А., Илькаев Р. И., Лобанов В. Н. Изотопы водорода в научных программах РФЯЦ-ВНИИЭФ // Материаловедение. 2002. № 2. С. 35–42.
3. Шевнин Е. В., Бойцов И. Е., Гришечкин С. К. и др. Установка для испытания образцов на растяжение в газообразном водороде при давлении до 70 МПа в интервале температур от минус 150 °С до плюс 300 °С // Сб. докл. Четвертой международной Школы молодых ученых и специалистов «Взаимодействие изотопов водорода с конструкционными материалами. ИИISM-08 JUNIOR». – Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2009. С. 280–286.
4. Арчаков Ю. А. Водородная коррозия стали. – М.: Металлургия, 1985.
5. Швед М. М. Изменение эксплуатационных свойств железа и стали под влиянием водорода. – Киев: Наукова думка, 1985.

6. Ткачев В. И., Холодный В. И., Левина И. Н. Работоспособность сталей и сплавов в среде водорода. – Львов: Вертикаль, 1999.
7. Колачев Б. А. Водородная хрупкость металлов. – М.: Metallurgy, 1985.
8. Колачев Б. А., Ливанов В. А., Буханова А. А., Механические свойства титана и его сплавов. – М.: Metallurgy, 1974.
9. Колачев Б. А. Водород в металлах и сплавах // МИТОМ. 1999. № 3. С. 3–11.
10. Мороз Л. С., Чечулин Б. Б. Водородная хрупкость металлов. – М.: Metallurgy, 1967.
11. Конструкционные материалы : справочник. – М.: Машиностроение, 1990.
12. Нартова Т. Т. Некоторые вопросы физико-химической теории жаропрочности и новые жаропрочные титановые сплавы СТ-1, СТ-3, СТ-4, СТ-5 // Титановые сплавы для новой техники. – М.: Наука, 1968.
13. Масленков С. Б., Масленкова Е. А. Стали и сплавы для высоких температур : справ. изд. Кн. 2. – М.: Metallurgy, 1991.
14. Павлова Т. В., Кашапов О. С., Ночовная Н. А. Титановые сплавы для газотурбинных двигателей // Все материалы. Энциклопедический справочник. – М.: ВИАМ, 2012. № 5.
15. Машиностроение. Энциклопедия. Цветные металлы и сплавы. Композиционные металлические материалы. Т. II-3. – М.: Машиностроение, 2001.

Investigation of Hydrogen Strength of Ti-Alloys

I. L. Malkov, I. E. Boitsov, A. N. Dmitrienko, M. V. Kazimov, V. G. Klevtsov,
N. Yu. Tumanova, A. A. Yukhimchuk

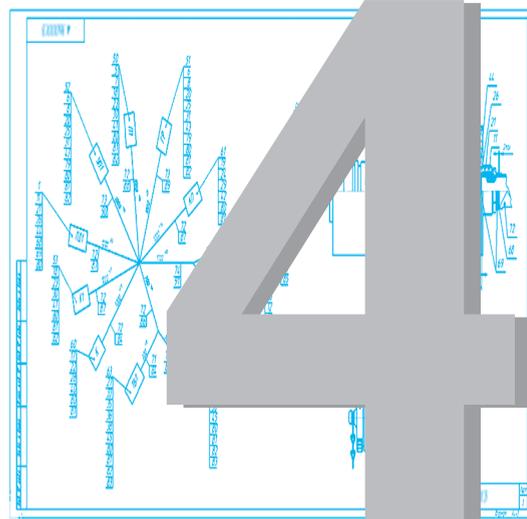
The constructional Ti-alloys have the unique combination of physical-mechanical properties (low density, high strength, corrosion resistance). In the present work the hydrogen strength of Ti-alloys CT-4, VT9, VT25I was investigated. Pseudo- α -alloy CT-4 was very hydrogen sensitive. High temperature ($\alpha+\beta$)-alloy VT9 was hydrogen low-sensitive. High strength ($\alpha+\beta$)-alloy VT25I was hydrogen insensitive in gas medium at pressure 80 MPa and temperature 20–600 °C.

СОДЕРЖАНИЕ РАЗДЕЛА 4

<p><i>Челакова Т. А., Белов М. С., Пурякова Н. И., Анишина Н. И., Викулов Ю. Н.</i> Система автоматизированного проектирования ЖГУТ. Интеграция с комплексом информационных систем сквозной технологии разработки изделий</p>	182
<p><i>Шишканов А. Ф., Курмашов А. С., Хохлов П. В., Шрамко С. А., Антонов Д. Ф.</i> Разработка бортовой передающей антенны с эллиптической поляризацией</p>	192

РАЗДЕЛ

ИНЖЕНЕРНЫЕ РАЗРАБОТКИ И НОВЫЕ ПРОМЫШЛЕННЫЕ ТЕХНОЛОГИИ



УДК 621.039(06)

DOI: 10.53403/9785951504944_2020_25.2_182_191

Система автоматизированного проектирования «ЖГУТ». Интеграция с комплексом информационных систем сквозной технологии разработки изделий

**Т. А. Челакова, М. С. Белов, Н. И. Пурякова,
Н. И. Анишина, Ю. Н. Викулов**

«Система автоматизированного проектирования ЖГУТ» (САПР ЖГУТ) предназначена для проектирования электрических жгутов и разработки конструкторской документации на жгуты контрольно-измерительной аппаратуры и бортовые жгуты изделий. В целях интеграции с комплексом информационных систем сквозной технологии разработки изделий выполнено развитие САПР ЖГУТ, разработаны программы, обеспечивающие: автоматизированный поиск компонентов жгута в корпоративных справочниках, извлечение их идентификаторов, создание в КОМПАС-3D спецификации, построение на ее основе электронной структуры жгута в базе данных системы ЛОЦМАН:PLM.

Общие сведения о САПР ЖГУТ

Система автоматизированного проектирования (САПР) ЖГУТ предназначена для автоматизированного проектирования электрических жгутов и разработки конструкторской документации (КД) на соединительные жгуты контрольно-измерительной и контрольно-проверочной аппаратуры, используемой для контроля изделий и входящих в них узлов на этапах их опытной отработки, изготовления и эксплуатации, а также для проектирования жгутов, применяемых для соединения аппаратуры изделий.

САПР ЖГУТ является компонентом системы схемотехнического проектирования САПР-Э, входящей в комплекс информационных систем сквозной технологии разработки изделий.

САПР ЖГУТ разработана и развивается специалистами КБ-2 РФЯЦ-ВНИИЭФ.

В 2014 г. на комплекс программ ЖГУТ получено регистрационное свидетельство Федеральной службы по интеллектуальной собственности.

За время эксплуатации с использованием системы ЖГУТ было спроектировано около 4 тысяч жгутов контрольно-измерительной аппаратуры.

Функциональные характеристики САПР ЖГУТ. САПР ЖГУТ обеспечивает проектирование жгута со следующими максимальными параметрами:

- количество электрических цепей – 600,
- количество соединителей, – 40,
включая наконечники и свободные концы – 150,
- количество контактов в соединителе – 160,
- число проводов разной номенклатуры для одного жгута – 20,

- число проводников, запаянных в один контакт соединителя – 3,
- количество участков жгута – 150,
- количество свободных концов – 100,
- мест заделки проводов в точках на одном участке жгута – 3,
- общее количество мест заделки проводов в точках – 10.

Состав выпускаемой конструкторской документации. Комплект конструкторской документации, полученный с помощью системы ЖГУТ, содержит текстовые и графические документы:

- спецификацию жгута,
- сборочный чертеж жгута,
- ведомость ссылочных документов.

Сборочный чертеж жгута включает:

- технические требования,
- чертеж общего вида жгута,
- схему присоединения проводов,
- таблицу проверки электрических цепей,
- таблицу проверки сопротивления изоляции и электрической прочности изоляции электрических цепей жгута,
- лист регистрации изменений.

Графическая конструкторская документация на жгут. В состав графической КД входят: чертеж общего вида жгута, схема присоединения проводов.

Система ЖГУТ имеет собственные средства корректировки графической КД.

Предусмотрена возможность вывода КД в формате DXF для экспорта в систему КОМПАС.

При формировании КД выполняется оценка габаритов схемы присоединения проводов и общего вида жгута для автоматического подбора и генерации рамок формата чертежей.

Конструкция жгута характеризуется количеством точек ветвления и количеством исходящих из них ответвлений (участков). В САПР ЖГУТ обеспечивается проектирование жгутов с разветвлениями 5-го порядка, жгутов с кольцевыми цепями, а также закороток. Количество точек ответвления жгута должно превышать 40, максимальное количество выходящих из каждой точки участков – 20. Допускается наличие в жгуте «ложных» («холостых») проводов, «длинных» («двойных») перемычек.

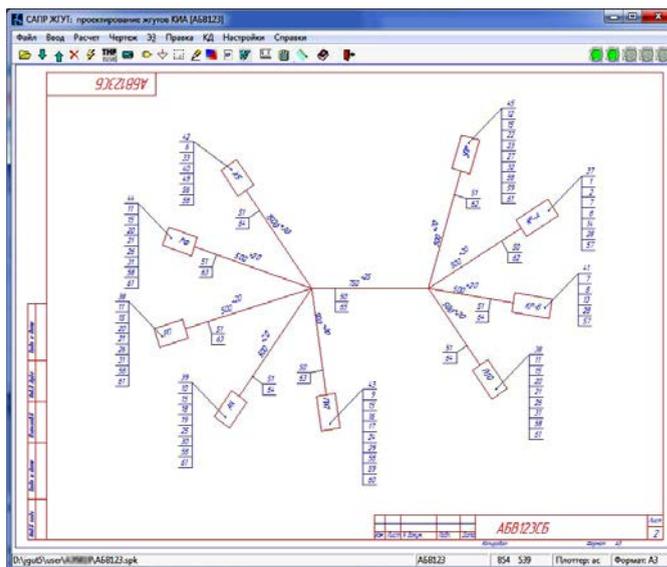


Рис. 1. Чертеж общего вида жгута

Количество свободных концов может достигать 100. Они могут быть организованы в веер, изображаемый на сборочном чертеже штриховой дугой между крайними свободными концами жгута (рис. 2).

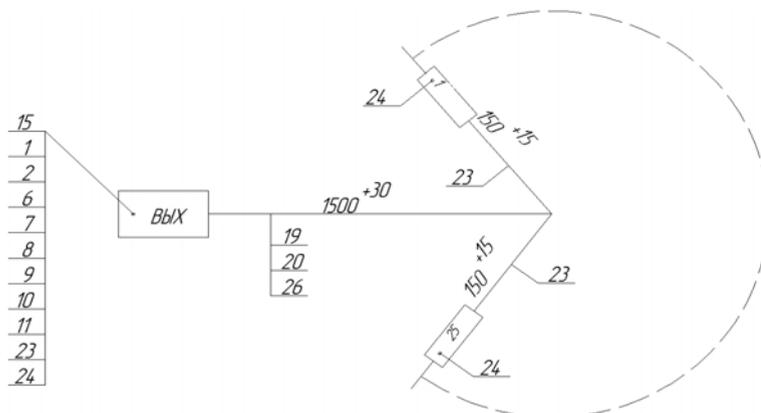


Рис. 2. Фрагмент сборочного чертежа жгута со свободными концами

САПР ЖГУТ выполняет автоматизированную трассировку электрических цепей жгута на схеме присоединения проводов. На схеме изображаются все электрические соединения в жгуте, а также приводятся указания об экранировании проводов и о скручивании их между собой. Пример схемы присоединения проводов для жгутов контрольно-измерительной аппаратуры, полученной в системе ЖГУТ, приведен на рис. 3.

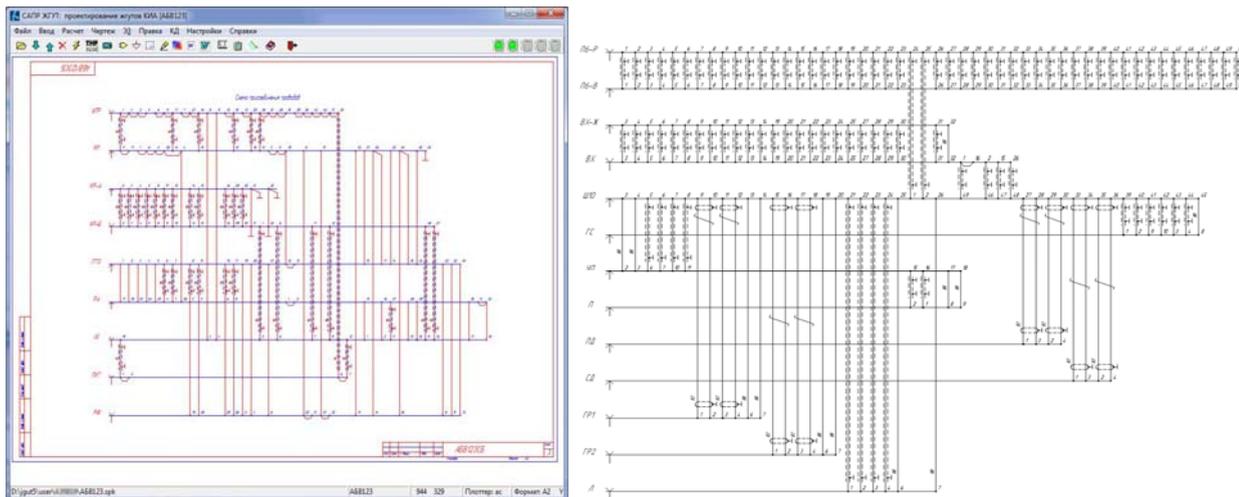


Рис. 3. Схема присоединения проводов жгута

Предусмотрены возможность сортировки уровней соединителей на схеме по критерию максимального количества связей соседних соединителей, а также вариант без сортировки и возможность ручной корректировки расположения уровней с экрана ПЭВМ.

Текстовая конструкторская документация. Текстовые конструкторские документы на жгут формируются автоматически (рис. 4), выводятся в формате MS Word и допускают редактирование. Предусмотрена возможность вывода КД в форматах DXF и PDF.

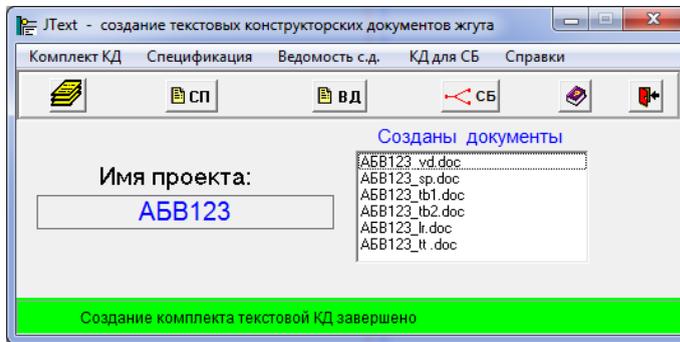


Рис. 4. Создание текстовой КД

При проектировании жгута в САПР ЖГУТ рассчитываются параметры жгута и осуществляется подбор соединителей из базы данных, определяется количество и происходит выбор элементов заделки жгута, выполняются расчеты длин проводов (кабелей), диаметров и длин применяемых трубок и плетенок. Полученные данные используются при автоматизированном формировании спецификации на жгут.

Рассчитывается и указывается в технических требованиях к жгуту масса драгоценных материалов и цветных металлов. Масса цветных металлов указывается в килограммах с точностью до второго знака после запятой. Масса цветных металлов не указывается, если она не превышает: 0,1 кг – для алюминия, меди и сплавов на основе меди, цинка, свинца; 0,05 кг – для остальных металлов, указанных в ГОСТ 1639-93. При отсутствии в жгуте цветных металлов или при их наличии менее установленного норматива после сведений о драгоценных материалах приводится запись: «Изделие цветных металлов, подлежащих учету, не содержит».

Рассчитывается и указывается в основной надписи масса жгута в килограммах без указания единицы измерения. Расчетное значение округляется в большую сторону до второго знака после запятой.

При формировании таблицы 1 проверки электрических цепей сопротивление каждой проверяемой цепи определяется как сумма расчетных сопротивлений отдельных участков этой цепи. Сопротивление цепи рассчитывается исходя из максимальной длины цепи и удельного сопротивления одного метра провода. Причем в таблицу 1 заносится не расчетное значение сопротивления, а округленное, с учетом погрешности измерения.

В таблицу 2 проверки сопротивления изоляции и электрической прочности изоляции электрических цепей заносятся соединители и их контакты, подлежащие проверке. Соединители записываются в последовательности, соответствующей схеме присоединения проводов.

Основные надписи КД заполняются автоматически.

База данных и структура САПР ЖГУТ

САПР ЖГУТ имеет собственную базу данных по соединителям, элементам заделки жгута, используемым материалам и параметрам элементов конструкции жгута. База данных содержит около 400 типов соединителей жгутов контрольно-измерительной аппаратуры, 140 типов проводов и кабелей, 29 типов элементов заделки и другие применяемые материалы. Имеется информация по параметрам элементов конструкции жгутов: для расчета допусков длин участков жгута, сопротивления цепи. Состав базы данных приведен на рис. 5.



Рис. 5. Состав базы данных

С базой данных работает программа, реализующая современные подходы взаимодействия с базами данных клиент-серверной архитектуры. Программа представляет собой веб-приложение для администратора и пользователей базы данных, с помощью которого можно ознакомиться с содержащейся в базе данных информацией, добавить новые записи в любую из имеющихся в базе таблиц, удалить записи, выполнить поиск по каталогам соединителей, проводов и кабелей (рис. 6).

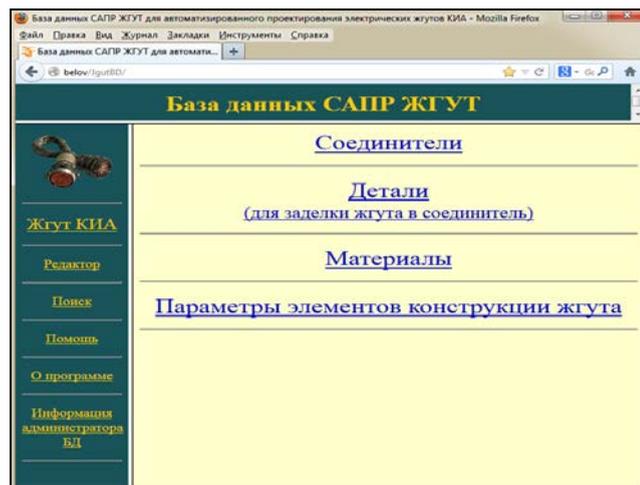


Рис. 6. Рабочее окно программы JgutBD в интернет-браузере

Ноу-хау специализированной библиотеки и САПР ЖГУТ – это наличие верифицированных наборов элементов заделки жгутов в соединители и программно реализованные методики подбора соответствующих типоразмеров. Автоматизированный подбор компонентов существенно упрощает процесс проектирования жгута, исключает возможные ошибки и сокращает время разработки КД.

На рис. 7 приведена структурная схема САПР ЖГУТ и показаны связи с компонентами информационной системы конструкторского проектирования.

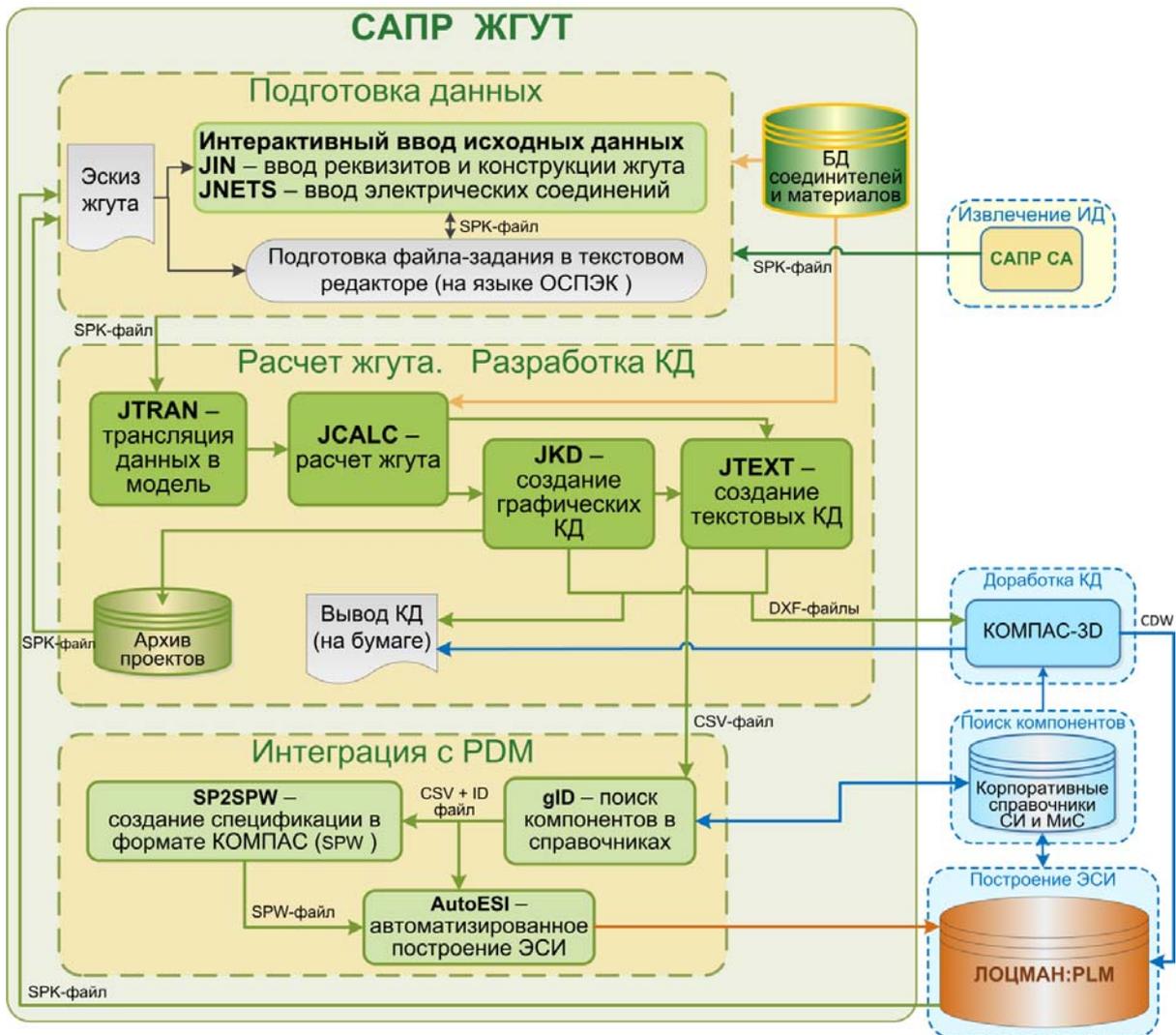


Рис. 7. Структурная схема САПР ЖГУТ

Интеграционные решения САПР ЖГУТ

САПР ЖГУТ интегрируется с базовым программным обеспечением информационной системы конструкторского проектирования.

Базовым инструментом 3D-моделирования и проектирования конструкций электронной аппаратуры и выпуска КД по требованиям стандартов ЕСКД является система КОМПАС-3D. Она же выступает в качестве основного порта передачи конструкторской документации в систему управления проектными данными ЛОЦМАН:PLM. В комплексное решение от компании АСКОН входят также корпоративные справочники нормативно-справочной информации.

ЛОЦМАН:PLM является интегрирующей информационной средой конструкторского проектирования и используется также для взаимодействия со службами архива и производства.

Интеграция САПР ЖГУТ с системой КОМПАС-3D. Интеграция САПР ЖГУТ с системой КОМПАС-3D обеспечивается с помощью открытого обменного формата AutoCAD DXF,

который является штатным портом импорта графических данных. Формирование КД в формате DXF в САПР ЖГУТ выполняется встроенным конвертером собственной разработки.

Импорт DXF-файлов позволяет использовать графический редактор КОМПАС-3D для корректировки схем соединений и условных изображений сложных жгутов, компоновки графической КД и последующего вывода на печать.

На рис. 8 приведен пример чертежа общего вида жгута, сформированного в САПР ЖГУТ, импортированного в КОМПАС-3D и дополненного необходимыми видами по заделке жгута.

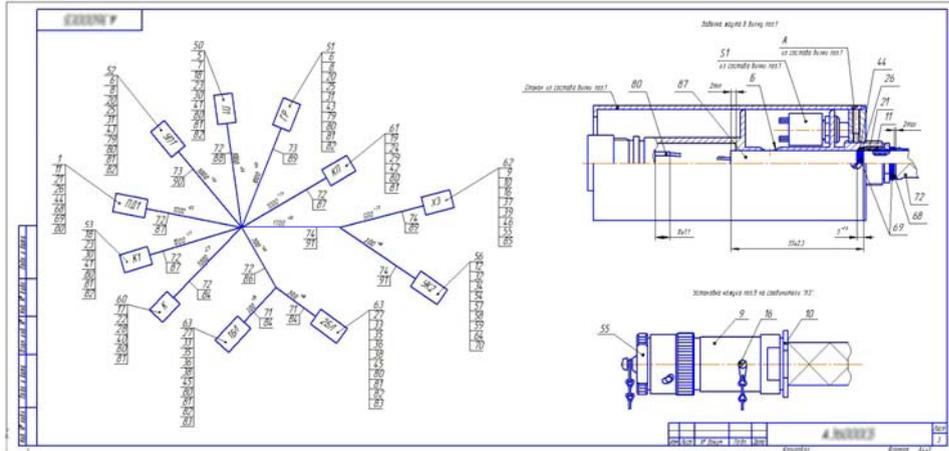


Рис. 8. Чертеж общего вида жгута в КОМПАС-3D

Если жгут небольшой, то на одном листе можно разместить все составляющие сборочного чертежа, полученные в САПР ЖГУТ в DXF-формате: условное изображение жгута, схему присоединения проводов, технические требования, таблицы проверки 1 и 2 (рис. 9).

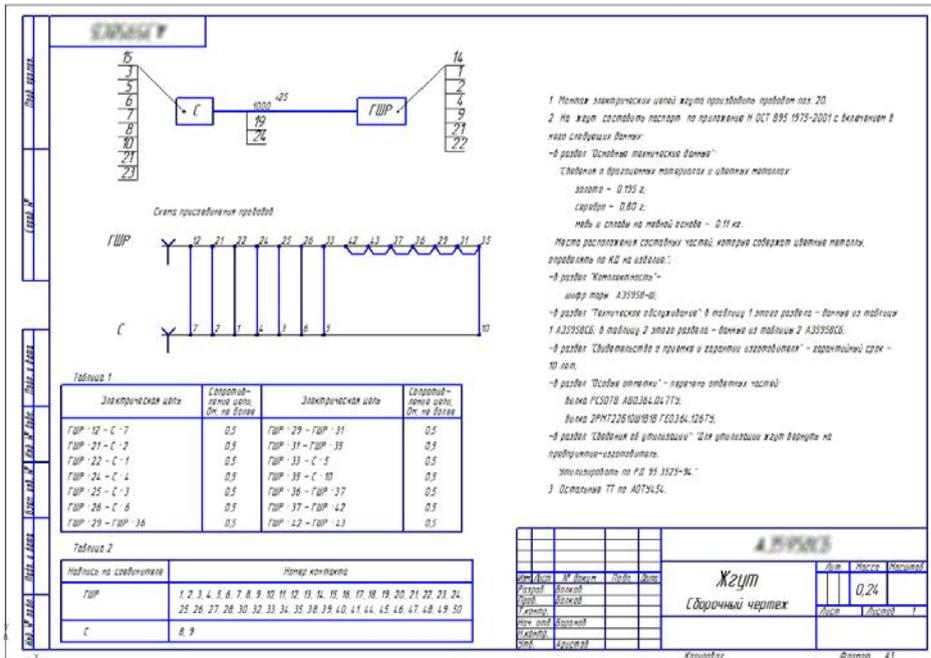


Рис. 9. Сборочный чертеж жгута, скомпонованный в КОМПАС-3D

Интеграция САПР ЖГУТ с ЛОЦМАН:PLM. На завершающем этапе проектирования и разработки КД на жгут в базе данных PDM-системы должна быть создана электронная структура изделия (ЭСИ). При использовании функционала, имеющегося в программных продуктах от АСКОН, процедура построения ЭСИ требует от конструктора выполнения достаточно большого объема дополнительных действий.

Наиболее рациональным способом автоматизации процесса построения ЭСИ в ЛОЦМАН:PLM является использование имеющегося механизма ЛОЦМАН Интегратор. Это штатный модуль комплексного решения компании АСКОН, который преобразует информацию в формат данных ЛОЦМАН:PLM и помещает ее в базу данных PDM-системы.

Для использования механизма ЛОЦМАН Интегратор требуется наличие спецификации на проектируемый электрический жгут в формате SPW (формат файлов спецификации в КОМПАС-3D). Помимо этого компоненты жгута должны быть ассоциированы с элементами справочников «Стандартные изделия» и «Материалы и сортаменты» комплекса АСКОН, чтобы «дерево» жгута в PDM-системе являлось полноценным.

В САПР ЖГУТ текстовая КД формируется в формате DOC или DXF, поэтому были разработаны программы gID и SP2SPW, обеспечивающие создание спецификации в формате SPW.

Интеграция с корпоративными справочниками нормативно-справочной информации. Программный модуль gID (рис. 10) обеспечивает поиск необходимых элементов в справочниках нормативно-справочной информации и извлечение идентификаторов, однозначно их определяющих. Поиск объектов выполняется автоматически при загрузке файла с исходными данными. По окончании работы программы идентификаторы найденных объектов заносятся в таблицу, результаты поиска записываются в файл. Полученные данные передаются в программу SP2SPW, которая автоматически формирует спецификацию жгута в формате SPW (рис. 11). Основная надпись спецификации заполняется автоматически.

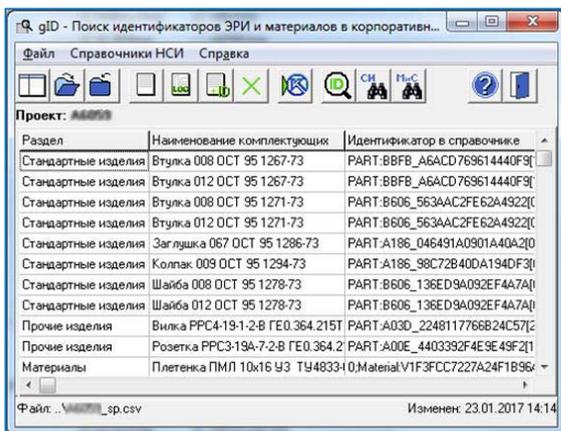


Рис. 10. Рабочее окно программы gID

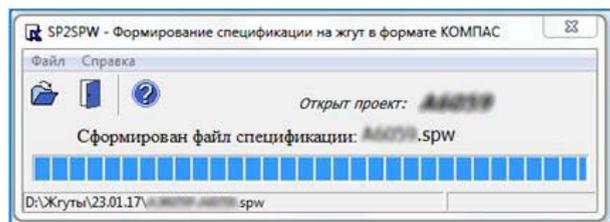


Рис. 11. Рабочее окно программы SP2SPW

Спецификация жгута, дополненная информацией об идентификаторах, используется для построения «дерева» изделия в ЛОЦМАН:PLM.

Построение ЭСИ жгута в ЛОЦМАН:PLM. Программный модуль AutoESI призван автоматизировать трудоемкий процесс формирования ЭСИ в базе данных системы ЛОЦМАН. Плагин AutoESI создает в «дереве» ЛОЦМАН сборочную единицу – проектируемый жгут, внутри которой создаются «ветки» сборочного чертежа, спецификации, ведомость ссылочных документов, паспорта жгута и деталей, затем выполняет загрузку в ЛОЦМАН:PLM всех файлов конструктор-

ской документации, разработанной в САПР ЖГУТ. В завершение на базе информации из спецификации ЭСИ дополняется информацией о материалах, стандартных и прочих изделиях (рис. 12).

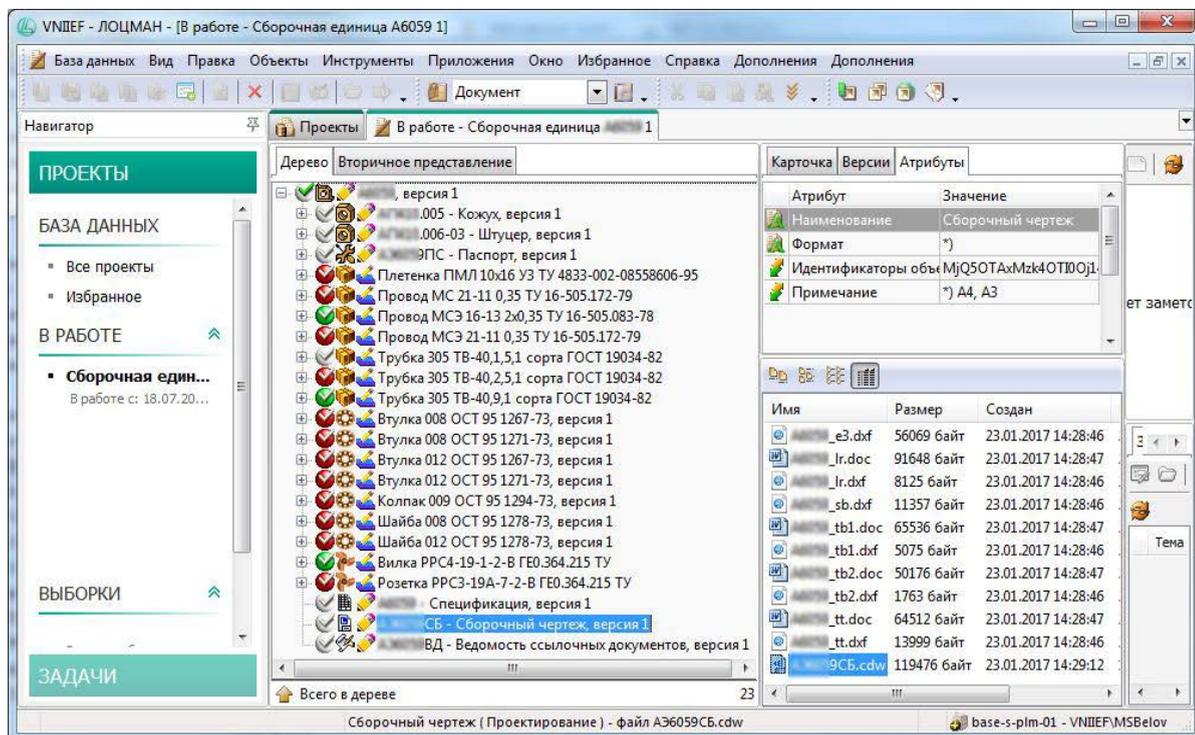


Рис.12. ЭСИ жгута в ЛОЦМАН:PLM

Решение интеграционных задач потребовало освоения механизмов прикладного программного интерфейса API-КОМПАС, API справочников АСКОН, API-ЛОЦМАН. Разработанные программы позволяют максимально автоматизировать процесс построения ЭСИ и сократить временные затраты конструкторов, проектирующих жгуты.

Заключение

САПР ЖГУТ является программным продуктом собственной разработки РФЯЦ-ВНИИЭФ, применяемым для автоматизации проектирования, разработки и выпуска КД на электрические жгуты. Автоматизированные расчеты и проектирование жгутов выполняются по выверенным конструкторским методикам. Собственная база данных САПР ЖГУТ содержит обширный перечень применяемых на предприятии соединителей, проводов и кабелей, элементов заделки жгута.

На предприятиях ядерного оружейного комплекса разработку конструкторской и эксплуатационной документации на изделия и их составные части необходимо вести в среде комплекса решений от компании АСКОН, включающего КОМПАС-3D, ЛОЦМАН:PLM, корпоративные справочники нормативно-справочной информации.

Разработанные интеграционные программные решения САПР ЖГУТ обеспечивают связь с перечисленными компонентами системы конструкторского проектирования предприятия, позволяют повысить уровень автоматизации процесса проектирования электрических жгутов.

Существенным плюсом использования программного продукта собственной разработки являются независимость от сторонних компаний-разработчиков и возможность оперативного решения возникающих задач.

System of the Automated Designing the Plait. Integration With the Complex of Information Systems of Through Technology of Working out of Products

T. A. Chelakova, M. S. Belov, N. I. Puryakova, N. I. Anishina, J. N. Vikulov

«The automated design engineering system the BUNDLE» (a CAD the BUNDLE) is intended for designing of electrical bundles and development of the designer documentation on bundles of instrumentation and onboard bundles of products. With a view of integration with a complex of information systems of open technology of development of products development of a CAD the BUNDLE is fulfilled, programs providing are developed: computer-assisted retrieval of components of a bundle in corporate reference manuals, extraction of their identifiers, creation in KOMPAS-3D specifications, creation on its basis of electronic structure of a bundle in system LOTSMAN:PLM database.

УДК 621.396.67.095.12

DOI: 10.53403/9785951504944_2020_25.2_192_197

Разработка бортовой передающей антенны с эллиптической поляризацией

**А. Ф. Шишканов, А. С. Курмашов,
П. В. Хохлов, С. А. Шрамко,
Д. Ф. Антонов**

Представлены результаты разработки бортовой передающей антенны с эллиптической поляризацией. Рассмотрена конструкция антенны, приведены ее радиотехнические характеристики. Показана способность антенны работать в высокоскоростных каналах передачи. Антенна не нуждается в настройке после изготовления, имеет эллиптическую поляризацию и широкую полосу согласования. Применяемые материалы обеспечивают стойкость антенны к специальным внешним воздействующим факторам.

Введение

Антенные устройства на современном летательном аппарате (ЛА) служат для решения разнообразных задач – в зависимости от типа и назначения аппарата и особенностей установки на нем радиооборудования [1]. Одна из таких задач – передача телеметрической информации (ТМИ) в процессе натурных испытаний ЛА. Воздействие внешних факторов на антенну ЛА может ухудшить согласование антенны или вывести ее из строя. В статье представлены результаты разработки бортовой передающей антенны с эллиптической поляризацией (рис. 1), обеспечивающей стойкость к длительным воздействиям механических и климатических нагрузок, а также воздействию специального внешнего воздействующего фактора (СВВФ).



Рис. 1. Внешний вид бортовой антенны

Выбор материалов

В соответствии с требованиями в процессе эксплуатации антенна должна обеспечивать стойкость и прочность к длительным воздействиям механических и климатических нагрузок и воздействию СВВФ, а также удовлетворять требованиям по обеспечению массогабаритных характеристик и обеспечивать установку заподлицо на боковой поверхности корпуса изделия.

На этапе эскизного проектирования были проведены расчеты предварительной конструкции антенны на воздействие механических факторов и проанализирована прочность антенны к воздействию СВВФ. На основании расчетов в качестве металлических материалов были выбраны сплав Д16, латунь Л59-1, сталь 20; в качестве диэлектрических материалов допускается применение нитрида бора, стеклотекстолита, пресс-материала РТП-200, полиэтилена. Фторопласт Ф-4, традиционно используемый для изготовления диэлектрических деталей, в условиях воздействия СВВФ применяться не может. В связи с высокой температурой эксплуатации исключен полиэтилен. Для изготовления деталей из нитрида бора и пресс-материала РТП-200 требуются длительные сроки и существенные финансовые затраты, поэтому основным диэлектрическим материалом выбран стеклотекстолит.

Для печатной платы выбран материал ФЛАН-7,2, характеризующийся высокой диэлектрической проницаемостью, стойкостью к воздействию СВВФ и температуре.

Конструкция бортовой антенны

На основании электродинамического моделирования была разработана 3D-модель антенны (рис. 2). Конструктивно антенна представляет собой цилиндр размерами (Ш×В) 162×74 мм и массой 1,25 кг (рис. 3). Бортовая антенна относится к классу вибраторных антенн и имеет эллиптическую поляризацию.

Внутри корпуса 1 бортовой антенны установлен диэлектрический изолятор 2 из стеклотекстолита. На изолятор устанавливается излучающая печатная плата 5, которая двумя винтами 6 крепится к корпусу антенны. С внешней стороны на печатную плату устанавливается накладка 4, которая фиксируется с помощью кольца 3, обеспечивая горизонтальную установку печатной платы.

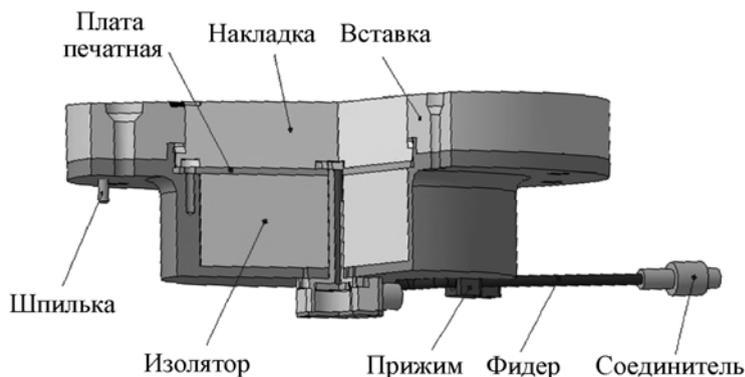


Рис. 2. 3D-модель бортовой антенны

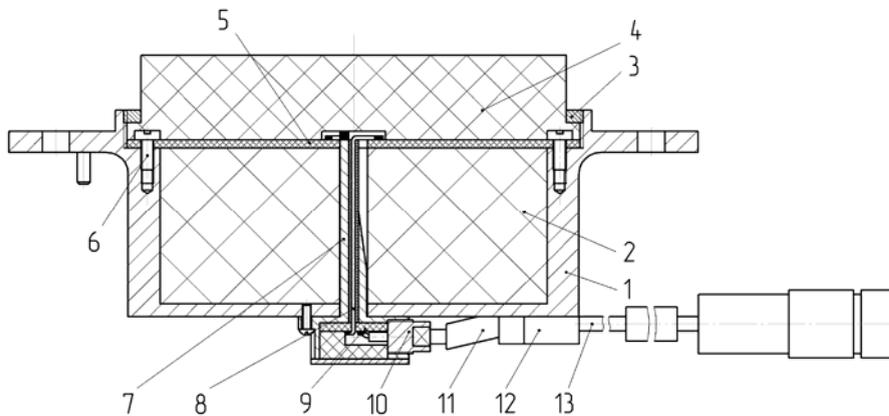


Рис. 3. Конструкция бортовой антенны: 1 – корпус, 2 – изолятор, 3 – кольцо, 4 – накладка, 5 – плата печатная, 6 – винт, 7 – корпус ВЧ-линии, 8 – кабель, 9 – плата печатная, 10 – втулка, 11 – стеклоткань, 12 – прижим, 13 – фидер

Согласование излучающей платы 5 с фидером 13 осуществляется через ВЧ-линию. ВЧ-линия антенны образована корпусом ВЧ-линии 7 и проходящим внутри него отрезком кабеля 8. Корпус ВЧ-линии имеет характерный срез и с помощью многожильного провода распаивается на одну половину рисунка излучающей платы, а центральная жила кабеля распаивается на вторую половину (рис. 4). При этом многожильным проводом сделана S-образная петля для уменьшения влияния вибрации на корпус ВЧ-линии.

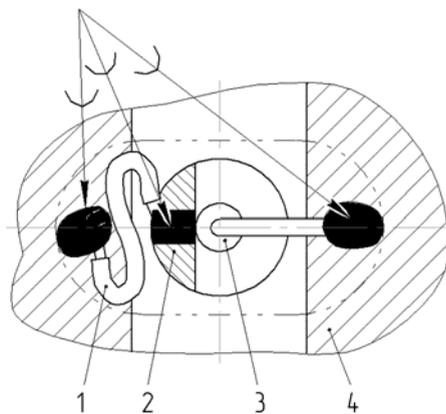


Рис. 4. Распайка ВЧ-линии на излучающей плате: 1 – многожильный провод, 2 – корпус ВЧ-линии, 3 – кабель, 4 – печатная плата

Соединение ВЧ-линии с фидером 13 (см. рис. 3) осуществляется через согласующую печатную плату 9, с одной стороны которой паяется отрезок кабеля из ВЧ-линии, а с другой – центральная жила фидера. Экран фидера распаивается на втулку 10, которая вкручивается в корпус ВЧ-линии.

Крепление фидера к антенне осуществляется прижимом 12 (см. рис. 3). Для исключения повреждения изоляции фидера в месте крепления на кабель фидера наложен бандаж из стеклоткани 11.

Установка антенны на корпусе летательного аппарата

Схема установки бортовой антенны на корпусе ЛА приведена на рис. 5.

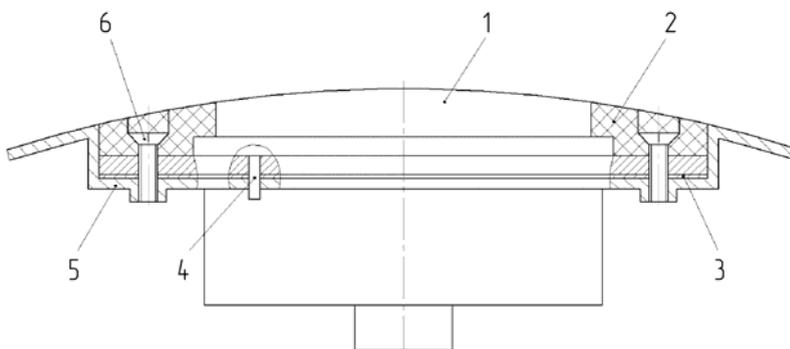


Рис. 5. Схема установки бортовой антенны в ЛА: 1 – антенна, 2 – вставка, 3 – контактная пластина 4 – шпилька; 5 – корпус ЛА, 6 – винт

Антенна 1 крепится к корпусу ЛА 5 через фланец с помощью восьми винтов 6. Для восстановления теоретического контура ЛА и защиты фланца антенны от внешнего теплового воздействия на него устанавливается вставка из стеклотекстолита 2. Для ориентации цилиндрической поверхности накладки относительно оси ЛА в конструкции антенны предусмотрена позиционирующая шпилька 4. Для обеспечения надежного электрического контакта между корпусом антенны и корпусом ЛА устанавливается контактная пластина 3.

Принцип функционирования и технические характеристики бортовой антенны

Принцип функционирования бортовой антенны ЛА заключается в следующем: высокочастотный сигнал от передатчика через коаксиальный соединитель поступает к излучателю. ВЧ-сигнал, протекающий по излучателю, возбуждает электромагнитное поле эллиптической поляризации в раскрыве антенны. С целью симметрирования антенны внешний проводник линии запитки плавно срезан, начиная с основания резонатора. Эллиптическая поляризация излучаемого сигнала достигается за счет того, что фазы токов ортогональных плеч вибратора относительно входных зажимов отличаются приблизительно на 90° .

Возбужденное излучателем электромагнитное поле в раскрыве антенны излучается в свободное пространство.

Разработанная антенна имеет эллиптическую поляризацию с коэффициентом эллиптичности 0,7, что обеспечивает при повороте передающей антенны на угол 90° изменение мощности принимаемого сигнала не более чем в 2 раза. Таким образом, ЛА в процессе испытаний может быть произвольным образом ориентирован относительно приемного пункта ТМИ.

Эллиптическую поляризацию обеспечивает форма излучателей (рис. 6). Длина и ширина каждого плеча излучателя рассчитаны таким образом, чтобы разность фаз токов между коротким и длинным плечом составляла 90° [2]. При излучении электрический вектор \vec{E} вращается против часовой стрелки, следовательно, поляризация – эллиптическая правосторонняя.

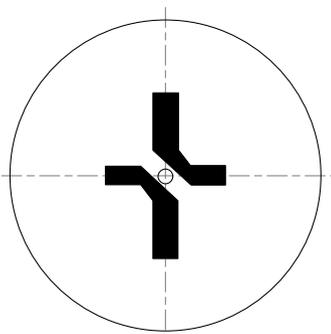


Рис. 6. Излучатели

Разработанная антенна обладает широкой полосой согласования (≈ 220 МГц) и не нуждается в настройке после изготовления. Характеристика согласования антенны представлена на рис. 7.

Бортовая антенна ЛА обеспечивает передачу сигнала с шириной спектра 25 МГц и пригодна для использования в высокоинформативном радиоканале со скоростью передачи данных 3 Мбит/с.

Значение коэффициента усиления антенны ЛА в максимуме диаграммы направленности, полученное по результатам измерений на имитаторе кормовой части корпуса ЛА, составляет не менее 4,0 дБ. КПД антенны ≈ 70 %.

Форма диаграммы направленности разработанной антенны симметрична относительно оси антенны. На рис. 8 показано сечение нормированной диаграммы направленности бортовой антенны ЛА.

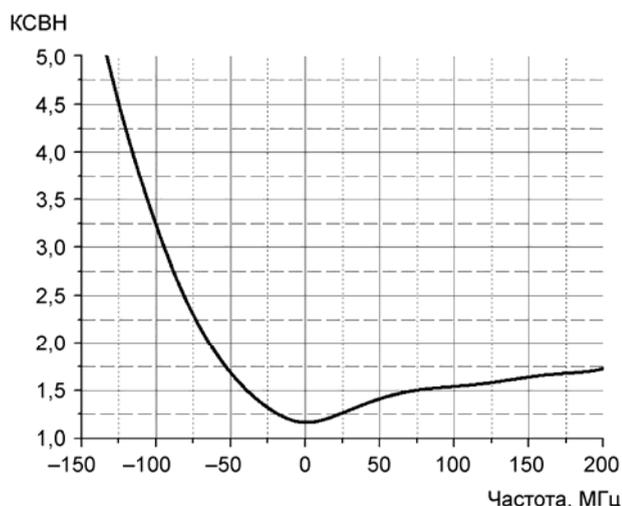


Рис. 7. Характеристика согласования антенны

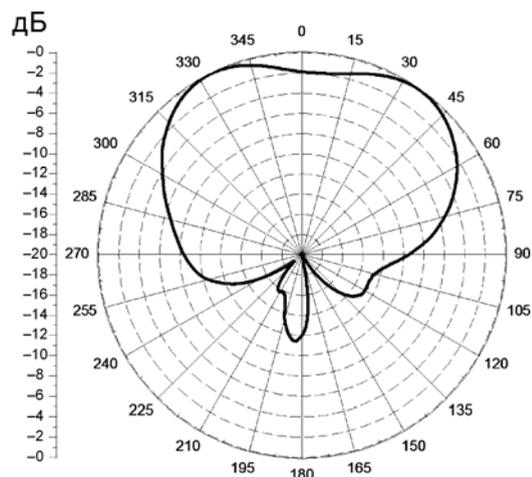


Рис. 8. Диаграмма направленности бортовой антенны

Направление излучения диаграммы направленности, а, значит, и основной части мощности ориентировано перпендикулярно продольной оси ЛА.

Заключение

Разработана оригинальная конструкция бортовой передающей антенны с эллиптической поляризацией. Достоинствами разработанной антенны являются:

- широкая полоса согласования;
- отсутствие необходимости в настройке после изготовления и в процессе эксплуатации;
- эллиптическая поляризация;
- возможность работы в высокоскоростных каналах передачи ТМИ;
- стойкость к длительным воздействиям механических и климатических нагрузок;
- стойкость к воздействию СВВФ.

На конструкцию антенны ЛА получен патент № 2589462 [3].

Список литературы

1. Резник Г. Б. Антенны летательных аппаратов. – М.: Советское радио, 1967.
2. Дрaбкин А. Л., Зузенко В. Л., Кислов А. Г. Антенно-фидерные устройства. – М.: Советское радио, 1974.
3. Пат. 2589462 РФ, МКИ Н01Q 13/10. Антенна летательного аппарата / А. Ф. Шишканов, А. С. Курмашов, С. А. Шрамко, П. В. Хохлов, А. В. Иванов // <http://www1.fips.ru>.

Design of Aerospace Elliptically Polarized Transmitting Antenna

A. F. Shishkanov, A. S. Kurmashov, P. V. Khokhlov, S. A. Shramko, D. F. Antonov

Results of aerospace elliptically polarized transmitting antenna design are presented. Design of antenna is considered, its radio technical characteristics are provided. The fact that antenna is capable to operate in high-speed transmission channels, does not need to be tuned after manufacturing, is elliptically polarized and has a wide matching bandwidth is demonstrated. Applied materials provide its resistance to special exposure factors.

СОДЕРЖАНИЕ РАЗДЕЛА 5

<i>Степаненко С. А.</i> Фотонный компьютер. Структура и алгоритмы. Оценка параметров	200
<i>Ерёмин Е. В., Залялов Н. Н.</i> Система администрирования вычислительных узлов многопроцессорного комплекса на основе протокола параллельного выполнения удаленных команд	212
<i>Киселёв А. Б., Киселёв С. Н., Семёнов Г. П.</i> Отладчик параллельных программ для кластеров на базе ОС LINUX	228
<i>Балашов К. И., Шубин В. В.</i> Анализ технических решений по созданию полностью оптических логических элементов	240

РАЗДЕЛ

ЭВМ И ВОЛОКОННО- ОПТИЧЕСКИЕ ЛИНИИ



Фотонный компьютер: структура и алгоритмы, оценки параметров

Предложены структура и принципы реализации фотонного компьютера. В основе его функционирования – эффекты взаимодействия когерентных систем световых волн, порождаемых лазерным источником. Получены оценки значений производительности, потребляемой энергии, физических размеров; эти оценки показывают возможные преимущества фотонного компьютера по сравнению с электронным компьютером.

С. А. Степаненко

Введение

Для решения постоянно возникающих актуальных задач требуются вычислительные машины с максимальной производительностью. Она измеряется количеством операций, выполняемых в единицу времени.

Современные вычислительные машины содержат миллиарды электронных транзисторов размером не более 14 нм, выполняют $\sim 10^{17}$ оп./с, потребляют десятки МВт, занимают тысячи квадратных метров. Дальнейшее уменьшение размеров транзисторов для наращивания производительности приведет к тому, что взаимодействие между ними будет сопровождаться квантовыми эффектами. Вычислительные машины на основе таких эффектов называются квантовыми компьютерами. Они исследуются последние 30 лет, перспективы их реализации пока неопределенны [1]. Поэтому актуальна предлагаемая ниже вычислительная машина, в основе функционирования которой – эффекты взаимодействия когерентных систем световых волн, порождаемых лазерным излучением [2]. Носителями излучения являются фотоны, отсюда название – фотонный компьютер.

Фотонный компьютер, в отличие от аналогов [3, 4], оперирует только световым представлением информации. Это позволяет получить, как будет показано, значения производительности и энергоэффективности лучше достигаемых применением электронных технологий. Предложенная статья является расширенным вариантом публикации [5].

Алгоритм функционирования и структура фотонного компьютера

Записанная на языке высокого уровня программа транслируется электронной вычислительной машиной (ЭВМ) в электронную форму программы фотонного компьютера, которая затем преобразуется в световую форму и выполняется фотонным процессором. По окончании вычислений результат преобразуется устройством сопряжения в электронную форму и поступает в ЭВМ.

Структура фотонного компьютера представлена на рис. 1. Выполнение вычислительного процесса начинается пусковым воздействием устройства 1, передаваемым по каналу 2 в источник 3 лазерного излучения. Генерируемое источником 3 излучение по оптическому каналу 4 поступает в устройство 5 ввода/вывода, где делится на световые лучи, количество которых равно количеству бит (разрядов), одновременно вводимых по оптическим каналам 6 в процессорные элементы (ПЭ) 7, объединенные каналами 8 в фотонный процессор 9. Далее в результате взаимодействия этих лучей в устройстве 5 с электронным представлением исходной информации, вводимым по электронному каналу 10 из устройства 1 (в качестве которого можно применять ЭВМ), получается световая форма программы, поступающая по каналам 6 на выполнение в ПЭ 7. Они содержат арифметико-логические устройства (АЛУ), коммутаторы (КМ) и устройства управления (УУ), объединенные оптическими каналами 11. Вычислительный процесс является последовательностью взаимодействий световых лучей в пассивных оптических логических элементах (ОЛЭ) [6–8], из которых реализованы ПЭ 7. Функции ОЛЭ идентичны функциям электронных логических элементов [8]. Это позволяет задействовать в фотонном компьютере архитектурные реализации АЛУ, КМ и УУ, известные из электронной вычислительной техники; для синхронизации возможно использование оптических линий задержки.

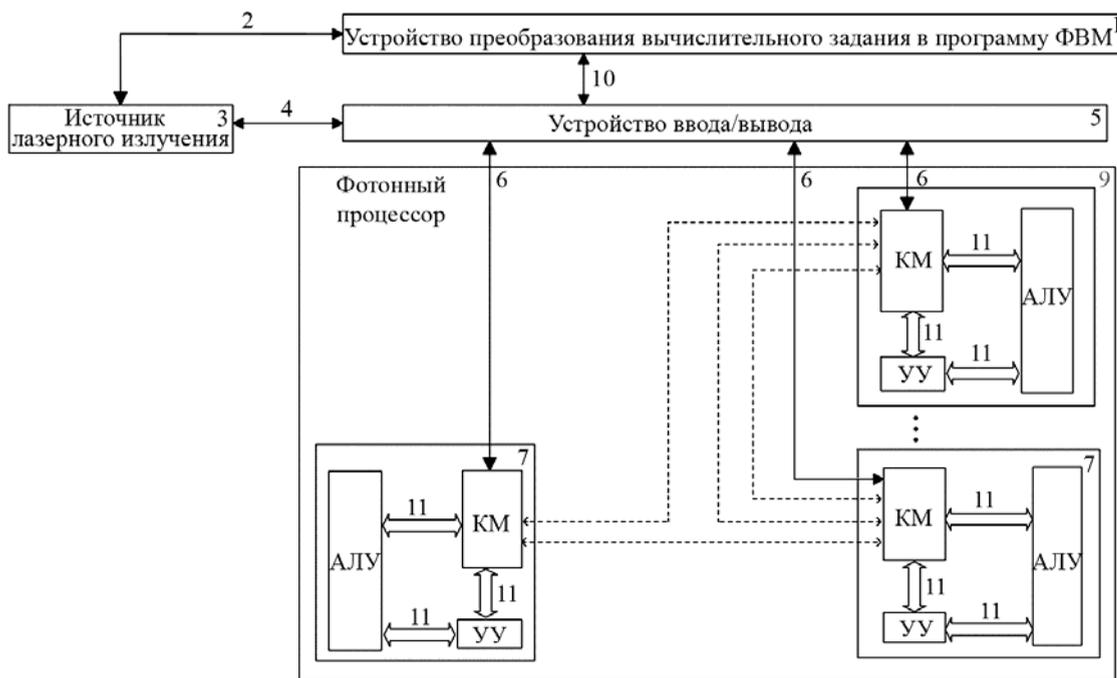


Рис. 1. Структура фотонного компьютера

Процессорные элементы в фотонном процессоре соединены каналами 8 в мультипроцессорную среду, имеющую любую известную топологию, например 3D-тор, Γ^n -гиперкуб и др. [10].

Общее количество выполняемых операций определяется либо бюджетом мощности [11], либо длиной когерентности [12].

После исчерпания бюджета мощности осуществляется регенерация информации. После достижения длины когерентности информация возвращается по каналам 6 в устройство 5, где преобразуется в электронную форму и затем вновь в световую когерентную форму, передаваемую в ПЭ.

Принципы выполнения вычислений

Информация в световой форме постоянно перемещается в пространстве. Чтобы исключить ее задержки и потери мощности, необходимо:

- выполнять операции по готовности операндов без обращения в память согласно дисциплине управления от потока данных (data flow) [9];
- обрабатывать информацию по бесконфликтным маршрутам [10], задействуя в определенный, заранее известный интервал времени только свободные процессорные элементы и каналы.

Вычисляемое выражение представляется польской инверсной записью [9], на основе которой строится ярусно-параллельная форма (ЯПФ) алгоритма [13]; вершины одного яруса ЯПФ соответствуют командам, выполняемым независимо (параллельно) в течение одного и того же интервала t .

Из ЯПФ алгоритма получается процессорный граф. Его вершины соответствуют ПЭ, выполняющим операции в интервалы времени t . Они соединены ребрами, принадлежащими бесконфликтным маршрутам из каналов δ . По этим каналам ПЭ обмениваются идентификаторами – кодами операций, операндами и синхронизирующими символами, которые обозначаются \emptyset . Для выполнения операций назначаются ПЭ, свободные в интервал t от других заданий; эти ПЭ определяются при подготовке программы в устройстве I на основе количества ПЭ, топологии их соединения, принадлежности к бесконфликтным маршрутам.

Программа получается из процессорного графа заменой вершин командами фотонного компьютера.

В процессе вычислений каждый идентификатор сопровождается текущим значением $t = 0, 1, \dots, m$, где m – глубина ЯПФ алгоритма [13]. Значение t увеличивается на единицу при каждом «прохождении» ПЭ.

Процессорные элементы, не задействованные в выполнении команд программы, в каждом интервале принимают и передают символ \emptyset и значения t (увеличивая t на единицу).

Процессорный элемент выполняет операцию лишь тогда, когда по всем его каналам δ получена информация с одинаковым, очередным значением t .

Пример вычислительного процесса

Построим процессорный граф для вычисления значения выражения $A = a + (b + c) \times d$ фотонным компьютером, ПЭ которого объединены в Γ^3 – трехмерный гиперкуб [9], показанный на рис. 2. Номера обозначений на рис. 1 и 2 совпадают.

Каждая вершина Γ^3 означает процессорный элемент, которому соответствует вектор $\vec{\sigma} = (\sigma_3, \sigma_2, \sigma_1)$, где $\sigma_i \in \{0, 1\}$, $i = 1, 2, 3$.

Ребра, соединяющие вершины Γ^3 , соответствуют каналам δ , они помечены $\delta_1, \delta_2, \delta_3$.

Кроме того, ПЭ соединены с устройством 5 каналами $\delta_1, \delta_2, \delta_3$, внешними для Γ^3 . На рис. 2 каналы $\delta_1, \delta_2, \delta_3$ показаны только для ПЭ в вершине $(0, 0, 1)$.

Для Γ^3 и длины маршрута три получаем [10] четыре бесконфликтных множества $((000), (111)), ((001), (110)), ((010), (101))$ и $((100), (011))$. Их вершины и соединяющие эти вершины бесконфликтные маршруты помечены на рис. 2 (см. также цв. вкл.) черным, зеленым, красным и синим цветами соответственно. Направления передачи показаны стрелками.

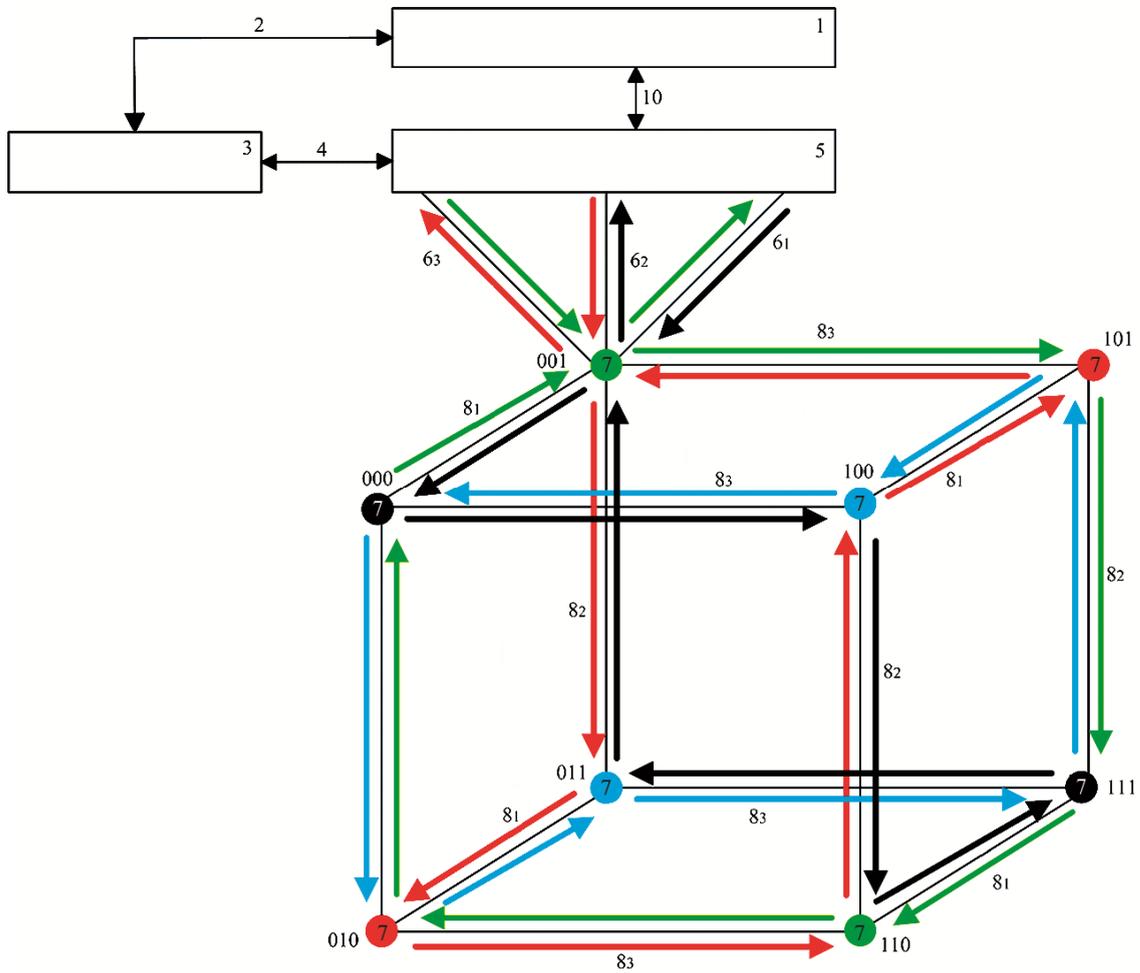


Рис. 2. Структура фотонного компьютера с топологией Γ^3

В табл. 1 и 2 для элементов $(0, 0, 0)$ и $(0, 0, 1)$ приведены векторы $\vec{\sigma}$, соответствующие процессорным элементам, от которых по каналам $8_1, 8_2, 8_3$ в интервалы $t = 0, 1, \dots, 6$ по бесконфликтным маршрутам поступает информация.

Таблица 1

Поступление информации в ПЭ (000)

t	8_1	8_2	8_3
	001	010	100
0	000	000	000
1	001	010	100
2	011	110	101
3	111	111	111
4	110	101	011
5	100	001	010
6	000	000	000

Таблица 2

Поступление информации в ПЭ (001)

t	δ_1	δ_2	δ_3
	000	011	101
0	001	001	001
1	000	011	101
2	010	111	100
3	110	110	110
4	111	100	010
5	101	000	011
6	001	001	001

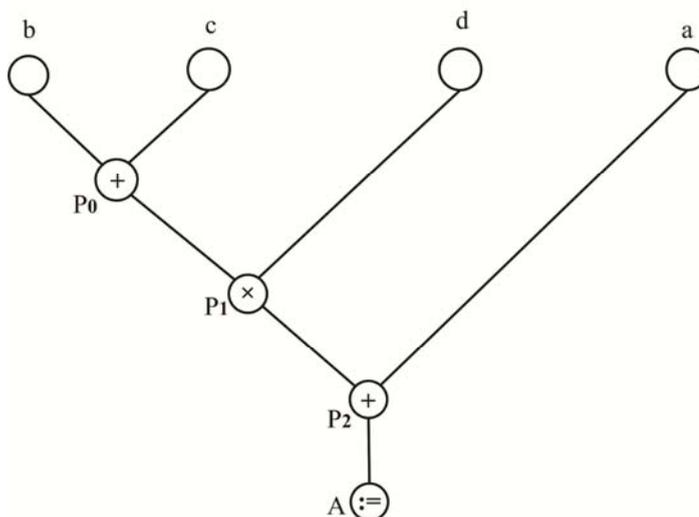


Рис. 3. ЯПФ алгоритма для вычисления значения $A = a + (b + c) \times d$ в записи $Aabc + d \times :=$

ЯПФ алгоритма для выражения $A = a + (b + c) \times d$ в записи $Aabc + d \times :=$ представлена на рис. 3, процессорный граф – на рис. 4. Он состоит из вершин, соответствующих процессорным элементам $(\sigma_3, \sigma_2, \sigma_1)$, в интервалы времени t и обозначаемых $(\sigma_3, \sigma_2, \sigma_1)_t$. Вершины соединены ребрами из каналов δ , принадлежащими бесконфликтным маршрутам.

Идентификаторы загружаются соответственно в вершины $(0, 0, 1)_0$ – идентификатор операции $\{\times\}$ и значения «b», и «d» $(0, 1, 0)_0$ – значения «A», «a» и «c», в $(1, 0, 0)_0$ – идентификаторы операции $\{+\}$, $\{+\}$ и $\{:=\}$. Перечисленные символы поступают из устройства 5 по каналам б, как показано на рис. 4. В остальные элементы поступают символы \emptyset .

Показанный, в частности, на рис. 4 маршрут идентификатора A в интервалы $t = 0, 1, 2, 3, 4$ состоит из вершин $(0, 1, 0)_0, (1, 1, 0)_1, (0, 1, 0)_2, (0, 1, 1)_3, (0, 0, 1)_4$. Маршруты символов \emptyset показаны частично пунктирными линиями.

Заменяя вершины графа командами, получаем программу для фотонного компьютера. Программа состоит из команд, предписывающих действия, выполняемые в каждый интервал t каждым ПЭ по каждому каналу.

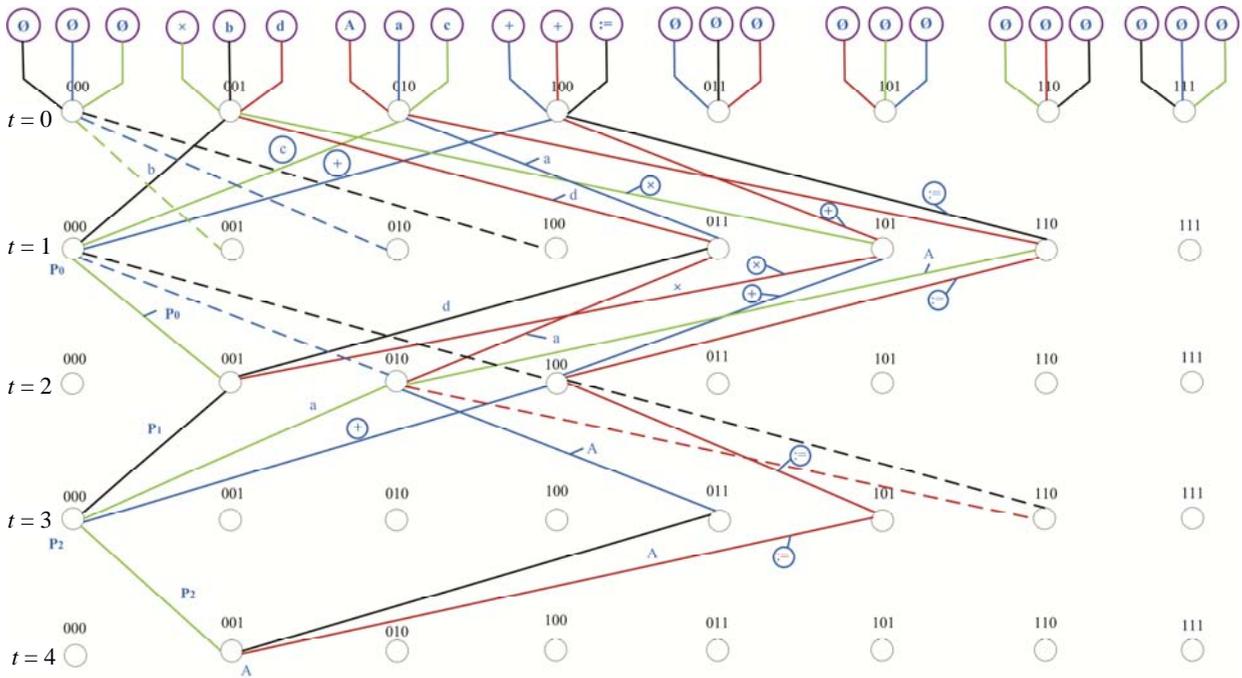


Рис. 4. Процессорный граф для вычисления значения выражения $A = a + (b + c) \times d$ в записи $Aabc + d \times + :=$

Различаем три фазы выполнения команды:

- фаза $\varphi = 1$; прием информации из каналов в ПЭ;
- фаза $\varphi = 2$; выполнение ПЭ действий, предписываемых кодом операции;
- фаза $\varphi = 3$; передача информации из ПЭ приемникам в других ПЭ.

В табл. 3 (см. также цв. вкл.) приведена программа фотонного процессора с топологией Γ^3 , полученная из процессорного графа, представленного на рис. 4. В каждом столбце $(\sigma_3, \sigma_2, \sigma_1)$ при $\varphi = 1$ запись $\frac{x}{z}$ означает, что в интервал $t = z$ идентификатор x принимается по каналу 8_i ПЭ $(\sigma_3, \sigma_2, \sigma_1)$; $\varphi = 2$ указывает на выполнение операции данным ПЭ в течение интервала $t = z$ (прочерк означает отсутствие операции); при $\varphi = 3$ запись $\frac{x}{z}$ означает, что в интервал z идентификатор x передается по каналу 8_i ПЭ $(\sigma_3, \sigma_2, \sigma_1)$; цвет черты в записи $\frac{x}{z}$ совпадает с цветом маршрута, по которому принимается или передается информация.

Подробности трансляции программ, записанных на языках высокого уровня, и особенности получения «машинного» представления этих программ здесь несущественны. Могут быть использованы все известные средства, позволяющие оптимизировать трансляцию и порождаемый в результате ее выполнения машинный код.

Таблица 3

Программа фотонного процессора вычисления выражения $A = a + (b + c) \times d$ в записи $Aabc + d \times + :=$

t	φ	000			001			010			100			011			101			110			111			
		81	82	83	81	82	83	81	82	83	81	82	83	81	82	83	81	82	83	81	82	83	81	82	83	
0	1	\emptyset	\emptyset	\emptyset	$\{\times\}$	b	d	A	a	c	$\{+\}$	$\{+\}$	$:=$	\emptyset												
	2	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	
	3	\emptyset	\emptyset	\emptyset	b	d	$\{\times\}$	a	c	A	$\{+\}$	$:=$	$\{+\}$	\emptyset												
1	1	b	c	$+$	\emptyset	\emptyset	\emptyset	\emptyset	\emptyset	\emptyset	\emptyset	\emptyset	\emptyset	a	d	\emptyset	$+$	\emptyset	\times	\emptyset	$:=$	A	\emptyset	\emptyset	\emptyset	
	2	$+$	b	c	$P0$	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
	3	$P0$	\emptyset	\emptyset	\emptyset	\emptyset	\emptyset	\emptyset	\emptyset	\emptyset	\emptyset	\emptyset	\emptyset	a	d	\emptyset	$+$	\emptyset	\times	\emptyset	$:=$	A	\emptyset	\emptyset	\emptyset	
2	1	\emptyset	\emptyset	\emptyset	$P0$	d	\times	a	\emptyset	A	$+$	$:=$	\emptyset													
	2	-	-	-	\times	$P0d$	$P1$	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	
	3	\emptyset	\emptyset	\emptyset	$P1$	\emptyset	\emptyset	A	a	\emptyset	$:=$	\emptyset	$+$	\emptyset												
3	1	$P1$	a	$+$	\emptyset	\emptyset	\emptyset	\emptyset	\emptyset	\emptyset	\emptyset	\emptyset	\emptyset	A	\emptyset	\emptyset	$:=$	\emptyset								
	2	$+$	a	$P1$	$P2$	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
	3	$P2$	\emptyset	\emptyset	\emptyset	\emptyset	\emptyset	\emptyset	\emptyset	\emptyset	\emptyset	\emptyset	\emptyset	\emptyset	A	\emptyset	\emptyset	\emptyset	$:=$	\emptyset	\emptyset	\emptyset	\emptyset	\emptyset	\emptyset	
4	1	\emptyset	\emptyset	\emptyset	$P2$	A	$:=$	\emptyset																		
	2	-	-	-	$:=$	A	$P2$	A	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
	3	\emptyset	\emptyset	\emptyset	A	-	-	-	\emptyset																	

Особенности реализации фотонного процессора

Топологии связей фотонного процессора

Фотонный процессор представляет собой мультипроцессорную среду, состоящую из ПЭ, соединенных каналами связи.

Можно задействовать любую известную [10] топологию связей – 1D тор, 2D тор, 3D тор, H^m , Γ^n -гиперкуб, N-полный матричный коммутатор, S-звезда, F-полносвязное дерево, реализованное из q-портовых коммутаторов. Критериями выбора являются указанные в табл. 4 значения величины D_k – количество маршрутов между двумя ПЭ, находящимися на расстоянии k (измеряемым минимальным количеством ребер между ними), а также указанные в табл. 5 значения C и G – мощности и количества бесконфликтных множеств, которые оцениваются относительно диаметра среды – минимального значения k , достаточного для соединения любых двух элементов среды, содержащей ω ПЭ. Значения D_k , C и G получены в [10]. Они определяют коммуникационные возможности среды и, следовательно, параметры процессорных графов и программ.

Таблица 4

Количество маршрутов длины k

Среда	1D	2D	3D	Γ^n	N	F
D_k	2	$2 \cdot 2^{\frac{k}{2}}$	$4k^2 \cdot 2^{\frac{k}{2}}$	$k!$	1	$\left(\frac{q}{2}\right)^{k-1}$

Таблица 5

Мощности и количества бесконфликтных множеств

Среда	1D тор	2D тор	3D тор	H^m $m = 2^{r-1}, r = 0, 1, 2, \dots$	Γ^n	N S	F
C	2	$2\sqrt{\omega}$	$\frac{2}{\omega^3}$	$\frac{\omega}{2}$	$\frac{\omega}{2}$	$\frac{\omega}{2}$	$\frac{\omega}{2}$
G	$\frac{\omega^2}{2}$	$2\sqrt{\omega} \cdot 2\sqrt{\omega}$	$\frac{2}{\omega^3} \cdot \frac{2}{\omega^3}$	$\left(\frac{\log \omega}{\log \log \omega}\right) \frac{\log \omega}{2} 2^{\frac{\omega}{\log \omega}}$	$\binom{n}{m} G(H^m)$	$2^{\omega-1}$	$\frac{\omega}{2q^2} 2^q 2^{2k}$

Самой «примитивной» является среда 1D тор. Наилучшие значения C и G имеют наиболее сложные в аппаратной реализации среды N и S. Приемлемые на практике значения аппаратной сложности имеют среды с топологией F и Γ^n . Эти среды характеризуются близкими значениями D_k, C и G .

Среда Γ^n имеет удобный аппарат построения бесконфликтных маршрутов и формальное описание булевыми функциями, для нее предложены средства топологического резервирования, позволяющие автоматически замещать отказавшие ПЭ с полным сохранением топологии среды и вычислительного процесса [10].

Взаимодействие с внешней средой

Обмен фотонного процессора с внешней средой должен занимать как можно меньше времени. Это достигается, если каждому ПЭ фотонного процессора предоставить доступ к внешней среде, например, назначить электронный процессор, который реализует функции хранения и обмена информацией.

Электронные процессоры, соответствующие элементам фотонного процессора, можно объединить каналами связи в мультипроцессорную среду имеющую, в частности, ту же топологию, что и фотонный процессор. Это позволяет задействовать одинаковое описание электронной и фотонной компонент фотонного компьютера.

Элементная база фотонного процессора

Элементная база – функционально полный набор ОЛЭ, позволяющий выполнять любые арифметические и логические операции. Таким набором (не единственным) являются элементы, реализующие три логические функции «И», «ИЛИ», «НЕ» [9].

Эти элементы могут быть реализованы с помощью различных эффектов, например интерференционных [6], нелинейных [7] и др. [8]. Они пассивны, не требуют дополнительной энергии накачки. Все операции осуществляются лишь со световой формой представления информации. Длительность выполнения операции определяется длительностью распространения света в ОЛЭ.

Оценки параметров

Полагаем, что в фотонном компьютере на рис. 2 задействован источник лазерного излучения мощностью $P_{\Sigma} = 100$ Вт и длиной волны $\lambda \approx 1530$ нм; мощность излучения, поступающего во входные волноводы ПЭ, составляет $P_1 = 1$ мВт, минимальная оптическая мощность на входе ОЛЭ, основанном на эффекте интерференции [6], составляет 100 нВт [11].

Бюджет оптической мощности ПЭ составит $b \cdot 40$ дБ, где $b = P_{\Sigma} / 8 \cdot P_1 \approx 10^4$ шт. – количество входных ОЛЭ в каждом ПЭ.

Эффективность ввода излучения в волновод принимаем 90 % [14]. Полагаем, что потери в ОЛЭ и волноводах совпадают и равны $\Delta = 0,1-1,0$ дБ/см [14]. Суммарная длина волноводов ОЛЭ одного ПЭ не превышает $L = b \cdot (0,35-3,5)$ м.

Полагая длину волновода $D = 50\lambda = 75 \cdot 10^{-6}$ м, диаметр входного волновода ОЛЭ из [6] $h = 7,5 \cdot 10^{-6}$ м, находим [12] расстояние между входами ОЛЭ $l = 7,5 \cdot 10^{-6}$ м.

В одном ПЭ можно разместить $\rho = L/D = 4,7 \cdot 10^7 - 4,7 \cdot 10^8$ шт. ОЛЭ.

Необходимое количество ОЛЭ в $n = 64$ -разрядном множителе согласно [9] не превышает $(23n^2 + 5n - 58) \approx 10^5$ шт.

Аппаратно УУ не сложнее АЛУ [9], следовательно, $\rho = L/D = 4,7 \cdot 10^7 - 4,7 \cdot 10^8$ штук ОЛЭ достаточно для реализации ПЭ, содержащего 230–2300 АЛУ. Известно [9], что длительность выполнения операции умножения n -разрядных чисел составляет $t^* \approx 41,5n\tau$, где τ – длительность срабатывания элемента, здесь $\tau = D/v$ – длительность задержки в одном ОЛЭ, $v = 2 \cdot 10^8$ м/с – скорость света в волноводе. Для $n = 64$ производительность АЛУ составит $\pi = 10^9$ оп./с, производительность ПЭ $\pi^* = 2,3 \cdot 10^{11} - 2,3 \cdot 10^{12}$ оп./с, производительность всего фотонного компьютера $\pi_{\Sigma} = 8\pi^* \approx 2 \cdot 10^{12} - 2 \cdot 10^{13}$ оп./с.

Применяя архитектурные средства для оптимизации структуры АЛУ и ПЭ [9], можно получать результат операции каждый интервал τ и достигнуть пиковой производительности фотонного компьютера $\tilde{\pi}_{\Sigma}$. Для $\lambda = 1530$ нм и $D = 50\lambda$ имеем $\tilde{\pi}_{\Sigma} = 5 \cdot 10^{15} - 5 \cdot 10^{16}$ оп./с.

Значения π_{Σ} и $\tilde{\pi}_{\Sigma}$ для различных λ при $P_{\Sigma} = 100$ Вт сведены в табл. 6.

Таблица 6

Значения производительности фотонного компьютера при $P_{\Sigma} = 100$ Вт

λ , нм	D	π_{Σ} , оп./с		$\tilde{\pi}_{\Sigma}$, оп./с	
		$\Delta = 1,0$ дБ/см	$\Delta = 0,1$ дБ/см	$\Delta = 1,0$ дБ/см	$\Delta = 0,1$ дБ/см
1530	50λ	$2 \cdot 10^{12}$	$2 \cdot 10^{13}$	$5 \cdot 10^{15}$	$5 \cdot 10^{16}$
100	50λ	$0,42 \cdot 10^{15}$	$0,42 \cdot 10^{16}$	$1,4 \cdot 10^{18}$	$1,4 \cdot 10^{19}$

Для ОЛЭ из [6] уменьшение значения D в z раз (например, в результате уменьшения λ) увеличивает производительность процессора в z^2 раз (при неизменном бюджете мощности и равных потерях).

Оценки производительности $\tilde{\pi}_\Sigma$ и энергоэффективности $\tilde{\pi}_\Sigma/P_\Sigma$ рассмотренного фотонного компьютера в 10^3 – 10^4 раз при $\lambda = 1530$ нм, $D = 50\lambda$ и $\Delta = 0,1$ – $1,0$ дБ/см превосходят достигаемые современными ЭВМ [15].

Для размещения ПЭ потребуется кремниевая подложка длиной не более $D \cdot 4,7 \cdot 10^8 = 352 \cdot 10^2$ м и шириной $s \approx 100$ мкм (очевидно $s > h$ и $s > 2l$). Площадь ПЭ составляет $35 \cdot 10^{-1}$ м². При толщине подложки 100 мкм объем восьми ПЭ составит $V = 0,28 \cdot 10^{-3}$ м³. Это приемлемый размер конструктивного элемента, позволяющий отвести 100 Вт тепла посредством обычного воздушного охлаждения.

Заключение

Эффективность обработки информации в световой форме достигается совместным применением в фотонном компьютере:

- пассивных оптических логических элементов;
- дисциплины вычислений по готовности операндов;
- бесконфликтных алгоритмов обработки информации процессорными элементами, соединенными в мультипроцессорную среду.

Классы задач, решаемых фотонными и электронными компьютерами, совпадают.

Выполненный анализ и полученные оценки демонстрируют возможность достижения фотонным компьютером, задействующим излучение с длиной волны 1530 нм, пиковой производительности в 10^3 – 10^4 раз превышающей достигаемую современными электронными вычислительными устройствами при равных энергетических затратах.

Применение технологий, обеспечивающих задействование в фотонном компьютере ультрафиолетового излучения с длиной волны 100 нм, позволяет фотонному компьютеру достичь экзафлопсной производительности (10^{18} оп./с) на 100 Вт потребляемой мощности.

Излучения с различными длинами волн не взаимодействуют между собой. При надлежащей реализации ОЛЭ в одном фотонном компьютере могут одновременно выполняться несколько вычислительных процессов, представленных световыми волнами различной длины.

Список литературы

1. Binkley S. Quantum Computing. ASCAC DOE US. April 5, 2016 [Электронный ресурс]. – <https://science.energy.gov/~media/ascr/ascac/pdf/meetings/201604/2016-0405-ascac-quantum-02.pdf>.
2. Тарасов Л. В. Физика лазера. Изд. 2-е, испр. и доп. – М.: Книжный дом «ЛИБРОКОМ», 2010.
3. Белов П. А., Беспалов В. Г., Васильев В. Н. и др. Оптические процессоры: достижения и новые идеи [Электронный ресурс]. – <http://pandia.ru/77/192/21190.php>.
4. Russel J. Hight-enabled Microprocessor Holds Promise for Faster Computers. February 23, 2016 [Электронный ресурс]. – <http://www.hpcwire.com/2016/02/23/25120>.
5. Степаненко С. А. Фотонная вычислительная машина. Принципы реализации. Оценки параметров // Докл. АН. 2017. Т. 476, № 4. С. 389–394.

6. Патент РФ 20751061. Оптический логический элемент / А. О. Полуэктов // Изобретения 10.03.1997.
7. Kumar A. Implementation of all-optical NAND logic gate and halfadder using the micro-ring resonator structures // *Optical and Quantum Electronics*. 2016. Vol. 48(10). P. 477.
8. Кузнецова О. В., Сперанский В. С. Решение задач обработки оптических сигналов без оптоэлектронного преобразования // *Т-Comm*. 2012. № 8. С. 35–39.
9. Цилькер Б. Я., Орлов С. А. Организация ЭВМ и систем. – С.-Пб.: Питер, 2004.
10. Степаненко С. А. Мультипроцессорные среды супер ЭВМ. Масштабирование эффективности. – М.: Физматлит, 2016.
11. Вербовецкий А. А. Основы проектирования оптоэлектронных систем связи. – М.: Радио и связь, 2000.
12. Яворский Б. М., Детлаф А. А., Лебедев А. К. Справочник по физике для инженеров и студентов вузов. – М.: ООО «Издательство Оникс»; ООО «Издательство «Мир и Образование», 2008.
13. Воеводин В. В. Математические модели и методы в параллельных процессах. – М.: Наука, 1986.
14. Никаноров Н. В., Шандаров С. М. Волноводная фотоника. – С.-Пб.: ИТМО, 2008.
15. Morgan T. P. Nvidia Rounds Out Pascal Tesla Accelerator Lineup. June 20, 2016 [Электронный ресурс]. – <http://www.nextplatform.com/2016/06/20/nvidia-rounds-pascal-tesla-accelerator-lineup>.

Photonic Computer: Structure and Algorithms, Estimation of Parameters

S. A. Stepanenko

The structure and principles of the photon computer implementation are proposed. The effects of interaction of coherent systems of light waves generated by a laser source underlie its functioning. The estimates of values of productivity, energy consumption, physical dimensions were obtained; these estimates show the possible advantages of a photonic computer in comparison with the electronic one.

УДК 519.6

DOI: 10.53403/9785951504944_2020_25.2_212_227

Система администрирования вычислительных узлов многопроцессорного комплекса на основе протокола параллельного выполнения удаленных команд

Описывается система администрирования вычислительных узлов многопроцессорного комплекса, основанная на оригинальном протоколе параллельного выполнения удаленных команд. В отличие от традиционных средств удаленного доступа, имеющих асимптотическую сложность $O(n)$, данный протокол имеет сложность $O(\log n)$.

Реализованы внутренние обработчики некоторых команд операционной системы UNIX/Linux, что позволяет устранить накладные расходы на порождение процессов, выделение памяти и т. д.

Е. В. Ерёмин, Н. Н. Залялов

Введение

Системное администрирование многопроцессорного вычислительного комплекса (МВК) основано на применении средств удаленного доступа к множеству вычислительных узлов. Под системным администрированием здесь понимается не столько предварительная настройка параметров системного программного обеспечения и оборудования вычислительного поля, сколько поиск исключительных, проблемных ситуаций «на лету» в процессе производственного счета.

Предварительная настройка вычислительного поля и системного программного обеспечения имеет сравнительно слабые ограничения по длительности. Диагностика и устранение проблем требуют от средств удаленного доступа высокого быстродействия: ожидание результата в течение нескольких десятков секунд от сотен и тысяч вычислительных узлов часто неприемлемо, поскольку ситуация за это время может измениться.

Одним из видов удаленного доступа является запрос на удаленное выполнение команды и получение результата. Для небольшого вычислительного комплекса можно использовать известные средства (SSH [1], PDSH [2]). Однако с ростом числа вычислительных узлов эффективность их применения уменьшается: при выполнении запроса на нескольких вычислительных узлах длительность и объем результата возрастают пропорционально числу вычислительных узлов. К тому же традиционные средства (SSH, PDSH) порождают цепочку процессов для выполнения каждой команды. Но, поскольку запросы выполняются на фоне производственного счета, средства удаленного доступа должны иметь минимум накладных расходов.

В данной работе предлагается протокол, в котором сокращение длительности запроса достигается выполнением команды в нескольких узлах одновременно. Сокращение объема данных происходит за счет группировки одинаковых результатов выполнения команд. Снижение накладных расходов достигается уменьшением числа порождаемых на вычислительном узле процессов для выполнения команды. Помимо прочего, к данному протоколу предъявляется требование универсальности, поскольку для выявления конкретных проблем уже существуют системы мониторинга, например [3].

Одним из способов выполнения команды на нескольких узлах одновременно является формирование дерева запроса. Дерево запроса как средство ускорения операций удаленного доступа к вычислительным узлам известно и применяется, в частности, в системе управления пакетной обработки заданий Slurm [4]. Однако в настоящей работе рассматривается не запуск параллельных задач, а оперативное выполнение команд системного администрирования.

1. Описание протокола

Протокол определяет процедуры взаимодействия программных компонент и формат передаваемых и принимаемых по сети сообщений. Программными компонентами являются утилита командной строки, корневой системный процесс, системные процессы вычислительных узлов. Пользователь взаимодействует с утилитой командной строки, выполняемой на инструментальном сервере. Утилита командной строки взаимодействует по сети с корневым системным процессом, который выполняется на управляющем сервере, а тот, в свою очередь, – с системными процессами, выполняемыми на вычислительных узлах МВК. Корневой системный процесс отличается от системных процессов вычислительных узлов только тем, что утилита командной строки обращается к нему по умолчанию. В остальном они идентичны.

Имеются следующие типы протокольных сообщений: прямой запрос, прямой ответ, групповой запрос, групповой ответ. Прямой запрос есть сообщение, передаваемое узлом-источником узлу-приемнику, в котором узлу-приемнику предписывается выполнить определенную команду. Прямой ответ есть ответное сообщение протокола, содержащее результат выполнения команды, которое отправляется узлом-приемником узлу-источнику. Групповой запрос и групповой ответ подразумевают выполнение определенной команды на заданном множестве вычислительных узлов и получение ответов от них. С целью минимизации накладных расходов в качестве транспортного механизма взаимодействия по сети используется UDP (Unreliable Datagram Protocol) [5].

Запрос и ответ – формируемые сообщения протокола. Сообщение протокола – последовательность байт, которая однозначно интерпретируется принимающей стороной. В процессе формирования сообщения в него помещается команда, которую необходимо выполнить, ее параметры и т. д. В процессе интерпретации ответного сообщения из него извлекается результат выполнения команды.

1.1. Схема взаимодействия программных компонентов

Традиционные средства удаленного доступа выполняют последовательные запросы к требуемому множеству узлов (рис. 1,а). Если разделить исходное множество узлов на несколько частей и посылать запросы с нескольких серверов одновременно, то длительность операции сократится. В качестве серверов могут выступать узлы исходного множества. Части исходного множества можно, в свою очередь, также разделить, увеличив таким образом степень параллельности выполнения запросов. Продолжая рекурсивно делить исходное множество узлов, получаем дерево запроса (рис. 1,б).

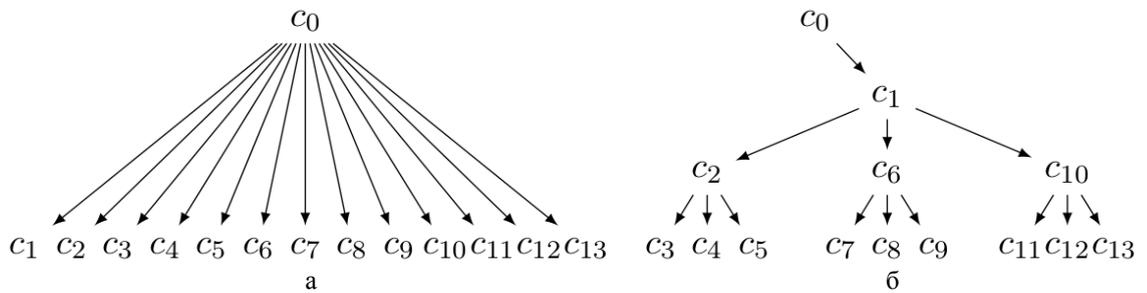


Рис. 1. Схема выполнения запросов к $n = 13$ вычислительным узлам: а – с помощью традиционных средств удаленного доступа; б – с помощью построения дерева запроса со степенью вершины $f = 3$

1.2. Сложность операции

В качестве примера рассмотрим дерево запроса со степенью вершины $f = 3$, представленное на рис. 1,б. Имеется запрос к $n = 13$ узлам. Обозначим список узлов в запросе как c_1, \dots, c_{13} .¹ Узел c_0 не входит в этот список, на нем выполняется отправка запроса. Он исключается из исходного списка узлов, а оставшаяся часть разделяется на $f = 3$ части c_2, \dots, c_5 , c_6, \dots, c_9 , c_{10}, \dots, c_{13} . Если число узлов n в оставшейся части не кратно f , то оно округляется до ближайшего кратного в большую сторону. Это позволяет формировать дерево максимально правильной формы при любом числе узлов n . В каждой части выбирается головной узел. Для определенности в качестве головного можно всегда выбирать первый узел данной части. Головные узлы c_2, c_6, c_{10} , в свою очередь, разделяют указанным способом списки поступивших узлов на $f = 3$ части и транслируют их дальше. На нижнем уровне дерева списки вырождаются в отдельные узлы.

Длительность запроса t_i к каждому из узлов считаем одинаковой, т. е. $t_i = t$, $i = 1, \dots, 13$. Для последовательного выполнения запросов к 13 узлам потребуется время $13t$ (рис. 2,а). Если запросы от головного узла к дочерним выполняются одновременно, длительность операции пропорциональна числу уровней в дереве, т. е. в данном случае $2t$. Однако каждый головной узел посылает запросы к своим дочерним узлам последовательно. Посылка запроса к узлам c_2, c_6, c_{10} требует времени $3t$ (рис. 2,б). Запросы к узлам c_{11}, c_{12}, c_{13} начнутся не ранее завершения запроса к узлу c_{10} и займут также $3t$. Еще t потребуется для запроса к корневому узлу c_1 . Поэтому для посылки запросов к тем же узлам с помощью дерева потребуется $3t + 3t + 1t = 7t$. Запросы к узлам c_3, c_4, c_5 и c_7, c_8, c_9 не влияют на длительность операции, так как они начнутся до отправки запроса первому узлу правого поддерева на нижнем уровне (узлу c_{11}) и продлятся не более $3t$.

В целом длительность операции определяется максимальной задержкой перед выполнением запроса к самому правому листу дерева запроса. Дерево имеет правильную форму по построению, поэтому задержка определяется степенью вершины f дерева и числом уровней h и составляет hft . Длительность всей операции складывается из длительности запроса к корневому узлу дерева и максимальной задержки, т. е. $T = (1 + hf)t$. Максимальное число узлов в дереве высотой h и степенью вершины f есть $n = (f^{h+1} - 1)/(f - 1)$. Высота дерева запроса $h = \log_f [n(f - 1) + 1] - 1$. Отсюда получаем

$$T = [1 + f \log_f [n(f - 1) + 1] - 1]t. \tag{1}$$

¹ Здесь и всюду далее узлы отождествляются с их логическими номерами.

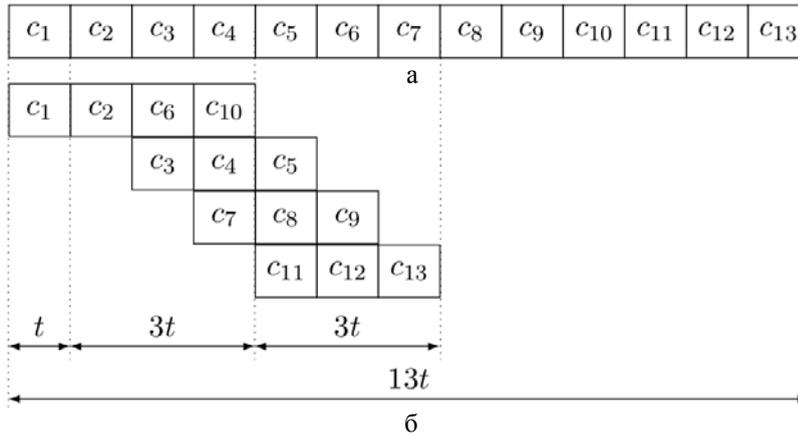


Рис. 2. Длительности запросов к $n = 13$ узлам c_1, \dots, c_{13} : а – последовательный режим доступа; б – построение дерева запроса

1.3. Оптимальная степень вершины дерева запроса

Интерес представляет вопрос, какая степень вершины минимизирует длительность операции. Рассмотрим, например, поведение $T(f)$ при $n = 100$. Характеры поведения кривой $T(f)$ и кривой, построенной из экспериментальных данных (рис. 3, а, б), для $n = 100$ похожи. Видно, что сначала длительность операции снижается, достигает минимума, а далее наблюдается рост. Снижение длительности T с ростом f можно объяснить тем, что уменьшается высота дерева. Дальнейший линейный рост T с уменьшением высоты дерева можно объяснить тем, что растет доля последовательных обменов между головным и дочерними узлами. При $f \geq n$ возникает вырожденный случай, когда высота дерева $h = 1$ и запросы выполняются последовательно.

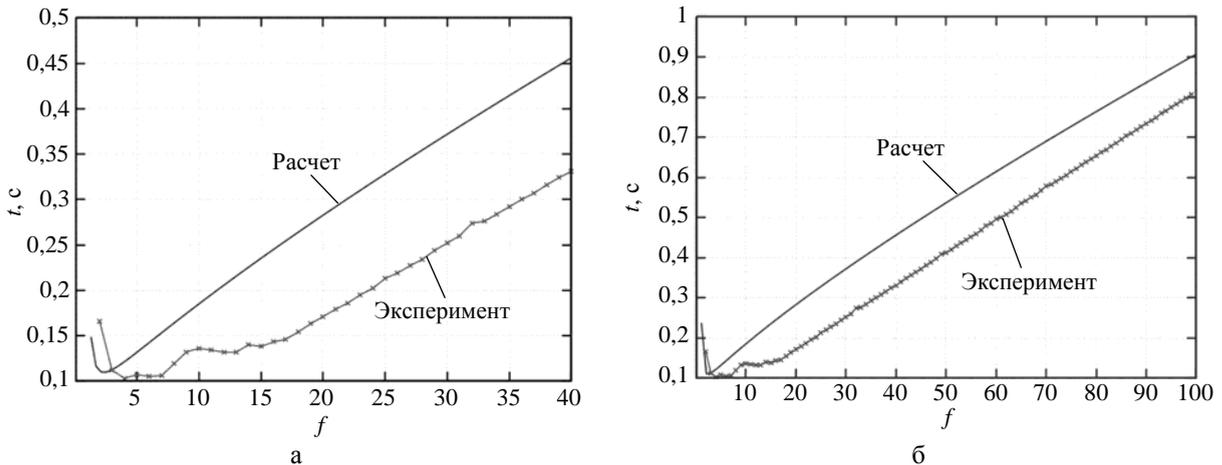


Рис. 3. $T(f)$ при $n = 100$ в диапазонах $2 \leq f \leq 40$ (а) и $2 \leq f < 100$ (б)

Экспериментально полученное значение оптимальной степени вершины дерева $f = 4$ (см. рис. 3) отличается от расчетного $f \approx 2$ (решение уравнения $T'(f) = 0$ дает $f \approx 2,18$). Это связано с тем, что модель (1) не учитывает некоторых факторов. Использование протокола UDP позволяет получать ответы от вычислительных узлов с начальными номерами из заданного диапазона одно-

временно с окончанием отправки запросов узлам с номерами, которые находятся в конце диапазона. Длительность выполнения операции зависит от быстродействия оборудования, пропускной способности сети и других факторов. Для более точного предсказания длительности выполнения все эти факторы необходимо учесть в модели (1). Однако даже в упрощенном виде модель позволяет сузить область поиска оптимальной степени вершины дерева.

1.4. Группировка ответных сообщений

Вычислительные узлы МВК, как правило, имеют одинаковое оборудование и функционируют под управлением идентичного образа ОЗУ-резидентной операционной системы [6]. Подразумевается, что потенциальное число разных результатов выполнения удаленной команды (ответов) $r \ll n$, поэтому хранить и передавать каждый результат отдельным блоком памяти избыточно. Одной из возможностей разработанного протокола является группировка одинаковых ответов на каждом уровне дерева запроса.

Каждый головной узел при приеме сообщений от своих дочерних узлов производит слияние одинаковых ответов и передает сжатый таким образом групповой ответ вверх по дереву. Каждому уникальному ответу ставится в соответствие список узлов. При слиянии с очередным ответом от узла c_i этот узел добавляется в нужный список. Слияние производится на каждом уровне дерева.

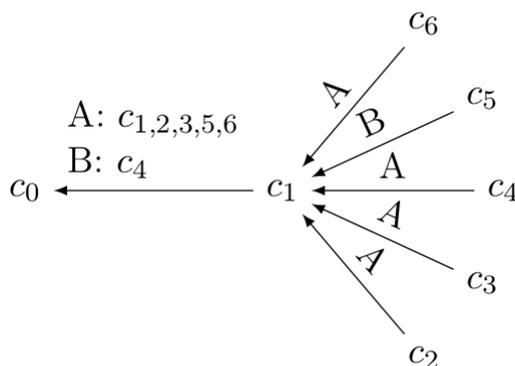


Рис. 4. Группировка одинаковых ответов при запросе к шести вычислительным узлам

В результате группового запроса к большому числу узлов может получиться лишь небольшое число различающихся ответов. Например, при системном администрировании часто ожидаются только два различных ответа: *хорошо* и *плохо*.

На рис. 4 показан запрос к шести вычислительным узлам. Каждый узел возвращает ответ на вопрос, прошел ли узел все внутренние проверки и готов ли он к приему задачи на счет. В этом случае возможными ответами являются только *A* (да, готов) и *B* (нет, не готов). Узлы из списка с ответом *A* являются «хорошими». Узлы из списка с ответом *B* подлежат дальнейшему анализу (в данном случае – узел c_5).

Приведенный пример наглядно демонстрирует сокращение объема данных без потери количества информации (табл. 1). Важным следствием группировки ответов является то, что она позволяет выдавать результат пользователю в более наглядном виде. Кроме того, группировка ответов сокращает объем передаваемых сообщений, увеличивает быстродействие протокола, сокращает длины копируемых блоков памяти.

Таблица 1

Данные из примера с шестью узлами без группировки
и с группировкой ответов

До группировки	После группировки
A: c_1	A: $c_{1,2,3,4,6}$
A: c_2	B: c_5
A: c_3	
B: c_4	
A: c_5	
A: c_6	

1.5. Длительность ожидания ответного сообщения

После отправки запроса к дочерним узлам наступает цикл ожидания ответов. Ответы накапливаются и группируются по мере поступления. Необходимо определить момент, когда послать накопленные ответы на верхний уровень дерева запроса. Посылка результата группового запроса происходит по готовности либо по тайм-ауту. Готовность наступает, если число опрошенных узлов равно числу ответивших. При наличии сбойных узлов готовность может не наступить. Поэтому дополнительным условием отправки является тайм-аут, который наступает, если длительность ожидания ответов превысила w циклов приема сообщений системным процессом².

Минимальная длительность ожидания в каждом внутреннем узле дерева запроса есть такое число циклов приема, которое равно высоте дерева запроса $w = h$ (необходим как минимум один цикл приема на каждый нижележащий уровень дерева). Высота поддерева зависит от уровня l данного узла в общем дереве запроса. Число циклов ожидания на уровне l составит $w(l) = \log_f [n(f-1)+1] - l$. Такое количество циклов ожидания обеспечивает, с одной стороны, достаточную длительность ожидания ответов, с другой – приемлемую отзывчивость при наличии сбойных узлов.

2. Реализация набора команд

2.1. Утилита командной строки

Утилита командной строки выполняет разбор аргументов командной строки, введенных пользователем, и формирует сообщение запроса. В процессе разбора определяются команда протокола, тип запроса (прямой или групповой), общие параметры (список узлов для передачи команды, степень вершины дерева запроса), индивидуальные параметры команды. Обычно утилита командной строки выполняется пользователем на инструментальном сервере. Запрос отправляется корневому системному процессу на управляющем сервере. В качестве корневого может выступать любой системный процесс любого узла или сервера МВК (рис. 5).

² Под циклом приема сообщений здесь понимается одна итерация ожидания данных на файловом дескрипторе входящих сообщений с помощью системного вызова poll().

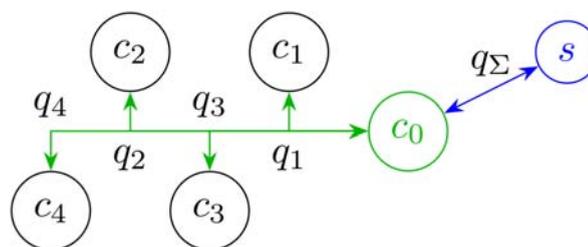


Рис. 5. Схема взаимодействия компонентов: s – пользовательская утилита на сервере, c_0 – корневой системный процесс на вычислительном узле, c_1, \dots, c_4 – системные процессы на вычислительных узлах, q_1, \dots, q_4 – прямые запросы и ответы, q_Σ – групповой запрос и ответ

При формировании запроса к множеству вычислительных узлов утилита командной строки устанавливает флаг, свидетельствующий о том, что запрос является групповым. Корневой узел дерева запроса, получив сообщение с флагом *групповой запрос*, присваивает ему идентификатор. Все передаваемые на нижележащие уровни, а также ответные сообщения помечаются присвоенным идентификатором.

2.2. Системный процесс

Системный процесс выполняет частичный разбор входящего сообщения. В ходе частичного разбора из сообщения извлекается информация: является сообщение запросом или ответом, прямым или групповым; команда, которую необходимо выполнить; идентификатор запроса; запрашивающий узел для посылки ответа; список опрашиваемых узлов и т. д. Тело сообщения при этом не подвергается разбору и обработке.

Если частичный разбор сообщения показал, что это групповой запрос, из сообщения извлекается список, содержащий исходное множество узлов запроса. Текущий узел становится корнем группового запроса. Исходное множество узлов запроса делится на части, в каждой из которых выбирается головной узел. Для каждой части узлов текущий узел формирует новые сообщения. Новые сообщения содержат части исходного множества узлов и тело исходного сообщения. Эти сообщения отправляются головным узлам. На головных узлах схема рекурсивно повторяется. Каждый из головных узлов становится новым корнем группового запроса. На каждом уровне число узлов запроса уменьшается.

Системный процесс одновременно обслуживает несколько групповых запросов. Каждый групповой запрос состоит из нескольких связанных друг с другом сообщений. Все сообщения в рамках запроса имеют одинаковый идентификатор. Групповой запрос подразумевает групповой ответ, который тоже состоит из нескольких связанных друг с другом сообщений. Системный процесс рассматривает каждое входящее сообщение независимо. Это может быть как часть группового запроса или ответа, так и прямое сообщение. Для отслеживания состояния групповых запросов и накопления ответных сообщений предназначена таблица групповых запросов и ответов.

2.3. Таблица групповых запросов и ответов

Каждому вновь поступающему групповому запросу выделяется новый элемент таблицы групповых запросов и ответов. В выделенном элементе сохраняется информация о запросе: его идентификатор, список опрашиваемых узлов, список головных узлов, тело транслируемого сообщения, степень вершины дерева запроса, количества и списки ответивших и не ответивших узлов, структура данных с ответными сообщениями и т. д. В табл. 2 в качестве примера приведены неко-

торые поля таблицы групповых запросов и ответов. Поле cmd определяет выполняемую команду протокола; поле id – идентификатор запроса; f (fanout) – степень вершины дерева запроса; p_s и p_r – общее число узлов в запросе и число ответивших узлов; head – список головных узлов нижележащего уровня дерева запроса.

Таблица 2

Некоторые поля таблицы групповых запросов и ответов

cmd	id	f	ns	nr	head
cat	816	5	40	40	n[101, 109, 117, 125, 133]
ls	817	3	86	86	n[102, 131, 160]
ps	814	4	49	49	n[103, 116, 128, 140]
get	815	4	100	100	n[100, 115, 130, 144, 158, 172, 186]

При поступлении ответного сообщения на групповой запрос системный процесс осуществляет поиск в таблице запросов и ответов. В качестве ключа поиска используется идентификатор запроса. При удачном поиске элемент таблицы с заданным идентификатором обновляется в соответствии с вновь поступившей информацией из ответного сообщения. Ответные сообщения от всех опрошенных узлов в рамках заданного группового запроса накапливаются в этом элементе. По мере поступления ответов выполняется их группировка. Для этого ответные сообщения организованы в виде бинарного дерева поиска. Здесь в качестве ключа поиска выступает тело ответного сообщения. Каждая вершина этого дерева содержит тело ответного сообщения и список узлов, приславших одинаковые ответы.

Таблица запросов и ответов организована в виде кольцевого буфера. Неудачный поиск в таблице свидетельствует о том, что другой вновь поступивший групповой запрос занял место искомого элемента и ответное сообщение на групповой запрос сохранить негде. Такое сообщение отбрасывается. При большом числе запросов это обычная ситуация. Механизм кольцевого буфера предотвращает переполнение памяти при поступлении массовых групповых запросов. Используемый системным процессом объем памяти является константой. Компромисс между обработкой максимального числа запросов и количеством занятых ресурсов вычислительных узлов решается в пользу уменьшения потребления ресурсов за счет отказа в обслуживании некоторых запросов. Число одновременно обрабатываемых групповых запросов определяется размером таблицы запросов и ответов. Это конфигурационный параметр системного процесса.

При поступлении ответного сообщения на групповой запрос и удачном поиске элемента таблицы выполняется проверка готовности ответа. Если число опрошенных узлов равно числу ответивших, то формируется ответное групповое сообщение с данными из этого элемента таблицы запросов и ответов. Сообщение отправляется на верхний уровень. Элемент таблицы помечается как свободный и может быть использован для нового группового запроса.

Системный процесс периодически сканирует таблицу групповых запросов и ответов и выявляет запросы с наступившим тайм-аутом (см. подраздел 1.5). При наступлении тайм-аута формируется групповой ответ из тех данных элемента таблицы, что есть в наличии, независимо от числа ответивших узлов. Ответ отправляется на верхний уровень дерева запроса. Элемент таблицы групповых запросов и ответов помечается флагом, сигнализирующим, что отправка всех накопленных в элементе данных была выполнена, он свободен и может быть использован вновь.

2.4. Формат сообщения

Для уменьшения времени передачи сообщений применяется бинарный формат сообщений. Перед передачей необходимые структуры данных кодируются в выходное сообщение. После приема выполняется декодирование. Структуры сообщений прямых и групповых запросов и ответов приведены на рис. 6. Каждое сообщение содержит обязательный заголовок. Заголовок содержит поля, позволяющие однозначно декодировать оставшуюся часть сообщения. Описанная в подразделе 1.1 схема взаимодействия программных компонентов выступает в роли механизма маршрутизации сообщений. Данные (*data*, *data[i]*) при этом не меняются. Декодирование тела сообщения происходит только в конечном обработчике команды.

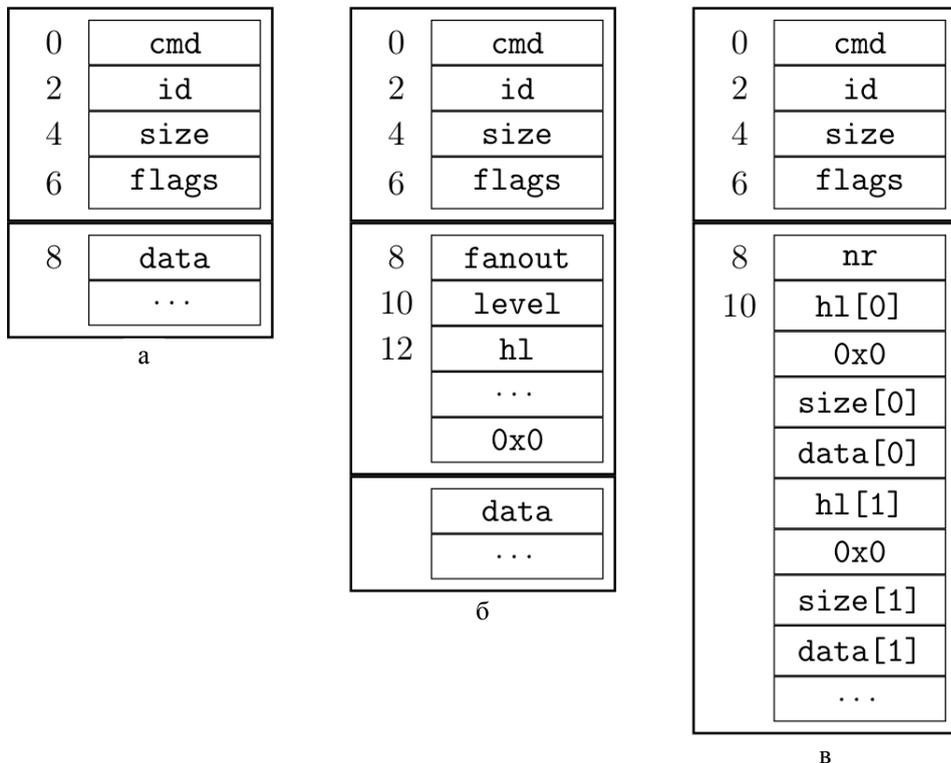


Рис. 6. Формат сообщений: а – прямой запрос/ответ, б – групповой запрос, в – групповой ответ

Структура прямого запроса и прямого ответа одинакова (рис. 6,а), она наиболее проста и содержит только заголовок и данные.

Групповой запрос (рис. 6,б), помимо заголовка и данных, содержит информацию, необходимую для передачи запроса списку дочерних узлов. Поле *fanout* содержит степень вершины дерева запроса *f*. Поле *level* содержит уровень данного узла, начиная с корня дерева запроса. Значения *level* увеличивается на единицу при формировании сообщения для передачи дочерним узлам. Поле *hl* содержит скобочно-префиксное представление списка узлов для передачи (см. подраздел 2.5). При обработке запроса данный список делится на части, которые кодируются в *f* сообщений для передачи дочерним узлам. Длина поля *hl* заранее не известна, она получается из общей длины сообщения за вычетом длины заголовка. Для удобства декодирования список узлов оканчивается терминальным байтом 0x0.

Структура группового ответа (рис. 6,в) содержит n групп. В каждую группу входит список узлов и тело сообщения. Как и в случае группового запроса, для удобства декодирования каждый список узлов оканчивается терминальным байтом 0×0 . Тело сообщения $data[i]$ длиной $size[i]$ одинаково для всех узлов из списка $hl[i]$. Длина тела сообщения является переменной величиной.

2.5. Списки узлов

Работа со списками узлов осуществляется с применением специальной схемы именования и префиксно-скобочного представления. Такое представление используется, в частности, в системе управления ресурсами Slurm [3]. Схема именования заключается в соединении префикса и логического номера для формирования имени узла (hostname). Например, вычислительные узлы c_1, c_2, \dots, c_{99} могут иметь имена $n1, n2, \dots, n99$. При перечислении более одного узла префикс записывается один раз и внутри скобок перечисляются логические номера отдельных узлов и их диапазоны. Диапазоны образуются с помощью короткого тире. В качестве разделителя используется запятая. Перечисление узлов $n1, n2, n3, n5, n7, n11, n12, n13$ в префиксно-скобочном представлении выглядит как $n[1-3, 5, 7, 11-13]$ и существенно короче. Как правило, чем больше узлов в перечислении, тем короче такое представление. Например, все узлы множества c_1, c_2, \dots, c_{99} представляются записью $n[1-99]$.

В процедурах протокола манипуляция со списками узлов является частой операцией. В связи с этим разработана библиотека, содержащая функции объединения, проверки наличия определенного узла, пересечения, разделения на части и т. д.

3. Примеры использования

Параллельное выполнение удаленных команд по разработанному протоколу осуществляется посредством утилиты командной строки `per` (Parallel Execution Protocol). Далее приведены примеры использования некоторых реализованных команд протокола. Команды реализованы с учетом накопленного опыта администрирования, поиска проблем выполняемых параллельных задач, сопровождения МВК.

Команда `get` позволяет получить значение переменной системного процесса, информацию об операционной системе и т. п. Переменными являются `self-pid` – идентификатор системного процесса на вычислительном узле, `verbose` – уровень детализации отладочных сообщений системного процесса, `port` – номер порта для взаимодействия по сети, `cpu-nr` – число ядер, `mem-total` – объем ОЗУ и т. д. Например, командой

```
> per get mem-total cpu-nr nodes=n[100-199]
```

можно получить число процессорных ядер (переменная `cpu-nr`) и общий объем памяти (`mem-total`) на вычислительных узлах с логическими номерами от 100 до 199:

cpu-nr	mem-total	hostlist
-----	-----	-----
2	2g	n107
2	4g	n[100-106,108-126,128-172,174-199]
2	4g	n127
4	4g	n173

Команда `ls` предназначена для проверки наличия файла в файловой системе и получения информации о нем. В условиях отладки и настройки МВК образ операционной системы для вычислительных узлов порой меняется несколько раз в день. Команда `ls` необходима для подтверждения того, что на всех вычислительных узлах присутствует файл с одним и тем же именем, режимом доступа, идентификатором владельца и содержимым. Для проверки идентичности содержимого файлов на множестве узлов предназначен флаг `v` (*version*), который добавляет в вывод команды `ls` версию файла. В качестве версии файла используется `sha1`-сумма его содержимого. Так, результатом команды

```
> pep ls path=/bin/busybox flags=v nodes=n[100-199]
```

будет версия файла `/bin/busybox` на узлах с номерами от 100 до 199:

version	hostlist
-----	-----
188b3ef4	n[100,102-199]
fda0a114	n101

Команда `ps` позволяет получить список процессов на множестве вычислительных узлов. Команда имеет несколько параметров, позволяющих ограничить объем вывода: `comm=<substr>` – командная строка выполняющегося процесса содержит подстроку `<substr>`; `user=<uid>` – выполняющийся процесс запущен от имени пользователя `<uid>`; `flags=t` (*time*) – получить суммарную длительность выполнения процесса в режиме пользователя и в режиме ядра с момента запуска и т. д. Например, следующая команда предназначена для определения использованного процессорного времени процессом `pepd` (системный процесс) на вычислительных узлах из запрашиваемого списка:

```
> pep ps comm=pepd flags=t nodes=n[100-104,200,300-309]
```

Результат ее выполнения будет представлен в виде:

t_u	t_s	t_r	ratio	comm	hostlist
---	---	-----	-----	-----	-----
1s	1s	8d.23h	0.000	pepd	n[100,102-103,200,301,306-307]
1s	2s	8d.23h	0.000	pepd	n[101,104,300,302-305,308-309]

Здесь `t_u` (*user*) – общее процессорное время, затраченное в режиме пользователя; `t_s` (*system*) – общее процессорное время, затраченное в режиме ядра операционной системы; `t_r` (*runtime*) – астрономическая длительность выполнения процесса; `ratio` – отношение, показывающее, насколько интенсивно процесс потребляет процессорное время; для системных процессов это отношение должно быть как можно меньше для прикладных кодов – как можно больше. Типичным значением `ratio` для задачи, использующей все ресурсы вычислительного узла, является число процессорных ядер.

4. Обсуждение и сравнение с аналогами

Помимо упомянутых традиционных средств удаленного доступа на базе `OpenSSH` или `RSH` [7], таких как `PDSH` [2], для выполнения команд на вычислительных узлах можно воспользоваться утилитой `sgun` из состава `Slurm` [4]. Утилита имеет широкие возможности по запуску `MPI`-задач, но может быть использована и для выполнения команд операционной системы. Благодаря использованию древовидного протокола команда `sgun` работает быстрее аналогичных

средств. В подразделах 4.1 и 4.2 приведены результаты сравнения разработанного средства удаленного доступа `per` с утилитой `pdsh` как наиболее распространенной и утилитой `sgun` как наиболее быстрой.

Существует большое разнообразие других средств удаленного доступа, например параллельный запуск команд операционной системы с помощью интерпретатора Python [8] или ClusterSh [9], а также интегральные решения, включающие средства удаленного доступа как одну из функций, например SaltStack [10]. Существуют также утилиты, позволяющие группировать одинаковый вывод с множества вычислительных узлов на основе заданного шаблона, такие как `dshbak` [11]. Наконец, при разработке новых средств для организации взаимодействия по сети можно воспользоваться низкоуровневыми библиотеками, используемыми на нижнем уровне BSD-сокеты, такие как ZeroMQ [12] или NanoMsg [13].

Утилиты пакета ClusterSh работают во многом подобно `pdsh`. Отличие состоит в применении интерпретатора Python и использовании на нижнем уровне `ssh`. Применение интерпретатора Python, как правило, ведет к снижению быстродействия. Поверхностное тестирование данного средства показывает, что оно, как минимум, не быстрее `pdsh`. Вообще, средства на базе `ssh` требуют порождения процессов. Реализация внутреннего обработчика невозможна даже для простого запроса, любой запрос ведет к выполнению одной или нескольких команд операционной системы. Это, в свою очередь, приводит к системным вызовам, выделению и освобождению памяти и т. д. Как правило, такие средства реализуют последовательные схемы обменов и плохо масштабируются на большое число узлов.

SaltStack предоставляет расширенные возможности управления множеством серверов различного назначения и конфигурации. Однако применимость его для управления вычислительным полем сравнительно низкая. Поскольку вычислительные узлы не содержат накопителей, загрузка происходит по сети. Одним из требований при формировании операционной системы для вычислительных узлов является минимальный размер загрузочного образа.

Для работы протокола удаленного доступа SaltStack, как и для средств из пакета ClusterSh, необходим интерпретатор Python. Добавлять интерпретатор Python и комплект требуемых модулей на вычислительные узлы только для обеспечения работы средств удаленного доступа представляется нецелесообразным.

Низкоуровневые библиотеки, такие как ZeroMQ или NanoMsg, упрощают программный интерфейс отправки и приема сообщений, предлагают определенные шаблоны и схемы взаимодействия компонентов, например обмены *точка–точка*, *рассылка–подписка* и т. д. Шаблоны взаимодействия несколько ограничивают гибкость протокола, реализуемого с использованием таких библиотек. Кроме того, ограничивается выбор нижележащих протоколов. Например, в ZeroMQ отсутствует возможность использовать на нижнем уровне протокол UDP, в то время как UDP выгоден по двум причинам: во-первых, он имеет минимальные накладные расходы, во-вторых, примитивы `send/recv` проще всего реализовать в сетях, отличных от Ethernet. В связи с этим необходимо дополнительное исследование применимости низкоуровневых библиотек для реализации средств удаленного доступа.

Приведенный перечень средств удаленного доступа составляет лишь небольшую часть общего числа; одни используются по традиции, другие являются стандартом *de facto*. Некоторые средства являются подсистемами более сложных систем управления разнородной гетерогенной вычислительной сетью. Количество и разнообразие подобных средств можно объяснить тем, что большие вычислительные сети и МВК часто являются штучными продуктами и имеют свои специфические требования.

4.1. Сравнение с утилитой *pdsh*

На рис. 7,а представлены результаты измерения длительности выполнения команды *ps* протокола и эквивалентной конструкции с использованием сценария интерпретатора командной строки и команды параллельного выполнения *pdsh* в зависимости от числа узлов. Число узлов варьировалось от 10 до 100. Каждый запуск повторялся 10 раз. Результат усреднялся. В обоих случаях выполнялся поиск процесса с заданным именем на заданном множестве вычислительных узлов.

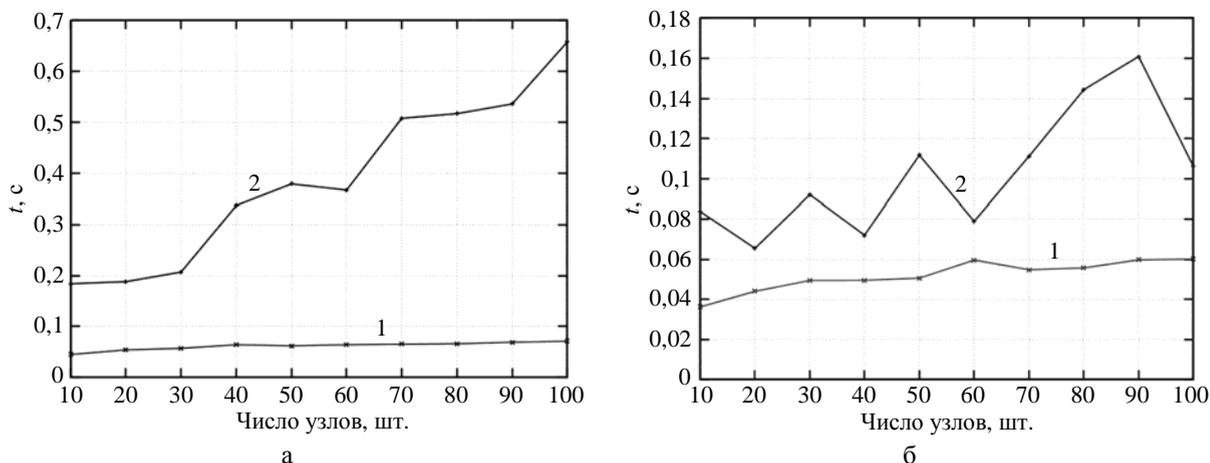


Рис. 7. Длительности выполнения команд в зависимости от числа узлов: а – команды протокола *ps* (1) и эквивалентной команды на базе *pdsh* (2), б – команды протокола *ehec* (1) и эквивалентной команды, запущенной с помощью утилиты *sgun* системы управления заданиями *Slurm* (2)

Видно, что в случае выполнения команды *pdsh* наблюдается линейный рост длительности выполнения с ростом числа узлов. В случае выполнения с помощью разработанного протокола длительность выполнения растет существенно медленнее.

4.2. Сравнение с утилитой *sgun* из состава *Slurm*

На рис. 7,б представлены результаты измерения длительностей выполнения команды протокола *ehec* и эквивалентной команды, запущенной с помощью утилиты *sgun* системы управления заданиями *Slurm*, в зависимости от числа узлов. Число узлов варьировалось от 10 до 100. Каждый запуск повторялся 10 раз. Результат усреднялся. Выполнялась команда операционной системы */bin/date*. Для исключения влияния планировщика *Slurm* используемые узлы были заранее выделены командой *sallos*. Видно, что длительность выполнения этой команды с помощью *sgun* на любом числе узлов от 10 до 100 больше, чем длительность ее выполнения с помощью разработанного протокола.

Несмотря на усреднение результата и выполнение команд на свободных от любых задач вычислительных узлах, длительность выполнения отдельных запусков в *Slurm* превышала среднюю в несколько раз. Можно объяснить это тем, что утилита *sgun* «встроена» в большой программный комплекс *Slurm*. Запуск на выполнение задания сопровождается множеством действий, связанных с обеспечением дополнительных функций: перенаправление и сбор стандартного вывода (*stdout/stderr*), подготовка окружения *MPI* (даже в случае *-mpi=none*), запись статистики и учетной информации в базу данных и т. п. В связи с тем, что непостоянство длительности за-

пуска заданий в Slurm не являлось целью данного исследования, тщательного анализа и устранения причин отклонений длительности выполнения `sgun` не проводилось. Более корректное сравнение возможно в случае выделения протокола передачи сообщений из исходного кода Slurm с исключением таким образом множества перечисленных факторов.

4.3. Недостатки и ограничения протокола

Реализованный протокол и средство удаленного доступа `per` пока нельзя рассматривать как полноценную замену `pdsh` или `sgun`, поскольку не решены следующие вопросы:

- отказоустойчивость при наличии сбойных узлов. Механизм автоматического обхода сбойных узлов реализован, но в настоящее время требует повторного выполнения запроса с данным идентификатором вручную;
- авторизация на вычислительных узлах. Этот вопрос требует тщательной проработки.

Разработанный протокол является скорее прототипом. Реализованные простые команды были добавлены в отладочных целях. В будущем на базе данного протокола планируется организовать более сложные команды сбора с вычислительных узлов профилировочной информации о выполняющихся процессах параллельной задачи, значений специальных регистров о текущем режиме потребления энергии, частоты процессора, реализовать команды массового копирования файлов на вычислительные узлы и т. д.

Заключение

Предложенная система администрирования вычислительных узлов МВК, основанная на протоколе параллельного выполнения удаленных команд, направлена на повышение эффективности системного администрирования. Отличительной особенностью протокола является формирование дерева запроса на заданном множестве вычислительных узлов, параллельная доставка и обработка сообщений, маршрутизация и группировка ответных сообщений независимо от их типа. Формирование дерева запроса на множестве из n узлов снижает асимптотическую сложность операции запроса с $O(n)$ до $O(\log n)$, где n – число вычислительных узлов. Параллельная доставка сообщений и выполнение команд уменьшают длительность отклика и ускоряют сбор ответов с вычислительных узлов. Группировка ответных сообщений позволяет сократить объем сетевого трафика, ускорить обработку, выдать результат в удобном для восприятия виде.

Реализованы обработчики часто используемых при системном администрировании команд операционной системы Unix/Linux (`cat`, `grep`, `ls`, `ps` и т. д.), что сократило число вызовов ядра операционной системы и позволило избежать накладных расходов на порождение процесса операционной системы, выделение памяти и т. д. Протокол передачи отделен от обработчиков конкретных команд. Независимость схемы маршрутизации и группировки от типа сообщения упрощает реализацию обработчиков новых команд.

Разработанный протокол параллельного выполнения команд позволяет заменить многие часто используемые конструкции на базе сценариев интерпретатора командной строки. Выполнение команд при этом удобнее, быстрее, обладает меньшими накладными расходами.

Список литературы

1. Open SSH Project [Electronic resource]. – <http://openssh.com>. (accessed: 20.02.2015).
2. PDSH – a Multithreaded Remote Shell Client [Electronic resource]. – <http://sourceforge.net/projects/pdsh> (accessed: 30.11.2016).
3. Авдеев М. П., Залялов Н. Н., Клиент-серверная система мониторинга ресурсов вычислительных модулей и серверов приложений // 14-я Нижегородская сессия молодых ученых (технические науки). Нижний Новгород, 15–19 февраля 2009 г.
4. Slurm: Simple Linux Utility for Resource Management [Electronic resource]. – http://slurm.schedmd.com/slurm_design.pdf (accessed: 11.12.2016).
5. Postel J. User Datagram Protocol, RFC 768, USC/Information Sciences Institute, Marina del Rey, California, August 1980 [Electronic resource]. – <http://tools.ietf.org/html/rfc768>.
6. Еремин Е. В., Залялов Н. Н. ОЗУ-резидентная операционная система на базе ядра Linux, оптимизированная для высокопроизводительных вычислений // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Матем. моделирование физ. процессов, 2015. Вып. 2. С. 69–77.
7. RSH – Clients and Servers for Remote Access Commands [Electronic resource]. – <ftp://ftp.uk.linux.org/pub/linux/Networking/netkit> (accessed: 12.09.2015).
8. Python – an Interpreted, Interactive, Object-Oriented Programming Language [Electronic resource]. – <http://www.python.org> (accessed: 5.12.2015).
9. ClusterShell – Python Library and Tools [Electronic resource]. – <http://cea-hpc.github.com/clustershell> (accessed: 20.07.2016).
10. SaltStack – Configuration Management Software and Remote Execution Engine [Electronic resource]. – <https://repo.saltstack.com> (accessed: 10.11.2016).
11. Dshbak – format output from pdsh command [Electronic resource]. – <http://pdsh.googlecode.com> (accessed: 30.11.2016).
12. ZMQ – 0MQ lightweight messaging kernel [Electronic resource]. – <http://www.zeromq.org> (accessed: 16.11.2016).
13. NanoMsg – Scalability Protocols Library [Electronic resource]. – <http://nanomsg.org> (accessed 16.11.2016).

Management System for the Computational Nodes of the Multiprocessor Complex on the Basis of the Protocol of the Concurrent Processing of the Remote Commands

E. V. Eremin, N. N. Zalyalov

Management system for computational nodes of a multiprocessor complex based on the original protocol of the concurrent processing of the remote commands is described. Opposite to the traditional remote access means with asymptotic complexity $O(n)$ this protocol has $O(\log n)$ complexity. Internal handlers of some commands of UNIX/Linux operating system are realized that allow eliminating overheads of process recreation, memory allotment etc.

УДК 004.4'233

DOI: 10.53403/9785951504944_2020_25.2_228_239

Отладчик параллельных программ для кластеров на базе ОС Linux

Дается описание отладчика параллельных программ, написанных на языках программирования Си, Си++ или Фортран и выполняемых на вычислительных системах с распределенной памятью. Описаны программные компоненты отладчика, схема их взаимодействия. Представлены возможности графического интерфейса пользователя, приведена схема выполнения встроенного в отладчик профилирования.

**А. Б. Киселёв, С. Н. Киселёв,
Г. П. Семёнов**

Введение

Появление многопроцессорных вычислительных систем (МВС), высокая сложность разрабатываемых для них параллельных программ стали предпосылками для создания отладчиков параллельных программ. Для отладки на МВС программисты могут использовать как коммерческие, так и свободно распространяемые отладчики. Коммерческие отладчики – это TotalView [1], Allinea DDT (Distributed Debugging Tool) [2], PGDBG Graphical Symbolic Debugger [3]. Их лицензии ограничивают пользователей определенным количеством одновременно отлаживаемых процессов. Свободно распространяемые отладчики не имеют таких ограничений. Среди зарубежных разработок выделяется свободно распространяемый отладчик проекта Eclipse Parallel Tools Platform [4], который за несколько лет развития получил необходимый набор возможностей для отладки параллельной программы. Отечественные программные средства отладки – отладчик параллельных программ PDB [5], разработанный и использовавшийся в РФЯЦ-ВНИИЭФ, GEPARD [6] (СО РАН), диалоговый отладчик программ, написанных на непроцедурном языке НОРМА [7] (ИПМ им. М. В. Келдыша РАН), судя по отсутствию новых исходных кодов и публикаций, не развиваются.

Описанный в данной статье отладчик PD (Parallel Debugger) заполняет свободное место в ряду средств отладки параллельных программ, разрабатываемых для отечественных МВС. Отладчик PD обеспечивает отладку программ, написанных на Си/Си++ или Фортране. В отладчике PD используются усовершенствованные авторами статьи версии GNU Debugger (GDB) [8]. Графический интерфейс отладчика похож на графический интерфейс Allinea DDT, его можно настроить на сочетание «горячих клавиш» и цветовое оформление исходного текста отладчиков MS Visual Studio, Eclipse, IDEA и Allinea DDT. В настоящее время отладчик PD обеспечивает запуск отладочных заданий в системах пакетной обработки заданий Open PBS/Torque [9], SLURM [10] и СПО JAM [11], но может быть настроен и на другие системы.

Отладчик PD позволяет отлаживать процессы и потоки программы, управлять точками прерывания и наблюдения, логически делить процессы программы на подмножества, управлять ими, изменять и просматривать переменные, а также выполнять профилирование отлаживаемой программы с использованием свободно распространяемых профилировщиков Google Performance Tools [12] и mpiP [13]. Отладчик PD написан на языке программирования Java, предназначен для отладки программ в ОС Unix/Linux, в нем используются свободно распространяемые программные компоненты SwingX [14], JHDF5 [15], Jzy3D [16], RsyntaxTextArea [17] и OpenGL [18].

Программные компоненты отладчика

Отладчик PD состоит из программы графического интерфейса пользователя, сервера сообщений и агента. В качестве базового отладчика используется GDB [8]. Программные компоненты и схема их взаимодействия показаны на рис. 1.

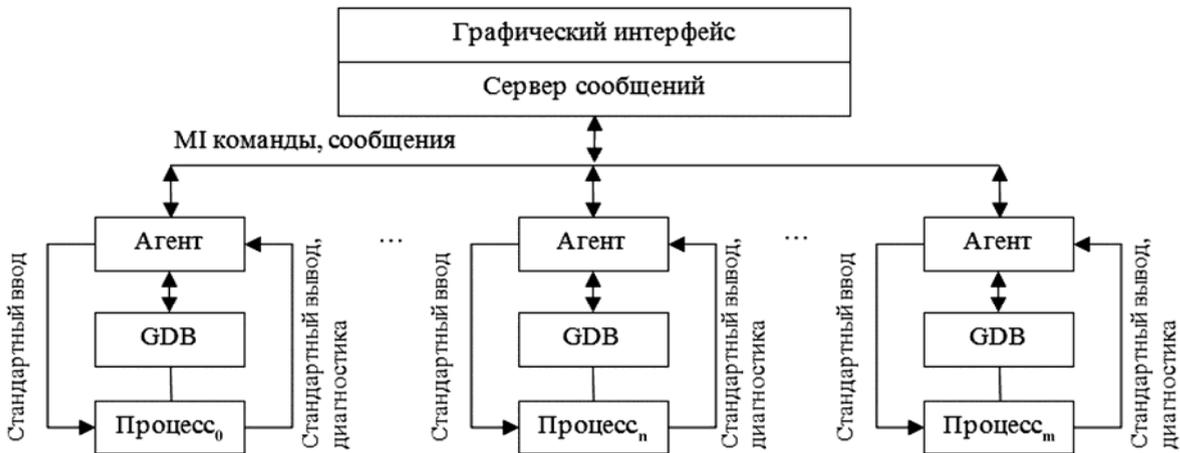


Рис. 1. Схема отладчика PD

Графический интерфейс и сервер сообщений выполняются в разных потоках одной программы. Вариант отладки на MBC подразумевает, что они запускаются пользователем на инструментальном сервере MBC. Сервер сообщений посылает программным агентам MI-команды (команды машинно-ориентированного интерфейса GDB) [8], а программные агенты, в свою очередь, пересылают их отладчику GDB. Информацию о результатах выполнения команд отладки GDB записывают в стандартный вывод, из которого программные агенты ее считывают и пересылают серверу сообщений. Кроме того, программные агенты контролируют стандартный ввод и диагностику процессов программы.

В ходе выполнения программы отладки GDB формируют асинхронные сообщения, которые не связаны с MI-командой, потому что вызваны, например, срабатыванием точки прерывания или наблюдения. Такие сообщения обрабатываются отдельно, а содержащаяся в них информация отображается во всплывающем графическом окне, чтобы пользователь не мог ее пропустить.

Программные агенты, отладки GDB и процессы параллельной программы запускаются на вычислительных узлах MBC.

Программа графического интерфейса пользователя и сервер сообщений. Управление отладкой осуществляется посредством программы графического интерфейса. Она обеспечивает отображение списка названий исходных файлов, значений переменных программы, стандартной выдачи и диагностики процессов, их состояний, загрузку и сохранение параметров сессии – кодировки, шрифта и его размера, точек останова и наблюдения и т. д.

Сервер сообщений выполняется в отдельном программном потоке, он необходим для связи с программными агентами. Сервер сообщений формирует текстовые команды машинно-ориентированного командного интерфейса GDB, посылает команды программным агентам, обрабатывает результаты их выполнения и передает их программе графического интерфейса.

Программный агент. Программный агент реализован для передачи MI-команд отладчикам GDB, сообщений с результатами их выполнения, стандартной выдачи и диагностики отлаживаемого процесса. Его взаимодействие с отладчиками GDB осуществляется посредством псевдотерминалов*. Процесс отлаживаемой программы также использует псевдотерминалы для ввода/вывода информации.

Важной функцией программного агента является обработка результатов профилирования программы.

Базовый отладчик GDB. Отладчик GDB обеспечивает отладку процессов программы. Управление отладчиком GDB осуществляется посредством команд его машинно-ориентированного интерфейса (MI).

В отладчике PD может использоваться одна из модифицированных авторами статьи версий отладчика GDB – 7.11.1 или 7.12.1. Внесенные в GDB исправления позволили повысить надежность его функционирования, благодаря им пользователь обеспечен информацией о модулях Фортран-программы, функциях и процедурах, типах указателей на массивы и многом другом. Для отладки может быть использована версия отладчика GDB без модификаций, но в этом случае перечисленные виды информации отображаться не будут.

Опции компилятора. Для отладки программы ее необходимо скомпилировать с ключом `-g` и лучше использовать минимальный уровень оптимизации (`-O0`) или вовсе обойтись без нее, поскольку при включенной оптимизации компилятор может переставить инструкции так, что при выполнении программа будет «скакать» по строкам исходного текста. Кроме этого, вместо ключа `-fomit-frame-pointer` лучше применять `-fno-omit-frame-pointer`, который разрешает использование регистра указателя стека процессора. В случае компилятора фирмы Intel не рекомендуется использовать ключ `-ax`, действие которого не позволяет отладчику GDB получить нужную информацию из стека программы. Некоторые компиляторы этой фирмы по умолчанию не добавляют в объектный файл программы расширенную отладочную информацию, поэтому для компилятора требуется указать ключ `-debug all`. Компилятор GNU Фортран не включает информацию о модулях в исполняемый файл Фортран-программы, поэтому при отладке скомпилированной им программы в отладчике PD вкладка Fortran modules не отображается.

* Псевдотерминал – эмулятор терминала в ОС Unix/Linux (PTY), псевдоустройство, используемое для взаимодействия пользователя с локальным или удаленным компьютером.

Шаблон задания

Отладчик PD позволяет выполнять запуск отладочных заданий в трех системах пакетной обработки заданий: СПО JAM, Open PBS/Torque и SLURM. Каждой системе соответствует отдельный файл с шаблоном задания. Ниже в качестве примера приведем файл с шаблоном задания для SLURM:

```
#!/bin/bash
# submitjob=sbatch
# canceljob=scancel:JOBID
# signaljob=sbatch --signal=:SIGNAL:JOBID
# regexjob=\D+(\d+)
# showqueue=squeue
#SBATCH -U:COMMENT
#SBATCH -t:WALLTIME
#SBATCH -N:NODES -n:NODES --ntasks-per-node=:PPN
#SBATCH -o dbg.o %j -e dbg.e %j
#SBATCH -J debug
export:ENV
srun ${PD_HOME}/bin/agent:EXEC:ARGS
```

В верхней части примера находятся строки, содержащие служебные директивы, с помощью которых осуществляется постановка задания в очередь, удаление и другие действия (`submitjob`, `canceljob`, `signaljob`, `regexjob` и `showqueue`). Регулярное выражение `\D+(\d+)` позволяет из сообщения о постановке задания в очередь (например, *Submitted batch job 123456*) выделить идентификатор задания (123456). Вместо служебных выражений `:JOBID`, `:SIGNAL`, `:COMMENT`, `:NODES` и т. д. будут подставлены значения, которые укажет пользователь в графическом окне ввода атрибутов задания.

Утилита `srun` сначала запустит на вычислительном узле МВС программный агент отладчика PD, а название исполняемого файла отлаживаемой программы и ее аргументы будут переданы в него как параметры.

Если на МВС пользователя функционирует система пакетной обработки заданий, которая неизвестна отладчику PD, администратор отладчика PD может достаточно легко сформировать собственный шаблон задания.

Алгоритм отладчика

Для отладки параллельной программы на МВС пользователь должен с помощью графического интерфейса отладчика PD сформировать задание и передать его системе пакетной обработки заданий. Для этого в отладчике PD реализовано отдельное графическое окно, в котором пользователь указывает путь к каталогу, где находятся исходные файлы параллельной программы, название ее исполняемого файла, входные параметры программы, количество требующихся для ее выполнения вычислительных узлов и процессоров, переменные окружения и другие атрибуты.

После подтверждения ввода информации пользователем программа графического интерфейса считывает файл шаблона задания. Служебные директивы в шаблоне задания заменяются

введенными пользователем значениями, в задание добавляется переменная окружения с IP-адресом и сетевым портом компьютера, на котором выполняется сервер сообщений. Задание передается системе пакетной обработки заданий.

После старта задания на вычислительных узлах первыми запускаются программные агенты. Каждый программный агент создает псевдотерминалы для взаимодействия с отладчиком GDB и процессом программы, а также посылает на указанный IP-адрес сообщение о готовности к работе. Отладчик GDB запускает исполняемый файл программы.

Определив, что все программные агенты запущены, программа графического интерфейса с помощью MI-команд `-file-list-exec-source-files` и `-info-modules` получает от отладчика GDB информацию об исходных файлах программы, процедурах/функциях и модулях. Информация обрабатывается и отображается в графическом окне отладчика PD. Далее всем программным агентам посылается MI-команда запуска исполняемого файла `-exec-run --start`. Программные агенты передают данную команду отладчикам GDB. От них агенты принимают информацию о запуске и останове программы, которую передают серверу сообщений. Сервер сообщений преобразует ее во внутреннее представление и передает программе графического интерфейса.

Сообщение с результатом выполнения MI-команды `-exec-run --start` содержит номер строки и название исходного файла программы. Они используются в графическом интерфейсе отладчика для отображения исходного текста и подсветки строки программы, на которой было приостановлено ее выполнение. После появления исходного текста программы в графическом интерфейсе отладчика пользователь может расставлять точки прерывания и наблюдения, просматривать и изменять переменные программы, выполнять программу по шагам. Любое перечисленное действие порождает MI-команду, которая с помощью сервера сообщений отсылается программным агентам, отладчикам GDB, а затем результаты ее выполнения, пройдя программные компоненты в обратном порядке, передаются программе графического интерфейса.

Поясним вышесказанное на примере отладки трех процессов. Клик мышью по кнопке *Step over* в графическом окне отладчика вызовет обращение к подпрограмме-обработчику данного действия. В ней будет выполнено обращение к серверу сообщений, который сформирует MI-команду `-exec-next`. Сервер сообщений pošлет ее отладчикам GDB процессов 0–2 (для простоты участие программных агентов опускаем)

```
Process 0 172.17.133.29 ->MI_COMMAND 37-exec-next
Process 1 172.17.133.30 ->MI_COMMAND 37-exec-next
Process 2 172.17.133.31 ->MI_COMMAND 37-exec-next
```

и получит от них ответы, что процессы выполняются:

```
Process 0 172.17.133.29 ->MI_OUTPUT 37^ running
Process 1 172.17.133.30 ->MI_OUTPUT 37^ running
Process 2 172.17.133.31 ->MI_OUTPUT 37^ running
```

Полученная сервером сообщений информация будет передана программе графического интерфейса, которая в графическом окне изменит состояния процессов 0–2 на *выполняется*. После выполнения MI-команды `-exec-next` GDB пришлет серверу сообщений информацию об останове процессов.

```
Process 0 172.17.133.29->MI_OUTPUT *stopped,reason="end-stepping-range",frame={addr="0x000000000040065f",func="main",args=[{name="argc",value="3"}],file="hello3.c",fullname="/home/test/hello3.c",line="48"},thread-id="1",stopped-threads="all",core="1"
```

```
Process 1 172.17.133.30 ->MI_OUTPUT *stopped,reason="end-stepping-
range",frame={addr="0x00000000040065f",func="main",args=[{name="argccc",
value="3"}]},file="hello3.c",fullname="/home/test/hello3.c",line="48"},
thread-id="1",stopped-threads="all",core="0"
```

```
Process 2 172.17.133.31 ->MI_OUTPUT *stopped,reason="end-stepping-
range",frame={addr="0x00000000040065f",func="main",args=[{name="argccc",
value="3"}]},file="hello3.c",fullname="/home/test/hello3.c",line="48"},
thread-id="1",stopped-threads="all",core="1"
```

Сервер сообщений преобразует текстовую информацию ответов в двоичную форму и передает данные программе графического интерфейса, которая изменяет состояния процессов на *остановлен*, отображает в графическом окне содержимое файла /home/test/hello3.c и выделяет цветом 48-ю строку. Кроме того, для обновления информации о программных переменных, кадрах стека и потоках первому ответившему отладчику GDB посылаются MI-команды -thread-info, -thread-list-ids, -stack-list-locals, -stack-list-frames и -stack-list-arguments. Остальным GDB-отладчикам перечисленные MI-команды не посылаются, поскольку в графическом интерфейсе отладчика нет возможности отображать данные всех процессов одновременно. Для установки точек прерывания и наблюдения используются MI-команды -break-insert и -break-watch.

Перед завершением сессии отладки отладчик PD всегда записывает информацию об установленных точках наблюдения, прерывания, наблюдаемых переменных программы, настройках графического окна в файл с параметрами сессии отладки, а затем удаляет задание. При повторном запуске отладчика параметры отладочной сессии восстанавливаются автоматически.

Профилирование и обработка результатов

Профилирование отлаживаемой программы в отладчике PD может осуществляться с помощью Google Performance Tools (GPT) и mpiP. Профилер GPT собирает информацию об эффективности использования процессора и оперативной памяти, а mpiP – MPI-метрики программы. Результаты профилирования записываются в файлы, которые по запросу пользователя обрабатывает программный агент.

Ниже приведен фрагмент содержимого файла с информацией об использовании памяти и вкратце описан алгоритм его разбора программным агентом.

```
heap profile: 49675: 51865101 [ 49755: 85442155 ] @ heapprofile (1)
```

```
16384: 8388608 [ 16384: 8388608 ] @ 0x00403d1b 0x00400e35 (2)
```

```
0x347641d994 0x00400cb9
```

```
128: 131072 [ 128: 131072 ] @ 0x004040f5 0x00400e35 0x347641d994
```

```
0x00400cb9
```

```
1: 69 [ 1: 69 ] @ 0x347c09b801 0x347c09c305 0x347c09c4b2
```

```
MAPPED_LIBRARIES: (3)
```

```
00400000-00405000 r-xp 00000000 00:00 6611789 /home/test/hello3
```

```
3475400000-347541c000 r-xp 00000000 00:00 5658721 /lib64/ld-2.5.so
```

```
7fc9fc72f000-7fc9fc739000 r-xp 00000000 00:00 24259788 /lib/libunwind.so.8.0.1
```

Информация в файле логически разделена на три секции. В секции (1) находится заголовок, который содержит общее количество программных объектов, использующих память к моменту завершения программы, количество байтов занимаемой памяти, а также интегральные значения, относящиеся ко всем созданным программным объектам. Значения секции (1) используются для вычисления процентных соотношений.

В секции (2) находится информация об использовании памяти с детализацией по строкам исходного текста программы, в которых выделяется память. В левой части (2) содержатся числа, означающие количество использующих память программных объектов (к моменту завершения программы), а также количество байтов используемой ими памяти в целом.

Секция (3) содержит информацию о библиотеках, которые использовались в процессе работы программы. В левой части находятся диапазоны адресов, которые связаны с программной библиотекой или исполняемым файлом программы, значения сдвига от начала файла и т. д. Правый столбец содержит названия файлов библиотек или исполняемых файлов.

Обработка файла начинается с первой строки секции (2), из которой программный агент считывает первое шестнадцатеричное число после амперсанда. В примере это 0x00403d1b. Число 0x00403d1b – это адрес вызова программной функции, который находится в одном из диапазонов адресов секции (3). По диапазону программный агент находит название файла, в котором следует искать информацию. Значение 0x00403d1b находится в диапазоне адресов от 00400000 до 00405000, оно принадлежит адресному пространству файла /home/test/hello3. С помощью утилиты `addr2line`, учитывая адрес и название файла, программный агент определяет названия выполняемой функции и исходного файла, а также номер строки исходного текста программы.

Если адрес соответствует динамической библиотеке, то из адреса секции (1) вычитаются адрес текстовой секции файла динамической библиотеки и смещение текстовой секции относительно начала файла, которые вычисляются с помощью утилиты `objdump`. Полученный адрес используется при определении названий функции, исходного файла и номера строки исходного текста программы.

По запросу пользователя программный агент может суммировать информацию, относящуюся к одной и той же исходной строке, функции или файлу.

Графический интерфейс пользователя

Отладчик PD позволяет создавать и завершать сессию отладки программы на вычислительных узлах МВС, а также рабочем (локальном) компьютере пользователя, запускать и останавливать процессы программы, расставлять точки прерывания и наблюдения, просматривать и изменять программные переменные; он отображает состояние процессов и потоков, их стандартный вывод и диагностику. С помощью графического интерфейса обеспечиваются:

- отображение списка названий исходных файлов программы и содержащихся в них программных функций;
- логическое деление процессов программы на отдельные множества для их отдельной отладки;
- сравнение программных переменных в процессах и программных потоках;
- отображение значений элементов массивов как в цифровом, так и в графическом виде, запись массивов в файлы;

- отображение результатов профилирования программы, запись результатов в файлы;
- установка сочетания «горячих клавиш», отображение исходного текста отлаживаемой программы в соответствии с пользовательскими настройками;
- автоматическое сохранение и восстановление параметров отладочной сессии.

Графическое окно отладчика. Окно графического интерфейса параллельного отладчика вызывается с помощью сценария интерпретатора `shell pdx`. Для создания отладочной сессии пользователь вызывает графическое окно ввода атрибутов отладочного задания или окно создания отладочной сессии на локальном компьютере. Например, если пользователь выбрал отладку программы на МВС, то в графическом окне, кроме исполняемого файла и аргументов программы, он должен указать количество вычислительных узлов и процессоров, время выполнения отладки и передать атрибуты задания системе пакетной обработки заданий. При успешном старте отладочной сессии в окне графического интерфейса появляется содержимое исходного файла программы, значения локальных переменных, состояния процессов, потоков и т. д.

На рис. 2 (см. также цв. вкл.) показано графическое окно отладчика PD в начале отладки четырех (0–3) процессов MPI-программы `ring-rong` (тест коммуникационной подсистемы). Строка 12 подсвечена зеленым цветом, она будет выполнена на следующем шаге. Левее номера строки 33 находится пиктограмма, а строка выделена красным цветом, так как связана с точкой прерывания.

Слева от текста программы показан список исходных файлов и содержащихся в них функций. Справа от него отображены значения локальных переменных функции `main()`. Внизу на вкладке *Input/Output* видны сообщения GPT – *Starting tracking the heap* и *Someone is ptrace(ing us; will turn itself off* с номерами процессов, от которых они были получены. На этой вкладке отображаются стандартный вывод и диагностика программы.

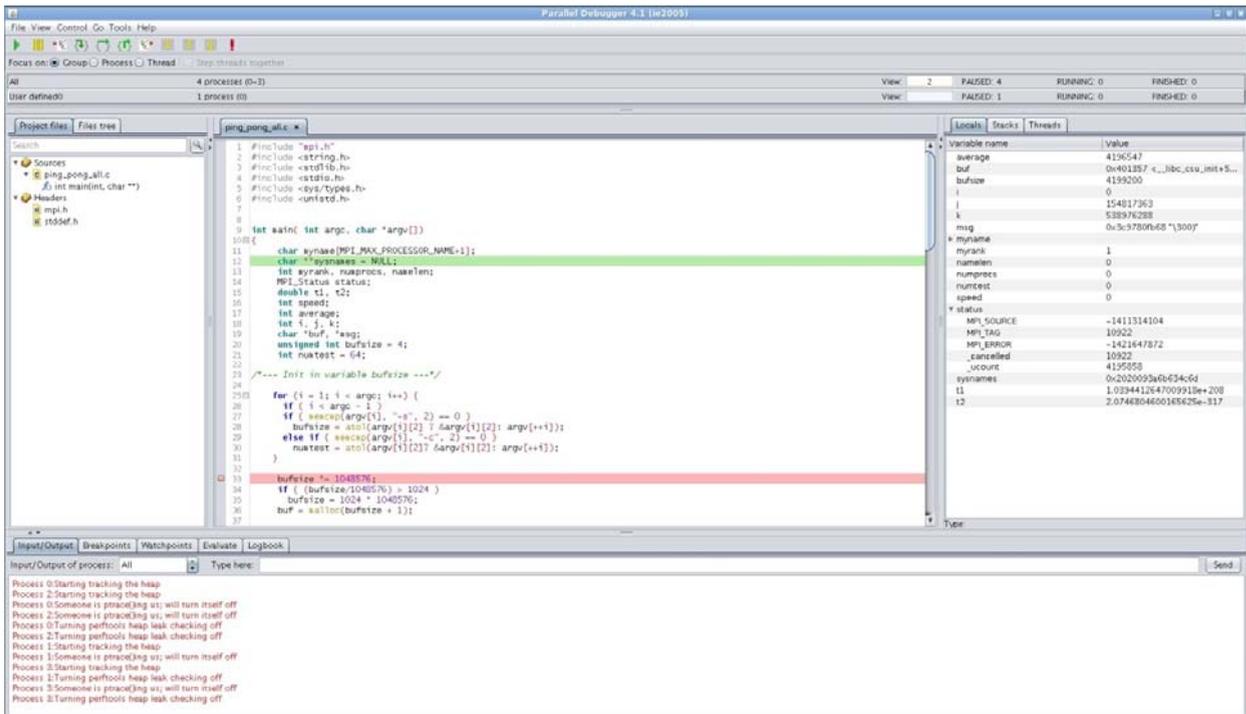


Рис. 2. Графическое окно отладчика PD

Из рис. 2 видно, что процессы программы разбиты на два подмножества – группы *All* и *User defined0*. Группа *All* формируется отладчиком PD автоматически и содержит информацию обо всех отлаживаемых процессах программы. Четыре процесса группы *All* остановлены, выполняемых и завершенных процессов нет. При отладке группы процессов можно указать ранг процесса, информацию о переменных которого отладчик PD должен отображать в графическом окне. Так, в группе *All* указан второй процесс.

Группа *User defined0* сформирована пользователем, в нее входит процесс с рангом 0, эта группа для отладки не выбрана.

Графическое окно просмотра многомерных массивов

Для просмотра значений элементов многомерных массивов реализовано графическое окно (рис. 3), в котором пользователь может фильтровать значения, увидеть статистические данные – количество значений типов $\pm nan$, $\pm inf$, чисел меньших, больших или равных нулю и т. д.

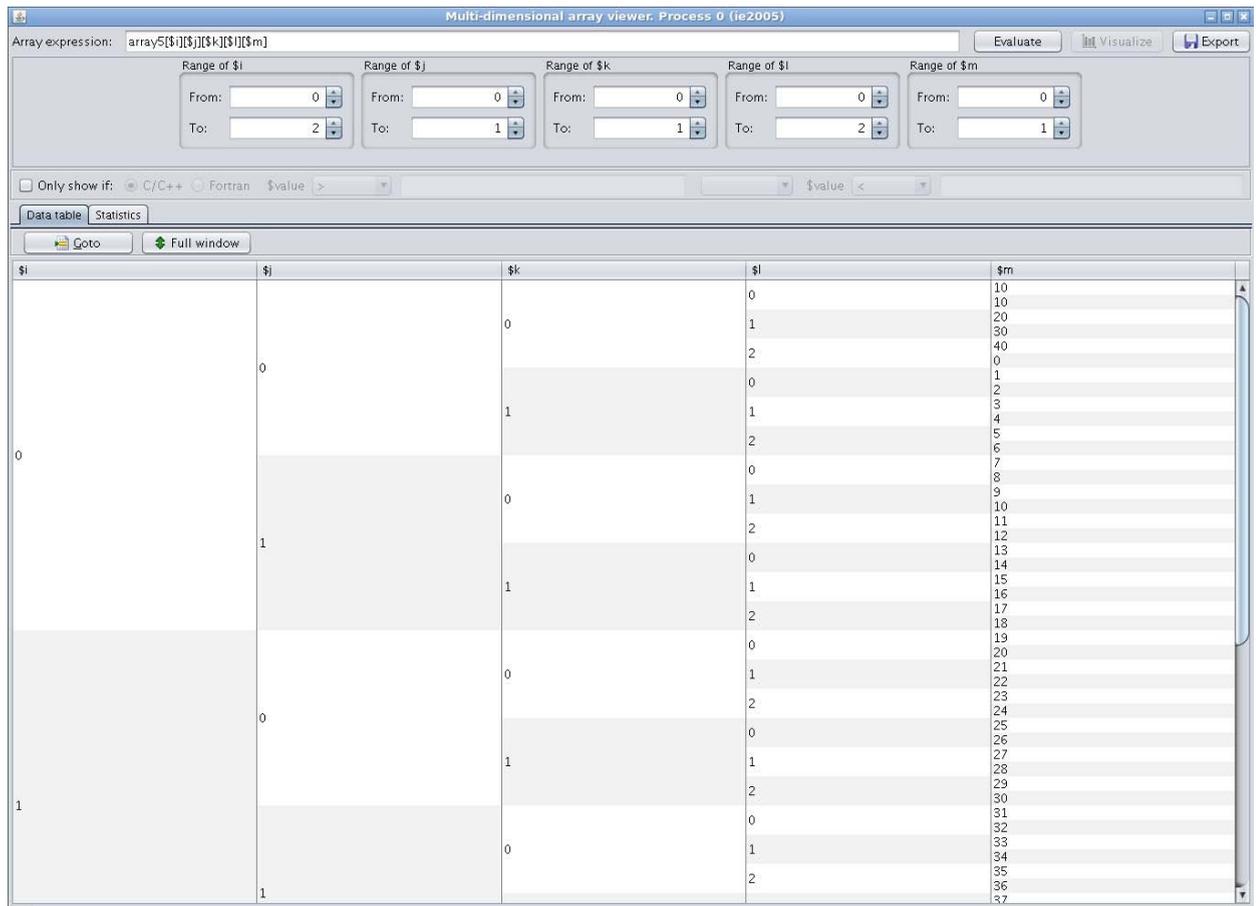


Рис. 3. Графическое окно просмотра многомерных массивов

Кроме этого, пользователь имеет возможность записать информацию в файл в формате HDF5 (Hierarchical Data Format – формат файла иерархической структуры) или CSV (Comma-

Separated Value – значения, разделенные запятыми). Данное окно позволяет представить значения одно- и двумерных массивов в виде трехмерного изображения, которое формируется с помощью программной библиотеки OpenGL.

Графическое окно просмотра результатов профилирования памяти

Результаты профилирования памяти отображаются в окне, пример которого приведен на рис. 4. Значения, представленные в примере, связаны со строками исходного текста, поскольку выбран режим Lines. Последняя строка таблицы свидетельствует о том, что в тридцатой строке файла hello3.c было создано 24000 программных объектов, т. е. 100 % их общего количества, но к моменту завершения программы вся занятая ими память была освобождена, о чем свидетельствует 0 в столбце In-use space.

Function	Position	Objs	Objs %	In-use space	In-use space %	Allocated objs	Allocated objs %	Allocated objs space	Allocated objs space %
std::string::_Rep::_S_create	/usr/lib64/libstdc++...	1	3.3%	30	29.4%	4	0.0%	120	0.0%
ProfileHandler::Init	/home/dep814/kisel...	1	3.3%	64	62.7%	1	0.0%	64	0.0%
tcmalloc::Static::InitStaticVars	/home/dep814/kisel...	1	3.3%	8	7.8%	1	0.0%	8	0.0%
std::_Rb_tree::_M_erase	/home/dep814/kisel...	0	0.0%	0	0.0%	1	0.0%	4	0.0%
fact	/home/test/hello3.c:30	0	0.0%	0	0.0%	24 000	100.0%	768 000	100.0%

Рис. 4. Графическое окно просмотра результатов профилирования памяти

Заключение

По своим возможностям отладчик PD очень близок к TotalView и Allinea DDT, но в отличие от них у него нет лицензионных ограничений: он позволяет отлаживать и профилировать одновременно любое количество параллельных программ без учета числа используемых ими процессоров.

Параллельный отладчик успешно применяется в РФЯЦ-ВНИИЭФ для отладки программных комплексов моделирования физических процессов.

Отладчик PD входит в дистрибутив системного программного обеспечения супер-ЭВМ со встроенными средствами защиты информации от несанкционированного доступа.

Список литературы

1. TotalView [Electronic resource]. – <http://www.totalviewtech.com>.
2. The Distributed Debugging Tool [Electronic resource]. – <http://www.allinea.com>.
3. PGDBG Graphical Symbolic Debugger [Electronic resource]. – <http://www.pgroup.com>.
4. Eclipse Parallel Tools Platform [Electronic resource]. – <http://eclipse.org/ptp>.
5. Федоров В. К., Киселёв С. Н. Отладчик параллельных приложений (PDB) // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Матем. моделирование физ. процессов. 2013. Вып. 3. С. 65–71.

6. Малышкин В. Э., Романенко А. А. Отладчик параллельных программ для мультикомпьютера // Автометрия. 2003. Т. 39, № 3. С. 109–114.
7. Бугеря А. Б., Колударов П. И., Кулешова М. И. Диалоговый интерфейс для отладки параллельных программ // Тр. Всерос. науч. конф. «Научный сервис в сети Интернет». – М.: Изд-во МГУ, 2006. С. 86–88.
8. GDB [Electronic resource]. – <http://www.gnu.org/software/gdb>.
9. Open PBS/Torque [Electronic resource]. – <http://www.adaptivecomputing.com/products/open-source/torque>.
10. SLURM [Electronic resource]. – <http://www.llnl.gov/linux/slurm>.
11. Киселёв А.Б, Киселёв С.Н. Система пакетной обработки заданий JAM // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Матем. моделирование физ. процессов. 2009. Вып. 4. С. 60–66.
12. Google Performance Tools [Electronic resource]. – <http://goog-perftools.sourceforge.net>.
13. Профилировщик mpiP [Electronic resource]. – <http://mpip.sourceforge.net>.
14. SwingX [Electronic resource]. – <http://www.jdesktop.org/swingx>.
15. JHDF5 [Electronic resource]. – <http://www.hdfgroup.org>.
16. Jzy3D [Electronic resource]. – <http://www.jzy3d.org>.
17. RSyntaxTextArea [Electronic resource]. – <http://www.sorceforge.org/rsyntaxtextarea>.
18. OpenGL [Electronic resource]. – <http://www.opengl.org>.

A Parallel Debugger for Clusters on the Base of OS Linux

A. B. Kiselev, S. N. Kiselev, G. P. Semenov

The paper presents a debugger for parallel programs in C/C++, or Fortran, which are executed on distributed-memory computers. The debugger's program components and mechanism of their interaction are described. The graphic user's interface capabilities are discussed and the profiling procedure using built-in profiling tools is described.

Анализ технических решений по созданию полностью оптических логических элементов

Приведены критерии оценки физических и структурных принципов создания полностью оптических пассивных логических элементов. На их основе проанализированы известные технические решения. Наиболее перспективной с точки зрения рассматриваемых в работе критериев является технология создания оптических логических элементов на основе микрокольцевых резонаторов.

К. И. Балашов, В. В. Шубин

Введение

В 1975 г. Гордон Мур сформулировал закон, по которому количество транзисторов, размещенных на кристалле интегральной схемы, удваивается каждые два года, т. е. идет постоянная миниатюризация полупроводниковых микросхем. Так, если в 1975 г. технологический процесс полупроводникового производства имел разрешение 3 мкм [1], то в 2016 г. компания «Samsung» объявила о начале массового производства первой на рынке «системы на кристалле» по техпроцессу с разрешением 10 нм FinFET [2]. Производители электронных схем будут и дальше стремиться разместить на одном кристалле большее количество транзисторов, уменьшить время, затрачиваемое на выполнение одного переключения в отдельном транзисторе, и снизить потребляемую при этом мощность.

Одним из физических ограничений для дальнейшей миниатюризации электронных схем является принцип Ландауэра, согласно которому логические схемы, не являющиеся обратимыми элементами, должны выделять теплоту в количестве, пропорциональном количеству стипаемых (безвозвратно потерянных) данных. По крайней мере, около $3 \cdot 10^{-21}$ Дж при $T = 300$ К должно приходиться на каждую необратимую операцию над битом (при стирании бита информации) [3]. Если в начале 2000-х гг. компьютеры рассеивали примерно в миллион раз больше тепла, чем предсказано принципом Ландауэра, то в начале 2010-х гг. отношение снизилось до нескольких тысяч. Специалисты предсказывают дальнейшее приближение к пределу Ландауэра в течение ближайших десятилетий [3].

На основе транзисторов строятся базовые элементы цифровой схемы, выполняющие элементарные логические операции, – логические элементы микрочипов. Важные характеристики логических элементов – это время и мощность, затрачиваемые на одно переключение в отдельном транзисторе. В работе [4] предполагается, что предел характеристик логических элементов микрочипов ограничен временем переключения 50 пс, что соответствует частоте 20 ГГц, и средней мощностью 500 мВт, что соответствует энергии 25 фДж на одно переключение. Поэтому даже если размер отдельного элемента будет и далее уменьшаться, частота работы интегральной схемы будет ограничена временем переключения в транзисторах, которое, в свою очередь, практически не уменьшается с уменьшением габаритов транзисторов.

Таким образом, в обозримом будущем предел Ландауэра будет достигнут, а время переключения в отдельном транзисторе и мощность, затрачиваемая на одно переключение, не уменьшатся пропорционально уменьшению его размеров. Однако необходимость в повышении быстродействия при выполнении элементарных логических операций сохраняется.

В связи с этим с 1980-х гг. осуществляются попытки создания оптического компьютера на основе использования оптического излучения в качестве носителя информации [5]. Простейшей единицей оптического компьютера является оптический логический элемент (ОЛЭ). Следует помнить, что все линейные оптические элементы обратимы, т. е. если выход сделать входом и подать на него выходной сигнал, то на входах (которые теперь являются выходами) появятся те же входные сигналы. Логические элементы необратимы: одному выходному сигналу соответствуют три различных комбинации входных сигналов. В этом заключается основная трудность проектирования ОЛЭ. Достижение нелинейной зависимости распространения света путем пространственного смещения выходного волновода в интерференционной картине [6] приводит к большим потерям (3–5 дБ) на одном ОЛЭ, что делает проектирование оптического компьютера практически невозможным.

Поэтому для создания ОЛЭ необходимо использовать оптические эффекты, которые возникают в изотропных материалах в основном из-за свойств нелинейности показателя преломления материала, зависящего от интенсивности излучения. В этом случае показатель преломления записывается в виде суммы [7]

$$m(\omega, |E|^2) = n(\omega) + n_2 |E|^2,$$

где ω – оптическая частота; $|E|^2$ [Вт/см²] – интенсивность поля с напряженностью E ; $n(\omega)$ – линейный показатель преломления; n_2 [см²/Вт] – нелинейный показатель преломления.

Линейный показатель преломления может быть вычислен по формуле Селлмейера [7]

$$n(\omega) = 1 + \sum_{j=1}^m \frac{B_j \omega_j^2}{\omega_j^2 - \omega^2},$$

где ω_j – резонансная частота, B_j – j -й резонанс.

Нелинейный показатель преломления для изотропных материалов определяется по формуле [7]

$$n_2 = \frac{3\chi_{xxxx}^{(3)}}{8n},$$

где $\chi_{xxxx}^{(3)}$ – тензор четвертого ранга (для поляризованного излучения).

Нелинейный показатель преломления имеет очень малые значения; например, для кварцевого стекла $n_2 = 3,2 \cdot 10^{-16}$ см²/Вт [7]. Поэтому для возникновения нелинейных эффектов требуется либо большая мощность, либо большая длина взаимодействия излучения со средой. Кроме того, важно время релаксации параметрического процесса, которое определит предельное быстродействие. На рис. 1 представлены зависимости нелинейного показателя преломления от времени релаксации для различных материалов [8].

Из рис. 1 видно, что показатель n_2 прямо пропорционален времени релаксации в материале. Для получения времени 10^{-15} с подходит только кварцевое стекло, для времен порядка 10^{-13} – 10^{-14} с целесообразнее использовать другие материалы, которые имеют показатель n_2 на три порядка больше, чем кварцевое стекло, например AlGaAs с $n_2 = 1,41 \cdot 10^{-10}$ см²/кВт [9].

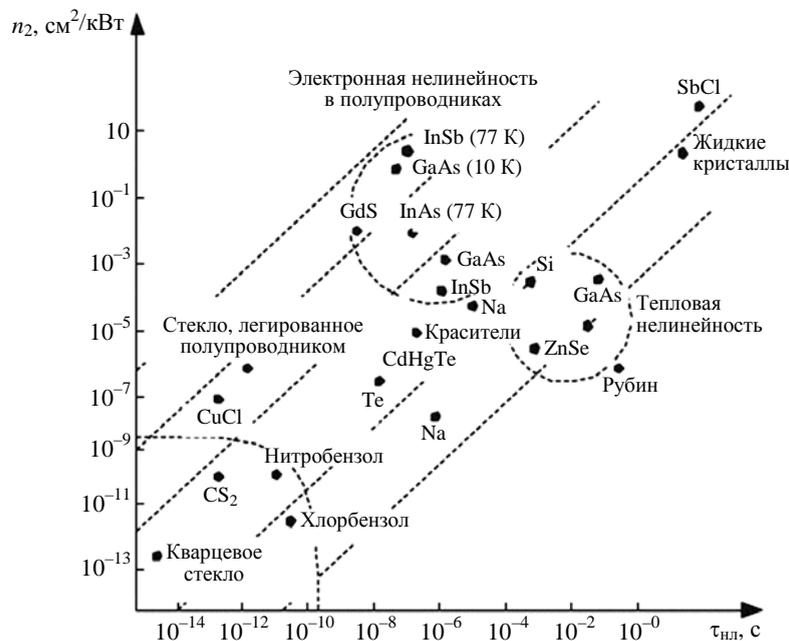


Рис. 1. Зависимости нелинейного показателя преломления от времени релаксации из [8]

Наиболее подробно описан способ создания ОЛЭ с применением трансфазора [10] – аналога электронного транзистора. Трансфазор является бистабильным устройством, у которого зависимость мощности оптического сигнала на выходе от мощности на входе имеет вид гистерезисной петли. Элемент строится с использованием резонатора Фабри – Перо, заполненного нелинейной оптической средой. На вход трансфазора подводят два хорошо отъюстированных лазерных пучка, которые затем фокусируются в одной точке на его передней грани. Один из пучков имеет относительно большую и неизменную интенсивность, второй имеет значительно меньшую интенсивность и может модулироваться по ее значениям. Но достигнуть необходимого эффекта пока удастся только на нелинейных материалах, работающих при очень низких температурах. Кроме того, быстродействие трансфазора ограничено на уровне пикосекунд.

Поэтому необходим другой подход к созданию ОЛЭ, лишенный указанных недостатков. Необходимо разработать критерии оценки физических и структурных принципов создания ОЛЭ, на их основе проанализировать существующие способы создания ОЛЭ и выбрать наиболее подходящий. Этому вопросу посвящена настоящая статья, материалы которой дополняют и развивают в части элементной базы результаты, изложенные в заявке на изобретение Степаненко С. А. «Фотонная вычислительная машина» (№ 2017105677 от 20.02.2017 г., Федеральный институт промышленной собственности).

Критерии оценки физических и структурных принципов создания ОЛЭ

Перед созданием ОЛЭ необходимо определить критерии оценки физических и структурных принципов, на которые нужно ориентироваться. Авторы предлагают следующие девять критериев:

- 1) функционально полный логический базис;
- 2) отсутствие в оптических цепях медленных физических процессов;

- 3) минимальное время выполнения одной логической операции;
 - 4) минимальная дисперсия оптических сигналов;
 - 5) минимальные оптические потери в ОЛЭ;
 - 6) максимальное отношение амплитуд сигналов *логическая единица* и *логический ноль**;
 - 7) минимальные дополнительные требования к излучению;
 - 8) возможность последовательно-параллельного соединения элементов;
 - 9) возможность интегрального исполнения ОЛЭ.
- Рассмотрим более подробно каждый из этих критериев.

Функционально полный логический базис

Функционально полный логический базис позволяет реализовывать любые цифровые устройства, из которых можно спроектировать арифметико-логические устройства, систему меж-процессорных обменов и другие компоненты оптического компьютера. В табл. 1 приведены функции основных логических элементов: ИЛИ (OR) ИЛИ-НЕ (NOR), исключающее ИЛИ-НЕ (NXOR), исключающее ИЛИ (XOR), И (AND), И-НЕ (NAND), НЕ (NOT). Для функционально полного логического базиса достаточны наборы из двух элементов: AND и NOT или OR и NOT или из одного элемента: NAND или NOR [11]. Для удобства реализации лучше иметь все основные логические элементы, приведенные в табл. 1.

Таблица 1

Функции логических элементов

Входы		Выход						NOT	
A	B	OR	NOR	NXOR	XOR	AND	NAND	Вход	Выход
0	0	0	1	1	0	0	1	0	1
0	1	1	0	0	1	0	1	1	0
1	0	1	0	0	1	0	1	–	–
1	1	1	0	1	0	1	0	–	–

Отсутствие в оптических цепях медленных физических процессов

Требование отсутствия физических преобразований оптического сигнала в другие формы энергии и обратно обусловлено тем, что эти процессы сильно снижают скорость работы. Самая большая скорость, которая может быть достигнута, – скорость света в среде. При идеальных условиях время изменения состояния поляризации сигнала при прохождении через изотропный нелинейный материал составляет 2–4 фс [7]. Использование электрооптических, акустооптических, магнитооптических и других преобразований в оптических цепях нецелесообразно, так как они происходят за время более 1 пс. Другие способы нелинейной поляризации (кроме электронной) также замедлят работу.

* Для краткости в дальнейшем сигнал *логическая единица* будем обозначать «1», сигнал *логический ноль* – «0».

Минимальное время выполнения одной логической операции

Время T_0 выполнения одной логической операции ОЛЭ может быть определено по формуле

$$T_0 = \frac{\ln(w, |E|^2)}{c},$$

где l [м] – максимальная длина пути оптического сигнала в элементе; c [м/с] – скорость света в вакууме; $n(w, |E|^2)$ – показатель преломления.

Таким образом, длина оптического пути в элементе ограничивает время выполнения одной логической операции. В табл. 2 приведены зависимости длины пути l от T_0 при двух показателях преломления, характерных для кварцевого стекла и нелинейных оптических материалов, равных 1,5 и 3,0 соответственно.

Таблица 2

Длины оптического пути в ОЛЭ в зависимости от времени выполнения одной логической операции

T_0	l	
	$n(w, E ^2) = 1,5$	$n(w, E ^2) = 3,0$
10 пс	2 мм	1 мм
1 пс	200 мкм	100 мкм
100 фс	20 мкм	10 мкм
35 фс	7 мкм	3,5 мкм
10 фс	2 мкм	1 мкм

Время выполнения одной логической операции будет определять максимальную длительность оптического информационного сигнала $T_{и}$, которая должна удовлетворять условию

$$T_{и} < T_0.$$

Делать длительность информационного сигнала намного короче времени выполнения одной логической операции не имеет смысла, достаточно лишь учесть период следования информационных сигналов для исключения их взаимовлияния.

Частота повторения информационных сигналов будет определяться временем выполнения одной логической операции T_0 , способом физического кодирования и способом модуляции. Необходимо, чтобы информационные сигналы не накладывались друг на друга. Для этого нужно соблюдать межимпульсный интервал. Так, при кодировании RZ (Return to Zero) и способе модуляции ООК (On-Off Key) максимальная частота повторения информационных импульсов составит

$$F_{\max} = \frac{1}{2T_0}.$$

Длина пути в ОЛЭ, скорее всего, будет находиться в диапазоне от 10 до 100 мкм, следовательно, время выполнения одной логической операции не может быть менее 0,1–1 пс. Более протяженные ОЛЭ приведут к увеличению времени выполнения одной логической операции, а более короткие получить физически затруднительно, используя длину волны 1,55 мкм.

Таким образом, время выполнения одной логической операции во многом определяет другие параметры оптического компьютера – длительность и максимальную частоту следования информационных сигналов.

Минимальная дисперсия оптических сигналов

При использовании коротких оптических импульсов и длинных оптических цепей будет иметь значение уширение импульса за счет дисперсии. Две составляющие дисперсии, линейная и нелинейная, могут быть охарактеризованы длинами, начиная с которых влияние дисперсионных и нелинейных эффектов становится важным для эволюции импульса вдоль длины световода [7]:

– длина оптической цепи для линейной дисперсии

$$L_D = \frac{T_{\text{и}}^2}{|\beta_2|},$$

где $T_{\text{и}}$ – длительность импульса по уровню $1/e$; β_2 – коэффициент дисперсии групповых скоростей;

– длина оптической цепи для нелинейной дисперсии

$$L_{NL} = \frac{1}{\gamma W},$$

где W [Вт] – мощность информационного импульса; γ [Вт⁻¹·км⁻¹] – коэффициент нелинейности, определяемый по формуле

$$\gamma = \frac{2\pi w n_2}{c A_{\text{эф}}},$$

где n_2 [км²/Вт] – нелинейный показатель преломления; w [рад/с] – частота оптического излучения; c [км/с] – скорость света в вакуум; $A_{\text{эф}}$ [км²] – эффективная площадь сечения ОЛЭ.

Наилучшим способом устранения влияния дисперсии является солитонный режим, при котором импульс (солитон) сохраняет свою форму и спектр при распространении. При определенных значениях мощности и длительности импульса в среде с аномальной (отрицательной) дисперсией групповых скоростей достигается солитонный режим распространения. Условием солитонного режима первого порядка является равенство длин $L_D = L_{NL}$ [7], т. е.

$$\frac{T_{\text{и}}^2}{|\beta_2|} = \frac{1}{\gamma W},$$

что требует определенной мощности импульса солитона при заданной длительности:

$$W = \frac{|\beta_2|}{\gamma T_{\text{и}}^2}.$$

Связь между длительностью и мощностью солитона требует дополнительного внимания при проектировании оптических цепей из логических элементов.

Минимальные оптические потери в ОЛЭ

Минимальные оптические потери в ОЛЭ требуются для увеличения длины оптической цепи до регенерации оптических сигналов. В линейных оптических цепях длина пути определяется запасом по мощности и дисперсией оптических сигналов. Запас по мощности (бюджет) оптической цепи составляет

$$B = W_0 - W_{\text{п}}(\text{BER}) \text{ [дБ]},$$

где W_0 [дБм] – мощность излучения лазерного источника; $W_{\text{п}}(\text{BER})$ [дБм] – порог чувствительности оптического приемника при заданном коэффициенте ошибок BER [12].

Потери в оптической цепи ОЛЭ могут быть вычислены по формуле

$$A = A_{\text{в}} + A_{\text{м}} + NA_3 + \alpha L + pA_{\text{р}} + A_{\text{п}}, \quad (1)$$

где $A_{\text{в}}$ [дБ] – потери при вводе излучения от источника; $A_{\text{м}}$ [дБ] – потери в модуляторе оптического излучения; A_3 [дБ] – потери в одном логическом элементе; α [дБ/мм] – коэффициент затухания в соединительных линиях; L [мм] – длина соединительных линий; p – количество разветвлений в оптической цепи; $A_{\text{р}}$ [дБ] – потери на одном разветвителе; $A_{\text{п}}$ [дБ] – потери при приеме.

Потери не должны превышать бюджет, т. е. $A \leq B$. При этом нужно учитывать, что для поддержания нелинейности в ОЛЭ необходима достаточно большая интенсивность оптического излучения, поэтому бюджет будет определяться требованием поддержания нелинейных свойств материала.

Из (1) следует, что максимальное количество последовательно соединенных ОЛЭ в пассивной оптической цепи составит

$$N_{\text{max}} = \frac{W_0 - W_{\text{п}}(\text{BER}) - A_{\text{в}} - A_{\text{м}} - \alpha L - pA_{\text{р}} - A_{\text{п}}}{A_3}. \quad (2)$$

Таким образом, предельное количество последовательно соединенных ОЛЭ будет определяться потерями на одном ОЛЭ, потерями в оптической цепи, мощностью излучения лазерного источника и чувствительностью оптического приемника.

Как видно из формулы (2), для получения максимального количества последовательно соединенных ОЛЭ потери на один ОЛЭ должны быть минимальными.

Максимальное отношение амплитуд сигналов «1» и «0»

При приеме оптических сигналов на выходе фотонного вычислителя должен быть обеспечен требуемый коэффициент ошибки (BER). Как правило, его значение менее 10^{-9} [12]. При проектировании используют расчетное значение, т. е. вероятность появления ошибки, которая учитывает только основную составляющую ошибок – шум. Q -фактор – параметр, который непосредственно отражает качество сигнала цифровой системы передачи, вычисляется по формуле

$$Q = \frac{\mu_1 - \mu_0}{\sigma_1 + \sigma_0},$$

где μ_1 – амплитуда сигнала «1»; μ_0 – амплитуда сигнала «0»; σ_1 – среднее квадратическое значение шума при приеме сигнала «1»; σ_0 – среднее квадратическое значение шума при приеме сигнала «0».

При амплитудной манипуляции и потенциальном кодировании зависимость вероятности ошибки от Q -фактора будет такой же, как в волоконно-оптических системах передачи. Эта зависимость приведена на рис. 2 [12]. Способ манипуляции должен обеспечивать максимальное отличие сигналов «0» и «1». При способе модуляции ООК (сигнал «1» соответствует импульсу излучения, «0» – отсутствию излучения) для обеспечения работы с $BER \leq 10^{-9}$ достаточно, чтобы отношение амплитуд сигналов «1» и «0» было не менее 10 дБ. Оценку коэффициента ошибок целесообразно проводить по «глаз»-диаграмме, пример которой приведен на рис. 3 (см. также цв. вкл.) [12].

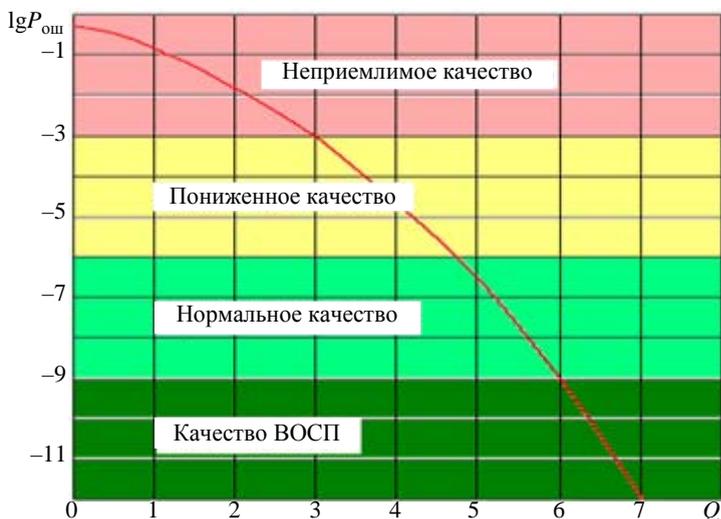


Рис. 2. Зависимость вероятности ошибки от Q -фактора

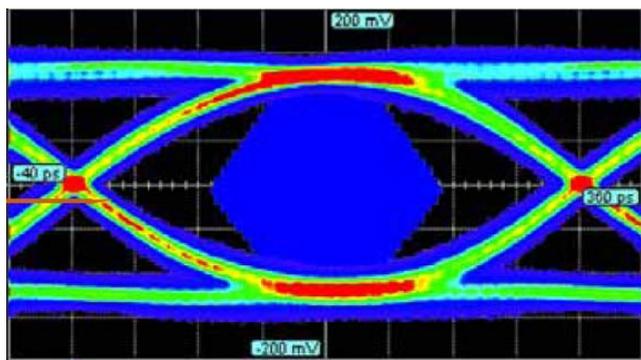


Рис. 3. «Глаз»-диаграмма выходных оптических сигналов

Минимальные требования к оптическому излучению

Из анализа технических решений следует, что при создании ОЛЭ необходимо минимизировать требования к оптическому излучению. К таким требованиям следует отнести:

- полную когерентность входных сигналов: равенство амплитуд, плоскостей поляризации и длин оптических путей на входах каждого элемента от одного источника излучения;
- поляризацию: совпадение (ортогональность) плоскостей поляризации на входах каждого элемента;

- высокую мощность оптических сигналов на входах и выходах;
- совпадение длин волн логических сигналов, сигналов синхронизации и др.;
- присутствие дополнительных сигналов: мощного сигнала для получения нелинейных эффектов, сигнала синхронизации, сигнала постоянной мощности и др.;
- равенство длин оптических путей.

Очевидно, что исключить все требования невозможно. Но требование по когерентности сигналов на входах всех ОЛЭ является самым жестким, так как практически делает невозможным создание оптического компьютера.

Возможность последовательно-параллельного соединения и интегрального исполнения

ОЛЭ должны соединяться в последовательно-параллельные оптические цепи с помощью оптических волноводов без дополнительных элементов. Логические элементы должны допускать возможность интегрального исполнения по единой технологии, которая может быть реализована на практике. Для этого количество компонентов, входящих в элемент, и их габариты должны быть минимально возможными. Потери в соединительных линиях должны быть сравнимы с потерями в одном ОЛЭ.

Предлагаемые авторами предельные параметры для выбора схемы реализации ОЛЭ приведены в табл. 3.

Таблица 3

Параметры для выбора схемы ОЛЭ

Минимальный набор элементов	Время логической операции	Потери на ОЛЭ	Отношение амплитуд сигналов «1» и «0»	Дополнительные требования	Затухание в волноводах
1 – AND, NOT 2 – OR, NOT 3 – NAND 4 – NOR	≤10 пс	≤0,05 дБ	≥10 дБ	Отсутствие когерентности	≤0,1 дБ/мм

Выбор физических и структурных принципов создания полностью ОЛЭ

В статье [13] приведена классификация полностью ОЛЭ по признаку использования в качестве нелинейного оптического элемента полупроводникового оптического усилителя (SOA). Из классификации [13] видно, что SOA ограничивает тактовую частоту ОЛЭ на уровне 40 ГГц, что обусловлено физическим процессом усиления оптических сигналов. Опубликовано много предложений по созданию ОЛЭ на связанных волноводах на основе оптического эффекта Керра [14–18]. Но из-за малости нелинейного коэффициента преломления оптическая длина для преобразования фазы оптического сигнала получается достаточно большой (до 12 мм), что также ограничивает быстродействие ОЛЭ на уровне десятков пикосекунд. По причине недостаточного быстродействия и больших потерь не подходят ОЛЭ на основе интерферометров по схеме Юнга, Маха – Цендера и Саньяка [4, 13, 18–22]. ОЛЭ на фотонных кристаллах [23–25], с кодированием по положению плоскости поляризации [26, 27] имеют ограничения по быстродействию и возмож-

ности интегрального исполнения. Элементы с использованием различных длин волн [28, 29], основанные на четырехволновом смешении, не позволяют строить длинные цепи из ОЛЭ.

Ряд статей [30–38] посвящен созданию ОЛЭ на основе микрокольцевых резонаторов (МКР), в которых «1» кодируется *светлым* солитоном, а «0» – *темным*. Предлагаемый подход, по мнению авторов, выглядит наиболее перспективным для создания полностью ОЛЭ по следующим причинам.

МКР представляет собой два параллельных прямых волновода и расположенный в непосредственной близости между ними резонатор, который выполнен в виде кольцевого волновода (рис. 4) [39]. МКР передает синфазные сигналы с порта «Input» на порт «Drop» и с порта «Add» на порт «Throughput» с заданными коэффициентами ответвления k_1 и k_2 , причем выходные сигналы имеют сдвиг по фазе ($-\pi$) относительно входных сигналов. Особенности МКР являются их малые размеры (диаметр около 1,5 мкм) и при этом достаточно малые потери мощности сигнала: 5 см^{-1} (21,71 дБ/см) [34]. Для поддержания оптического поля в резонаторе необходима большая разница показателей преломления между световедущей сердцевиной и оптической оболочкой. Поэтому такие резонаторы создают путем травления в фосфиде и арсениде галлия (GaAsP, GaAs), а также других материалах и изготавливают в интегральном виде. Разность показателей преломления сердцевины и оболочки может составлять более 1,0 (для обычных оптических волокон 0,01–0,03). Площадь активной площадки волновода может быть от 0,1 до 0,5 мкм². При этом затухание в волноводах составляет 0,05–0,1 дБ/мм [31].

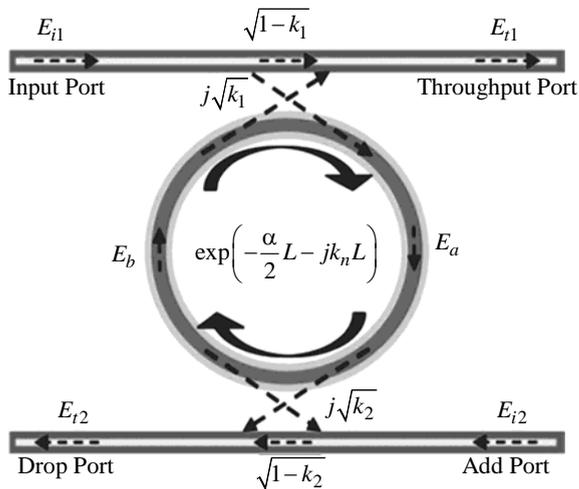


Рис. 4. Схема оптического кольцевого резонатора [39]

При использовании нелинейного взаимодействия светлых и темных солитонов на основе МКР можно реализовать различные логические элементы (AND, OR, NAND, XOR, NXOR, NOR) и выполнение нескольких логических функций за один такт [32]. Длительностью такта является время прохождения солитоном двух последовательно соединенных МКР.

Таким образом, применение МКР с темными и светлыми солитонами позволяет создать необходимый функционально полный логический базис для реализации оптического компьютера.

Например, на рис. 5 представлены схемы МКР и ОЛЭ NAND [31]. На рис. 6 приведены результаты компьютерного моделирования ОЛЭ: таблица истинности NAND и выходные сигналы при различных комбинациях входных сигналов A и B [31]. Моделирование проводилось при длительности солитонов 35 фс. Другие параметры ОЛЭ: $k_1 = k_2 = 0,05$ (см. рис. 4), $R_{ad} = 1,51 \text{ мкм}$, $A_{ef} = 0,25 \text{ мкм}$, $\alpha = 0,05 \text{ дБ/мм}$, $n = 3,14$ (GaAsP и InP).

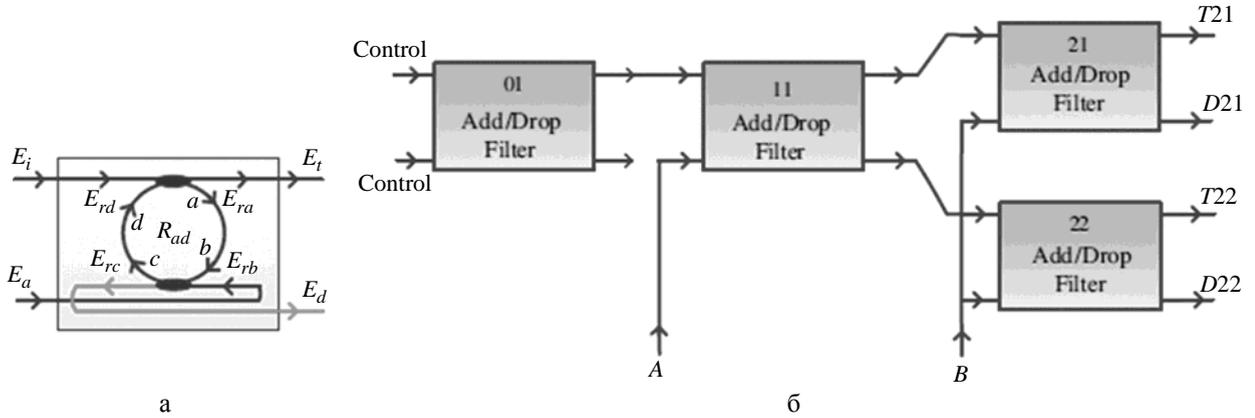


Рис. 5. Схемы МКР (а) и ОЛЭ NAND (б)

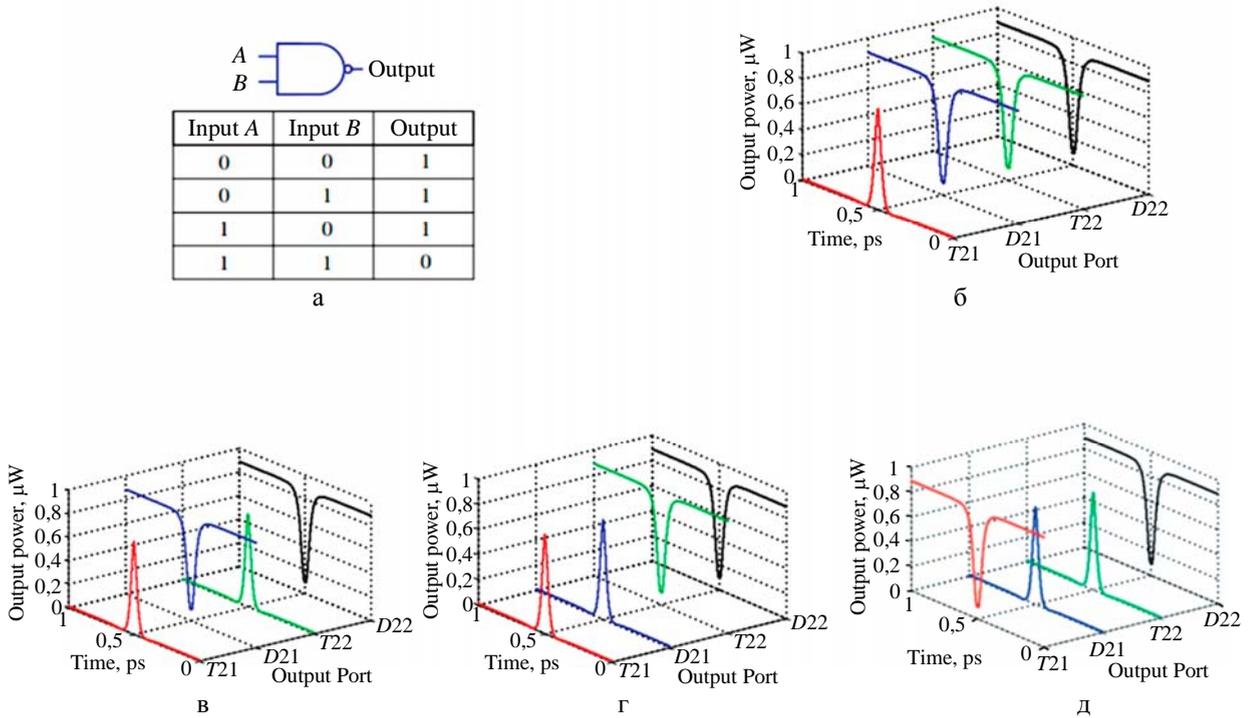


Рис. 6. Таблица истинности NAND (а), выходные сигналы при входных сигналах A и B :

«00» (б), «01» (в), «10» (г), «11» (д)

Есть сообщения [38] о создании нанокольцевых резонаторов с радиусом меньше длины волны (300–700 нм), что сможет обеспечить выполнение одной логической операции за время около 50 фс. Правда, в таких резонаторах будут большие изгибные потери (более 100 см^{-1}), хотя и при меньшей длине кольца [38].

Режим передачи солитонов позволяет не учитывать дисперсию в волноводах, так как подразумевается, что уширение импульса из-за нелинейных эффектов компенсируется отрицательной дисперсией в волноводе. Солитон при своем распространении не претерпевает существенных из-

менений формы и спектра. Также для эффективного взаимодействия солитонов требуется их одинаковая линейная поляризация и не требуется когерентности. При нелинейном взаимодействии солитонов должно учитываться расстояние между ними, разности амплитуд (длительностей) и фаз [7].

Отношение амплитуд сигналов «1» и «0» большого значения не имеет, так как кодирование осуществляется по форме солитона (светлый солитон соответствует «1», темный – «0»), что является, по существу, дифференциальным кодированием. Значение имеет только отношение *сигнал/шум* для амплитуд светлого и темного солитонов.

Для интегрального исполнения недостатком предлагаемых схем является разнонаправленность входных и выходных оптических шин, что потребует изменения конфигурации предлагаемых в статьях ОЛЭ. Также остается открытым вопрос о возможности существования одновременно в одном материале на одной длине волны темных и светлых солитонов. Так, для существования светлого солитона необходимо, чтобы коэффициент дисперсии групповых скоростей принимал отрицательное значение, а для существования темного солитона – положительное. Также темный солитон по своей сути является «провалом» на фоне постоянной интенсивности, что требует дополнительного расхода энергии. Эти вопросы требуют дальнейшего изучения.

Выводы

Разработанные критерии оценки физических и структурных принципов создания ОЛЭ и анализ на их основе известных технических решений позволяют утверждать, что наиболее перспективным способом создания ОЛЭ, удовлетворяющим всем выдвинутым требованиям, является применение элементов на основе МКР. На основе МКР удастся реализовать необходимый функционально полный логический базис. МКР легко соединяются как последовательно, так и параллельно, образуя древовидную структуру. Технология изготовления МКР освоена и применяется для создания многорезонаторных фильтров, используемых в волоконно-оптических системах передачи с волновым уплотнением (WDM) [36].

Недостатком предлагаемых схем является разнонаправленность входных оптических шин, что требует доработки предлагаемых схем ОЛЭ для интегрального исполнения. Кроме того, необходимо дополнительное изучение возможности использования оптических солитонов: одновременное существование темных и светлых солитонов, их взаимодействие в нелинейной среде, влияние зависимости амплитуды и длительности при проектировании длинных цепей.

Список литературы

1. Технологический процесс в электронной промышленности [Электронный ресурс]. – <http://wikipedia.ru>.
2. Короткова Т. Samsung начала массовое производство системы System-on-Chip по техпроцессу 10 нм FinFET [Электронный ресурс]. – http://www.cnews.ru/news/line/2016-10-17_samsung_nachala_massovoe_proizvodstvo_systemy.
3. Принцип Ландауэра [Электронный ресурс]. – <http://wikipedia.ru>.
4. Meindl J. D. Low power microelectronics: retrospect and prospect // Proc. IEEE. 1995. Vol. 83, N 4. P. 619–635.

5. Начало новой эры [Электронный ресурс]. – <https://habrahabr.ru/company/intel/blog/115638>.
6. Патент на полезную модель № 2075106 РФ, МПК G02F3/00. Оптический логический элемент / А. О. Полуэктов (10.03.1997) [Электронный ресурс]. – <http://bankpatentov.ru>.
7. Агравал Г. Нелинейная волоконная оптика. – М: Мир, 1996.
8. Серба П. В. Нелинейные процессы в электронике и оптике. – Таганрог: ТТИ ЮФУ, 2010.
9. Dolgaleva K., Chan W., Qian L. et al. Broadband self-phase modulation, cross-phase modulation and four-wave mixing in 9-mm long AlGaAs waveguides // *Optics Letters*. 2010. Vol. 35, Issue 24. P. 4093–4095.
10. Гиббс Х. Оптическая бистабильность. Управление светом с помощью света. – М.: Мир, 1988.
11. Логические элементы [Электронный ресурс]. – <http://wikipedia.ru>.
12. Шубин В. В. Информационная безопасность волоконно-оптических систем. – Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2015.
13. Singh P., Tripathi D. K., Jaiswal S., Dixit H. K. All-optical logic gates: designs, classification and comparison [Electronic resource]. – <http://dx.doi.org/10.1155/2014/275083>.
14. Andrews J. T., Choubey R., Choudhary O. P. et al. Demonstration of All-Optical NAND Logic Gate Using Photonic Integrated Circuits [Electronic resource]. – <http://comsol.ru/paper>.
15. Dehdast M., Baheami A. Design of all-optical simultaneous AND, NAND, OR and NOR logic gates using phase-based control of three coupled waveguides // *Photonic Network Communications*. 2017. Vol. 33, Issue 2. P. 136–142.
16. Jenkins B. K., Sawchuk A. A., Strand T. C. et al. Sequential optical logic implementation // *Appl. Optics*. 1984. Vol. 23, Issue 19. P. 3455–3464 [<http://doi.org/10.1364/AO.23.003455>].
17. Фотоника: разработан полностью оптический коммутатор [Электронный ресурс]. – http://zoom.cnews.ru/rnd/news/line/fotonika_razrabotan_polnostyu_opticheskiy_kommutator.
18. Sekartedjo A., Hatta A. M., Sawitri D. et al. All-optical logic gates based on multimode interference (MMI) structure [Electronic resource]. – <http://digilib.its.ac.id/TTS-Article-3400012000446/18444>.
19. Лысенко Г. Л., Тужанский С. Е., Альравашдех М. Фотонные логические элементы на основе фазово-синхронизированных массивов СС-VCSEL [Электронный ресурс]. – <http://ir.lib.vntu.edu.ua/bitstream/handle/123456789/3255/310.pdf>.
20. Wu Y.-D., Shin T.-T., Chen M.-H. New all-optical logic gates based on the local nonlinear Mach–Zehnder interferometer [Electronic resource]. – <http://pubmed.ncbi.nlm.nih.gov/18521155>.
21. Wu J.-W., Sarma A. R. Ultrafast all-optical XOR logic gate based on a symmetrical Mach–Zehnder interferometer employing SOI waveguides [Electronic resource]. – <http://www.elsevier.com/locate/optcom>.
22. Zheng Q. On the SOA based MZI all-optical logic gates for all-optical networks [Electronic resource]. – <http://arxiv.org/abs/1205.0268>.
23. Husko C., Vo T. D., Corcoran B. et al. Ultracompact all-optical XOR logic gate in a slow-light silicon photonic crystal waveguide // *Optics Express*. 2011. Vol. 19, Issue 21. P. 20681–20690.
24. Noshad M., Abbasi A., Ranjbar R., Kheradmand R. Novel all-optical logic gates based on photonic crystal structure [Electronic resource]. – <http://iopscience.iop.org/article/10.1088/1742-6596/350/1/012007>.
25. Леонов А. А., Сергеев А. А., Номоконова Н. Н. Оптические логические элементы на основе нанокompозитных материалов [Электронный ресурс]. – <http://science.vvsu.ru/publications-and-patents/publications/digest/details/material/10890640>.

26. Непейвода Н. Н., Цветков А. А., Харлевич М. М. Опыт проектирования кристаллографических вычислительных элементов. – М: ИПС РАН, 2015.
27. Zaghoul Y. A., Zaghoul A. R. M., Adibi A. Passive all-optical polarization switch, binary logic gates and digital processor // Optics Express. 2011. Vol. 19, N 21. P. 20332–20346.
28. Hedecvist P. O., Bhardwaj A., Vahala K., Anderson H. Advanced all-optical logic gates on spectral bus // Optical Society of America. 2001. Vol. 40, N 11. P. 1761–1766.
29. Vahala K., Paiella R., Hunziker G. Ultrafast WDM Logic // IEEE J. of Selected Topics in Quantum Electronics. 1997. Vol. 3, N 2. P. 698–701.
30. Luangxaysana K., Phongsanam P., Mitatha S. et al. Novel all-optical flip-flop using dark-bright soliton conversion control // Information Technology Journal. 2012. N 11. P. 1470–1476.
31. Soysouvanh S., Phongsanam P., Luangxaysana K. et al. All optical logic NAND gate using dark-bright soliton conversion control // PIERS Proc. Kuala Lumpur, MALAYSIA, March 27–30, 2012. P. 177–180.
32. Jalil M. A., Amiri I. S., Teeka C., Ali J., Yupapin P. All-optical logic XOR/XNOR gate using microring and nanoring resonators // Physics Express. 2011. Vol. 1. P. 15–22.
33. Luangxaysana K., Phongsanam P., Mitatha S. et al. All-optical logic and arithmetic operation using soliton control for tree architecture use // Information Technology Journal. 2012. N 11. P. 1227–1234.
34. Pornsuwancharoen N., Fujii Y., Srinuanjan K., Yapapin P. P. A novel system of the simultaneous trapping of dark-bright solitons within a nano-waveguide system // Optik. 2010. Vol. 121, Issue 20. P. 1863–1868.
35. Bogaerts W., Heyn P. De., Van Vaerenbergh T. et al. Silicon microring resonators // Laser Photonics Rev. 2012. Vol. 6, Issue 1. P. 47–73.
36. Xu Q., Lipson M. All-optical logic based on silicon microring resonators // Optics Express. 2007. Vol. 15, N 3. P. 924–929.
37. Amiri I. S., Babakhani S., Vahedi G. R., Ali J., Yupapin P. P. Dark-bright solitons conversion system for secured and long distance optical communication // J. of Appl. Phys. 2012. Vol. 2, Issue 1. P. 43–48.
38. Xu Q., Fattal D., Beausoleil R. G. Silicon microring resonators with 1,5 μm radius // Optics Express. 2008. Vol. 16, N 6. P. 4309–4315.
39. Sadegh A., Alavi S. E., Mahdaliza I. S. Theoretical background of microring resonator systems and soliton communication [Electronic resource]. – <http://www.springer.com/978-981-287-160-2>.

Examination of Engineering Solutions on the Design of Completely Optical Logical Components

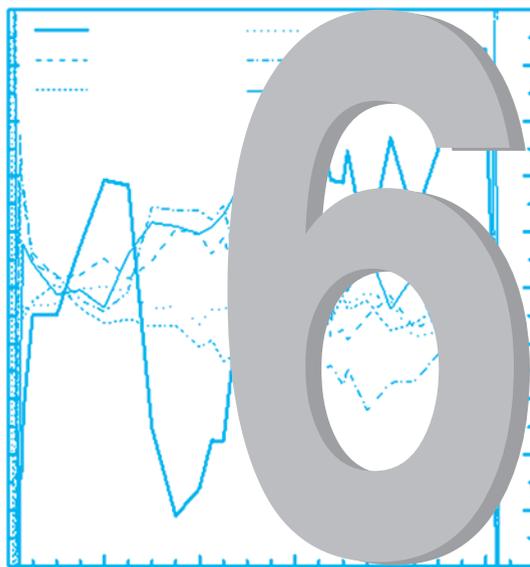
K. I. Balashov, V. V. Shubin

The paper gives criteria for assessing the physical and structural principles of designing completely optical passive logical components. The criteria were used to examine the known engineering solutions. From viewpoint of meeting the criteria, the technology of logical components based on micro-ring resonators seems to be promising.

СОДЕРЖАНИЕ РАЗДЕЛА 6

<p><i>Бельков С. А., Бондаренко С. В., Вергунова Г. А., Гаранин С. Г., Гуськов С. Ю., Демченко Н. Н., Доскоч И. Я., Кучугов П. А., Змитренко Н. В., Розанов В. В., Степанов Р. В., Яхин Р. А.</i> Влияние на эффективность термоядерного горения одновременности облучения сферической мишени лазерными пучками установки мегаджоульного уровня</p>	256
<p><i>Юхимчук А. А., Максимкин И. П., Мусяев Р. К., Малков И. Л., Балуев В. В., Фильчагин С. В., Вихлянцев О. П., Курякин А. В., Тумкин А. Д., Гуркин А. И., Бучирин А. В.</i> Жидкотритиевая мишень для исследования реакций ртм-синтеза</p>	270

РАЗДЕЛ



**ЛАЗЕРНЫЙ
ТЕРМОЯДЕРНЫЙ
СИНТЕЗ**

УДК 519.6

DOI: 10.53403/9785951504944_2020_25.2_256_269

Влияние на эффективность термоядерного горения разновременности облучения сферической мишени лазерными пучками установки мегаджоульного уровня

Представлены результаты теоретического исследования влияния неоднородностей нагрева мишени лазерного термоядерного синтеза, обусловленных временным рассогласованием действия лазерных пучков, на характеристики сжатия и горения мишени для условий облучения на установке с энергией около 2 МДж излучения второй гармоники неодимового лазера. Исследования выполнены на основе численного моделирования по двумерным гидродинамическим программам.

**С. А. Бельков, С. В. Бондаренко,
Г. А. Вергунова¹, С. Г. Гаранин,
С. Ю. Гуськов^{1,2}, Н. Н. Демченко¹,
И. Я. Доскоч¹, П. А. Кучугов^{1,3},
Н. В. Змитренко³, В. Б. Розанов¹,
Р. В. Степанов¹, Р. А. Яхин¹**

Введение

Минимизация влияния гидродинамических неустойчивостей на сжатие мишени лазерного термоядерного синтеза (ЛТС) – крайне востребованное направление исследований в области достижения управляемой реакции синтеза при инерциальном способе удержания плазмы. Это стало особенно ясно после того, как эксперименты на крупнейшей современной лазерной установке NIF (Ливерморская национальная лаборатория, США) [1] с энергией импульса излучения третьей гармоники излучения Nd-лазера 1,8 МДж в 192-х пучках не привели пока к желаемому результату –

© ЖЭТФ. 2018. Т. 154. Вып. 3(9). С. 629–640.

¹ Физический институт им. П. Н. Лебедева, Москва.

² Национальный исследовательский ядерный центр «МИФИ», Москва.

³ Институт прикладной математики им. М. В. Келдыша, Москва.

достижению энергетического выхода термоядерной реакции, равного энергии плазмы, образующейся при сжатии мишени [2, 3]. Собственно, полностью исключить негативное влияние гидродинамических неустойчивостей, развитие которых связано с наличием начальных дефектов изготовления термоядерной мишени и неоднородностью ее нагрева внешним источником энергии, практически невозможно. Поэтому на зажигание можно рассчитывать только в том случае, если имеется запас энергии сверх той, которая требуется для зажигания в условиях полностью однородного нагрева идеальной мишени. Таким образом, речь может идти лишь о контроле такого уровня однородности нагрева мишени, который бы обеспечил ее зажигание при имеющемся запасе энергии по зажиганию. При непрямом (рентгеновском) сжатии мишени в экспериментах на установке NIF в энергию действующего на капсулу рентгеновского излучения преобразуется не более 15–20 % от энергии лазерного импульса и запас энергии по зажиганию оказывается недостаточным [4]. С другой стороны, прямое облучение мишени непосредственно лазерными пучками с энергией около 2 МДж, которая может быть обеспечена на современном уровне развития технологии мощных лазерных установок, отвечает возможности иметь значительно больший запас энергии по зажиганию по сравнению с непрямым методом сжатия.

При прямом облучении мишени имеется пять факторов нарушения однородности нагрева мишени. Первый из них связан с конечным числом лазерных пучков и геометрией их расположения на конкретной установке. Этот фактор обычно называют фактором стандартных условий облучения. Еще три фактора связаны с нарушением пространственной симметрии облучения за счет дисбаланса энергии по пучкам, разброса расположения оптических осей пучков относительно центра мишени (промах пучков) и сдвига центра мишени из точки пересечения оптических осей пучков. Наконец, пятый фактор связан с разновременностью прихода лазерных пучков на мишень. Влияние указанных факторов активно исследуется в лабораториях, работающих в направлении зажигания лазерных термоядерных мишеней. В большинстве своем эти работы посвящены влиянию стандартных условий облучения. При этом следует отметить, что работы, относящиеся к установке NIF и французской установке LMJ (192 пучка излучения третьей гармоники Nd-лазера, 2,1 МДж) [5], носят специфический характер, связанный с системой расположения пучков (см., например, [6, 7]), которая изначально предназначалась для их двухстороннего ввода в конвертер цилиндрической формы, преобразующий лазерное излучение в рентгеновское. Также для специфических условий, соответствующих быстрому зажиганию («fast ignition») [8, 9] и зажиганию сходящейся ударной волной («shock ignition») [10, 11], исследовалось влияние факторов нарушения пространственной симметрии облучения в работах [12–15] и [16] соответственно.

Исследования влияния нарушения однородности нагрева при сферически-симметричном облучения мишени лазерными пучками проводились в работах [17–19]. Результаты работы [17] получены для мишени малого масштаба в условиях ее облучения на установке «Омега» (Лаборатория лазерной энергетики, США) 60-ю пучками, расположенными в вершинах вытянутого усеченного икосаэдра, на третьей гармонике излучения Nd-лазера с общей энергией 26 кДж. Поскольку указанные условия далеки от зажигания, исследовалось влияние факторов нарушения симметрии пространственного облучения на снижение нейтронного выхода. В [17] приведены результаты двумерных и трехмерных расчетов при одном заданном значении каждого из этих факторов, согласно которым наибольшее влияние оказывает фактор смещения мишени из центра фокусировки. При смещении на 20 мкм (4,5 % от радиуса мишени) нейтронный выход уменьшался в 4 раза, тогда как, например, при дисбалансе энергии пучков 10 % – в 1,5 раза. Специфический характер носило исследование влияния фактора разновременности облучения. Дело в том, что в [17] рассматривался лазерный импульс длительностью около 2,5 нс, особенность которого со-

стояла в том, что на начальной стадии он имел три так называемых пикета с длительностью каждого около 200 пс. Использование такого рода пикетов преследует цель повышения степени адiabатичности сжатия мишени. Именно влияние разновременности действия пучков на эффект использования пикетов исследовалось в работе [17]. По этой причине рассматривалась очень малая степень разновременности в 10 пс, которая составляла 5 % от длительности пикетов. Такое рассогласование по времени действия пучков не оказывало практически никакого влияния – нейтронный выход снижался всего на 10 %.

В [18, 19] исследовалось влияние факторов неоднородного нагрева, связанных с нарушением пространственной симметрии облучения на зажигание термоядерных мишеней, предназначенных для экспериментов на установке мегаджоульного уровня при сферически-симметричном расположении пучков. Эти работы были выполнены применительно к условиям облучения, предложенным в [20]: 192 пучка излучения второй гармоники Nd-лазера с энергией 2,4 МДж, облучающих мишень в симметрии куба. Исследования были выполнены для класса мишеней, обладающих повышенной устойчивостью сжатия, предложенных в [4]. Эти мишени, рассчитанные на зажигание в стандартных условиях облучения [20], обеспечивают достижение коэффициентов усиления (отношения выделяющейся термоядерной энергии к лазерной энергии, поглощенной в мишени) 20–50. На основании двумерных численных расчетов в этих работах были установлены допустимые пределы наиболее опасных типов нарушения пространственной симметрии облучения по сравнению со стандартными условиями, при которых может быть достигнуто зажигание мишени. Показано, что наибольшее негативное влияние на зажигание оказывает сдвиг мишени из области фокусировки лазерных пучков. Допустимый предел такого сдвига составляет около 2 % от радиуса мишени, в то время как допустимый предел дисбаланса энергии лазерных пучков и расположения их осей – около 10 %. Следует отметить, что результаты работ [17–19], несмотря на различную симметрию облучения и масштаб мишеней, согласуются друг с другом, в том числе в заключении о наиболее опасном факторе нарушения однородности нагрева, обусловленном сдвигом мишени.

Данная работа является продолжением работ [18, 19] и посвящена исследованию влияния на зажигание термоядерной мишени неоднородности ее нагрева, связанной с разновременностью прихода лазерных пучков. Исследования выполнены для того же класса мишеней [4] и тех же условий облучения на мегаджоульной установке [20], которые рассматривались в работах [18, 19], чтобы иметь возможность сравнить результаты для различных факторов нарушения однородности нагрева мишени. Исследование носит обобщенный характер применительно к работе не только пикетов, но и всего импульса. По этой причине в работе исследуются масштабы временного рассогласования, составляющие значительную долю длительности всего лазерного импульса. В первом разделе работы исследуется зависимость неоднородности распределения поглощенной лазерной энергии от степени разброса моментов прихода греющих пучков на ее поверхность. Во втором разделе представлены результаты численного моделирования с использованием двумерной гидродинамической программы сжатия и горения несимметрично сжатой мишени при ее неоднородном нагреве, обусловленном разномоментным воздействием лазерных пучков. Степень влияния этого фактора на эффективность сжатия и горения термоядерной мишени обсуждается в сравнении с результатами работ [18, 19], относящимися к факторам нарушения пространственной симметрии облучения.

1. Зависимость неоднородности распределения поглощенной лазерной энергии в сферической мишени от степени разброса моментов прихода греющих пучков на ее поверхность

Условия облучения [20] предполагают использование 192 пучков излучения 2-й гармоники Nd-лазера, объединенных по четыре пучка в 48 кластеров с общей энергией 2,4 МДж. Диаметр апертуры отдельного кластера составлял 80 см при фокусном расстоянии 660 см. Геометрия облучения соответствует симметрии куба при круговом расположении 8 кластеров на каждой из его граней (рис. 1).

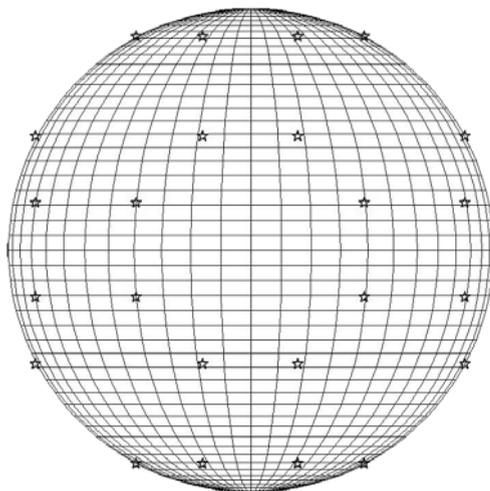


Рис. 1. Схема облучения мишени 48 кластерами в геометрии куба [20]

Предложенный в [4] специально для этих условий облучения класс мишеней подробно описан в [4, 19]. Они отличаются повышенной устойчивостью сжатия при воздействии профилированного по времени лазерного импульса с энергией излучения 2-й гармоники Nd-лазера 2,4 МДж с максимальной мощностью поглощенной энергии около 400 ТВт/см^2 и контрастом по мощности, не превышающим 40. Алгоритм согласования параметров мишеней и лазерного импульса обеспечивал достижение в одномерных расчетах [4] конечной скорости оболочки около 300–400 км/с и испарение большей части аблятора (75–90 % его массы) при относительно низком аспектном отношении DT-слоя мишени 5–15. Высокая скорость испарения вещества мишеней является дополнительным фактором абляционной стабилизации [21] развития гидродинамической неустойчивости на стадии ускорения мишени. Для всех мишеней массы абляторов составляли около $M_a = 1,2 \text{ мг}$, массы DT-горючего – около $M_i = 1 \text{ мг}$. Полные массы были близки к значению 2,2 мг. Удельный энерговыход – отношение энергии лазерного излучения, вложенной в мишень, к массе мишени – составляет примерно 0,7 МДж/мг. Изменение начальных параметров мишени обеспечивается изменением аспектных отношений слоя аблятора и слоя DT-льда, которые в этом случае связаны зависимостью, близкой к линейной:

$$A_a \approx A_i \frac{\rho_a}{\rho_i} \left(\frac{M_i}{M_a} - 1 \right).$$

Здесь $A_a = R_0/\Delta_a$, Δ_a , ρ_a – аспектное отношение, толщина и плотность аблятора соответственно; R_0 – начальный радиус мишени; $A_i = R/\Delta_i$, Δ_i , ρ_i – аспектное отношение, толщина и плотность слоя DT-льда ($\rho_a = 1,05$ г/см³, $\rho_i = 0,256$ г/см³). В диапазоне значений аспектного отношения $A_i \approx 5 - 10$ коэффициент усиления мишеней в одномерном расчете составляет 20–50 [4].

Численное моделирование задачи проводилось по гибридной методике, подробно изложенной в [18, 19]. На первом этапе по одномерной гидродинамической программе РАПИД [22] и программе SEND [4] проводился расчет пространственного распределения поглощенной в сферической мишени энергии при заданной симметрии расположения заданного числа идентичных гауссовых лазерных пучков, оптические оси которых проходят через центр мишени. Временная форма потока лазерной энергии для всех кластеров предполагалась одинаковой, но моменты начала воздействия излучения каждого кластера на мишень имеют случайный разброс. Программа РАПИД обеспечивает решение уравнений двухтемпературной гидродинамики совместно с уравнениями Максвелла и расчет угловых распределений поглощенного потока от одного кластера, а программа SEND – учет вклада всех кластеров в соответствующих временных зависимостях. Далее на основании этих данных по одномерной гидродинамической программе ДИАНА [23] проводилась серия расчетов сжатия мишени при нескольких значениях поглощенной энергии, заключенных между минимальным и максимальным значениями и соответствующих условиям облучения различных областей мишени. Программа ДИАНА обеспечивает решение уравнений одномерной двухтемпературной гидродинамики с электронной теплопроводностью, ионной вязкостью, обратным тормозным поглощением лазерного излучения, объемными потерями энергии на собственное излучение, источником термоядерного энерговыделения от α -частиц при кинетическом описании переноса энергии последними и реальным уравнением состояния вещества. На заключительном этапе – от начала торможения мишени – выполнялся двумерный расчет сжатия и горения мишени по программе NUTCY [24], моделирующей в эйлеровом представлении осесимметричной задачи двумерную гидродинамику однетемпературной плазмы с электронной теплопроводностью с учетом энерговыделения за счет термоядерных реакций. Начальными данными для двумерного расчета служила «сшивка» углового распределения параметров плазмы с использованием данных указанных выше одномерных расчетов, выполненных по программе ДИАНА, для различных значений поглощенной энергии.

В данном разделе представлены результаты численного моделирования распределения поглощенной энергии при разбросе моментов прихода лазерных импульсов на мишень. Их обсуждение проводится на примере расчетов базовой мишени с аспектным отношением $A_i = 10,4$, коэффициент усиления которой в расчетах работы [4] составил 20,8. Мишень, внешний радиус которой составлял 1597 мкм, состояла из внешней оболочки-аблятора (CH) с толщиной 34 мкм и плотностью 1,05 г/см³, а также примыкающей к ней изнутри оболочки из DT-льда толщиной 149 мкм и плотностью 0,256 г/см³. Внутри DT-оболочки находится DT-газ с плотностью 10^{-3} г/см³. На рис. 2 показана временная зависимость мощности Q_c одного из 48 кластеров, облучающих мишень.

Отметим, что гауссова статистика разброса времен прихода лазерных импульсов от кластеров Δt_n предполагает, что значения Δt_n должны меняться от нуля до бесконечности с соответствующей плотностью вероятности. Реально в лазерной системе временные сдвиги возникают из-за различия оптических путей каждого кластера. Это различие в принципе не может быть бесконечным – хотя бы из-за конечных размеров установки. Поэтому была выбрана равномерная статистика разброса случайных значений сдвига Δt_n в пределах заданного интервала, исходя из условия, что существует максимальное значение сдвига, тогда как минимальное значение, которому соответствует начало импульса, принималось равным нулю. При этом предполагается, что

все кластеры находятся в одинаковых условиях и среди них нет выделенных. В принципе, можно рассматривать и отклонения статистики разброса величин Δt_n от равномерной в пределах заданного интервала, однако такой подход должен учитывать конструктивные особенности лазерной установки. Рассматривались варианты разброса значений Δt_n с характерными значениями $\Delta t_{\max} = 0,1; 0,2$ и $0,3$ нс. На рис. 3 показаны значения сдвигов Δt_n для характерного значения $\Delta t_{\max} = 0,2$ нс.

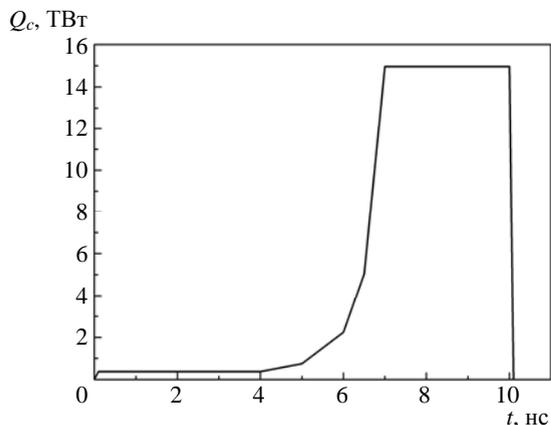


Рис. 2. Временная форма потока энергии одного кластера

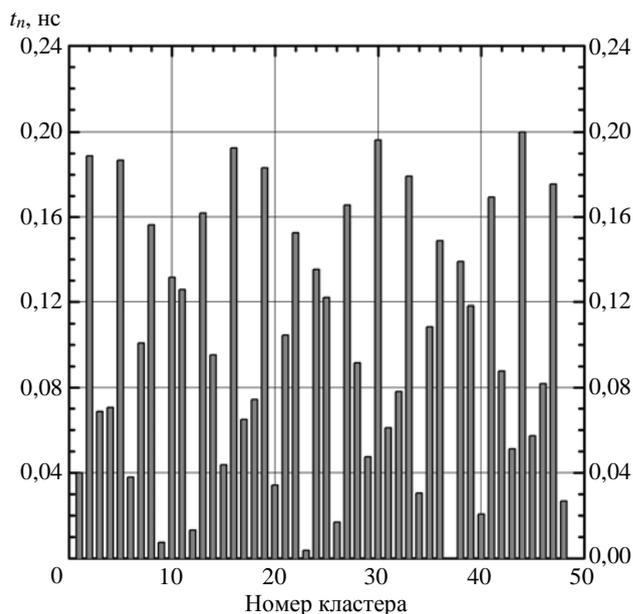


Рис. 3. Временной сдвиг момента прихода кластера на мишень в зависимости от его номера

Предполагается, что передний и задний фронты кластерного импульса имеют не ступенчатую форму, а импульс линейно нарастает до постоянного значения в течение 0,1 нс и линейно падает до нуля в конце также в течение 0,1 нс. Это необходимо для того, чтобы избежать слишком

большого числа моментов времени, с помощью которых можно воспроизвести суммарный лазерный импульс. Реально лазерный импульс также имеет фронты конечной длительности. Если имеются сдвиги по времени моментов прихода импульсов на мишень, то в периоды времени, где лазерный поток постоянен, сдвиги не влияют на симметрию поглощенного потока, так как потоки всех кластеров при этом одинаковы. Временной сдвиг проявляется в периоды изменения лазерного потока; это передний фронт импульса, переходная область от низкого потока к высокому и задний фронт импульса. Увеличение несимметрии, которое возникает в области заднего фронта импульса, почти никакой роли не играет, так как процесс ускорения оболочки к этому времени уже практически завершен. Наиболее опасным является увеличение несимметрии в области переднего фронта импульса и переходной области от низкого потока к высокому ($4 \text{ нс} < t < 7 \text{ нс}$).

В основе расчета поглощения и отражения лазерного излучения по программе РАПИД лежит комбинация лучевого и волнового описания. В короне строится траектория луча с учетом рефракции, а в небольшой окрестности точки поворота луча решаются уравнения Максвелла для наклонного падения волны на плоскостойкую плазму с учетом s - и p -поляризованных компонент волны. Рассчитываются доли энергии лазерного излучения, поглощенного за счет обратнотормозного и резонансного механизмов. Расчет симметрии поглощенного потока проводился с помощью отдельной программы SEND (Symmetry of Energy Deposition). Алгоритм расчета состоял в нахождении функции углового распределения поглощенного потока энергии излучения отдельного кластера в координатах полярного (θ) и азимутального (φ) углов. Затем по заданным направлениям кластеров определялась суммарная функция углового распределения для 48 кластеров $W_s(\theta, \varphi, t)$. Помимо функции углового распределения поглощенного потока в различные моменты времени рассчитывается также интегральная за время действия импульса функция углового распределения поглощенной энергии. При этом учитываются временная форма лазерного импульса и зависимость от времени коэффициента поглощения лазерного излучения.

Лазерные пучки считались гауссовыми с радиусом поперечного сечения, равным начальному радиусу мишени. Распределение интенсивности излучения в плоскости мишени (плоскость, проходящая через центр мишени перпендикулярно оптической оси) для отдельного лазерного пучка имело вид

$$I(r) = I_0 \exp \left[- \left(\frac{r}{a} \right)^n \right],$$

где r – расстояние от оптической оси, a – характерный радиус пучка, $n = 2$.

На рис. 4 показаны угловые распределения поглощенной энергии E_t для двух вариантов неодновременности прихода импульсов на мишень с $\Delta t_{\max} = 0,2$ и $0,3$ нс и такое же распределение для варианта без временных сдвигов $\Delta t_{\max} = 0$ (стандартные условия облучения [20]). Из рис. 4 следует, что угловое распределение поглощенной энергии в случае неодновременного прихода пучков на мишень остается практически тем же, что и в идеальном случае с $\Delta t_{\max} = 0$: симметрия куба почти не нарушается. Степень однородности $\eta_E = E_{\min}/E_{\max}$ составляет $\eta_E = 0,9595$ при $\Delta t_{\max} = 0,2$ нс и $\eta_E = 0,9638$ при $\Delta t_{\max} = 0,3$ нс. В идеальном случае при $\Delta t_{\max} = 0$ $\eta_E = 0,9663$. Если бы эффективность поглощения не зависела от времени, то угловое распределение поглощенной энергии, которое является интегральной по времени величиной, не зависело бы от Δt_{\max} . Реально эффективность поглощения δ_a зависит от времени, и отклонение распределения от идеального случая связано с тем, что вместо падающего потока нужно интегрировать по времени поглощенный поток Q_a :

$$Q_a(t) = \delta_a(t) \sum_{n=1}^{48} Q_c(t - \Delta t_n),$$

где $Q_c(t)$ – временная форма каждого кластера. При интегрировании для каждого кластера берется своя доля поглощения $\delta_a(\tau_n + \Delta t_n)$, где $\tau_n = t - \Delta t_n$ – время, отсчитываемое от начала потока каждого кластера. Так как в пределах времени Δt_n эффективность поглощения меняется незначительно, то и отклонение поглощенного потока от идеального случая оказывается незначительным.

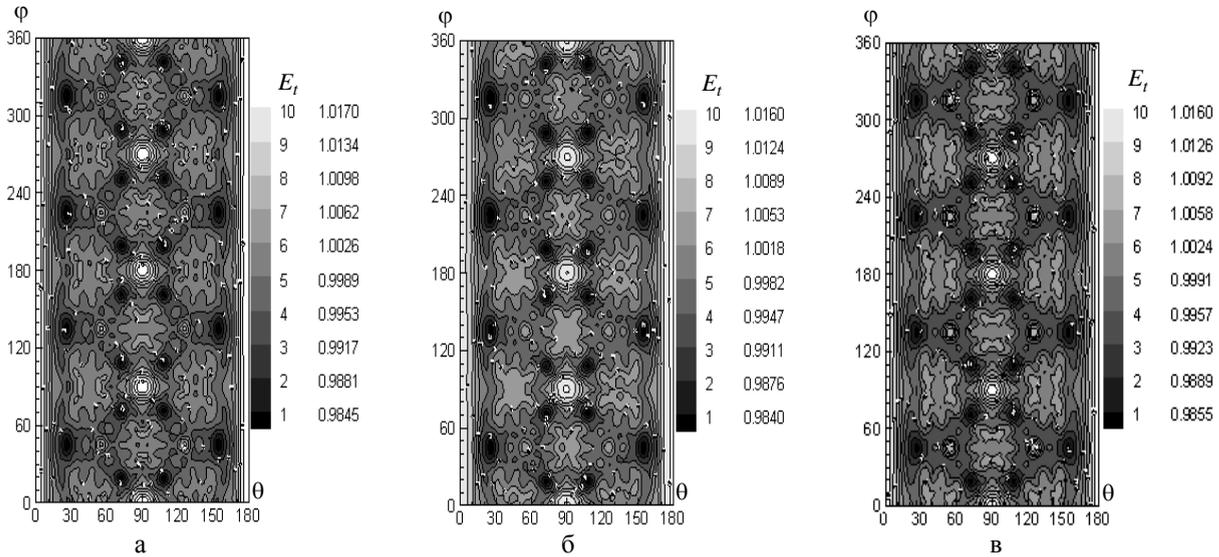


Рис. 4. Угловое распределение поглощенной энергии за время действия импульса с разбросом моментов прихода пучков на мишень: а – $\Delta t_{\max} = 0,2$ нс, б – $\Delta t_{\max} = 0,3$ нс, в – $\Delta t_{\max} = 0$ нс

Несмотря на то, что угловое распределение поглощенной энергии достаточно однородно, распределение поглощенного потока оказывается сильно неоднородным в переходных областях импульса (передний и задний фронты и изменение потока в области середины импульса). На рис. 5 показаны зависимости от времени степени однородности поглощенного потока $\eta_W = W_{\min}/W_{\max}$ для различных значений максимальной неодновременности $\Delta t_{\max} = 0,2$ и $0,3$ нс.

Из рис. 5 видно, что неоднородность является сильной на фронтах импульса. В переходной области ($4 \text{ нс} < t < 7 \text{ нс}$) влияние разновременности незначительно, так как ширина области много больше временных сдвигов Δt_n . Для иллюстрации сильно неоднородного распределения на рис. 6 показаны угловые распределения поглощенного потока для трех моментов времени (0,03; 0,15 и 0,3 нс) в области переднего фронта импульса для варианта с $\Delta t_{\max} = 0,2$ нс. Момент времени $t = 0,3$ нс – это момент выхода на постоянный поток, когда интенсивности всех пучков становятся одинаковыми. В этот момент в распределении наблюдается симметрия куба и степень однородности достаточно высока. В более ранние моменты времени (0,03 и 0,15 нс) распределения являются сильно неоднородными (степень однородности 0,7217 и 0,1109) и не обладают какой-либо симметрией. Тем не менее поглощенная энергия – интегральная по времени величина – имеет достаточно однородное распределение в симметрии куба (см. рис. 4,а).

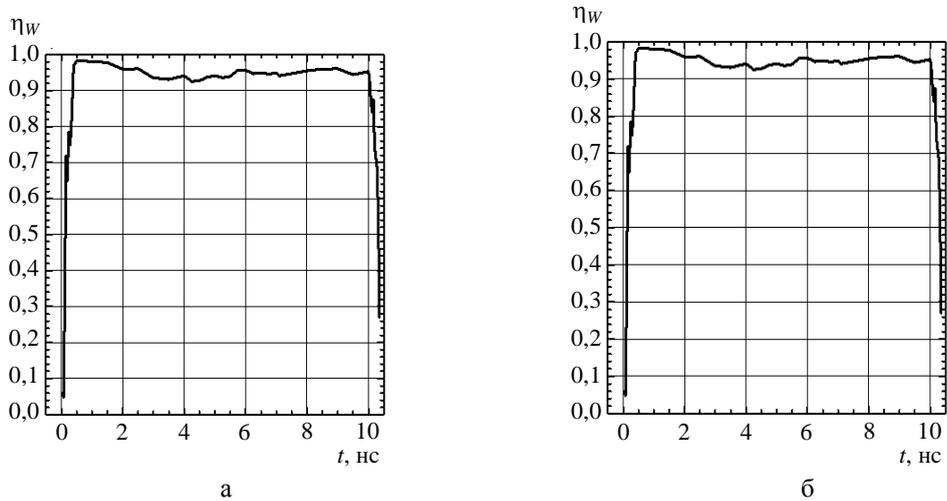


Рис. 5. Зависимость от времени степени однородности поглощенного потока η_w при разновременности прихода пучков на мишень: а – $\Delta t_{\max} = 0,2$ нс, б – $\Delta t_{\max} = 0,3$ нс

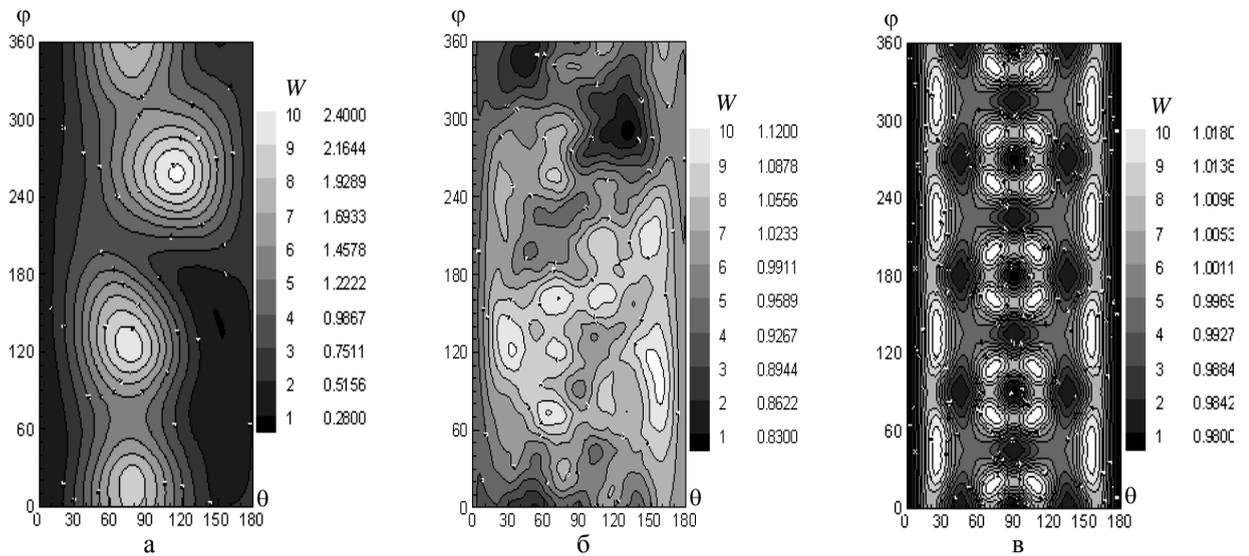


Рис. 6. Угловое распределение поглощенного потока в моменты времени 0,03 нс (а), 0,15 нс (б) и 0,3 нс (в) при воздействии импульса ($a/R = 1, n = 2$) с разбросом моментов прихода пучков на мишень $\Delta t_{\max} = 0,2$ нс

2. Сжатие и горение термоядерной мишени при разновременном воздействии лазерных пучков

Для дальнейшего исследования сжатия мишени с помощью серии одномерных и двумерных расчетов был выбран вариант облучения с разновременностью $\Delta t_{\max} = 0,2$ нс. Так как угловое распределение поглощенной энергии с хорошей точностью имеет симметрию куба (см. рис. 4), то достаточно рассмотреть на карте ($\theta - \varphi$) лишь области $0^\circ \leq \theta \leq 90^\circ, 0^\circ \leq \varphi \leq 45^\circ$. На остальных

участках распределение либо тождественно, либо зеркально симметрично. Были выбраны сечения $\varphi = \text{const}$ из условия, чтобы в них содержались минимальное и максимальное значения функции углового распределения поглощенной энергии $E(\theta, \varphi)$, а также различные номера гармоник по зависимости от угла θ . Выбраны три сечения: $\varphi = 0^\circ$, $\varphi = 22,5^\circ$ и $\varphi = 45^\circ$. Для каждого из этих сечений выбраны шесть значений θ : 0° , 26° , 40° , 54° , 72° и 90° . В результате из рассматриваемой области выбрано 18 точек (φ_m, θ_n) , $m = 1, 2, 3$, $n = 1, \dots, 6$, для каждой из которых определена зависимость от времени поглощенного лазерного потока для проведения серии одномерных гидродинамических расчетов.

Зависимость от времени поглощенного лазерного потока Q_a определяется произведением трех факторов:

$$Q_a(t, \varphi_m, \theta_n) = Q_L(t) \delta_a(t) W(t, \varphi_m, \theta_n),$$

где $Q_L(t)$ – падающий лазерный поток, $\delta_a(t)$ – эффективность поглощения лазерного потока, $W(t, \varphi_m, \theta_n)$ – функция углового распределения поглощенного потока. Функция W нормируется так, что ее среднее значение по всему телесному углу 4π равно единице.

На рис. 7 показаны зависимости от времени эффективности поглощения $\delta_a(t)$ вместе с полным падающим лазерным потоком всех кластеров $Q_L(t) = 48 Q_c(t)$ (зависимость $Q_c(t)$ приведена на рис. 2).

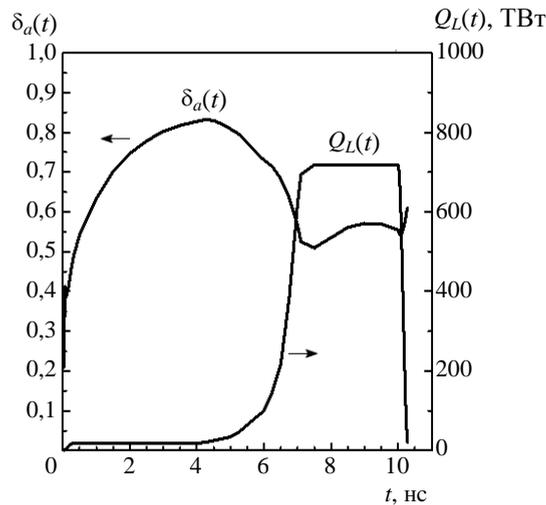


Рис. 7. Зависимость от времени доли поглощения δ_a и суммарного потока всех пучков при разновременности их прихода на мишень ($\Delta t_{\text{max}} = 0,2 \text{ нс}$)

Отметим, что эффективность поглощения на первой части импульса при потоке энергии около $2 \cdot 10^{13}$ Вт значительно выше, чем на второй части импульса при потоке $7 \cdot 10^{14}$ Вт. Если на первой части импульса δ_a достигает значений около 85 %, то на второй части не превышает 58 %.

На рис. 8 показана зависимость от времени функции углового распределения W для $\varphi = 22,5^\circ$ и шести значений θ (0° , 26° , 40° , 54° , 72° , 90°). На рис. 8,а показаны зависимости в течение всего времени лазерного импульса с масштабом отклонения от среднего значения 5 %. Однако на фронтах импульса функция W отличается от единицы в несколько раз (рис. 8,б). Как уже отмечалось, отклонения W на заднем фронте большой роли не играют, поэтому детальное изображение области заднего фронта не приведено. Отметим лишь, что зависимости W на заднем фронте

аналогичны приведенным для переднего фронта (отклонения от единицы в несколько раз). Из рис. 8 следует, что в переходной области импульса ($4 \text{ нс} < t < 7 \text{ нс}$) разновременность прихода пучков на мишень не влечет значительного увеличения неоднородности W . Это объясняется тем, что ширина области много больше времен сдвига моментов прихода пучков Δt_n .

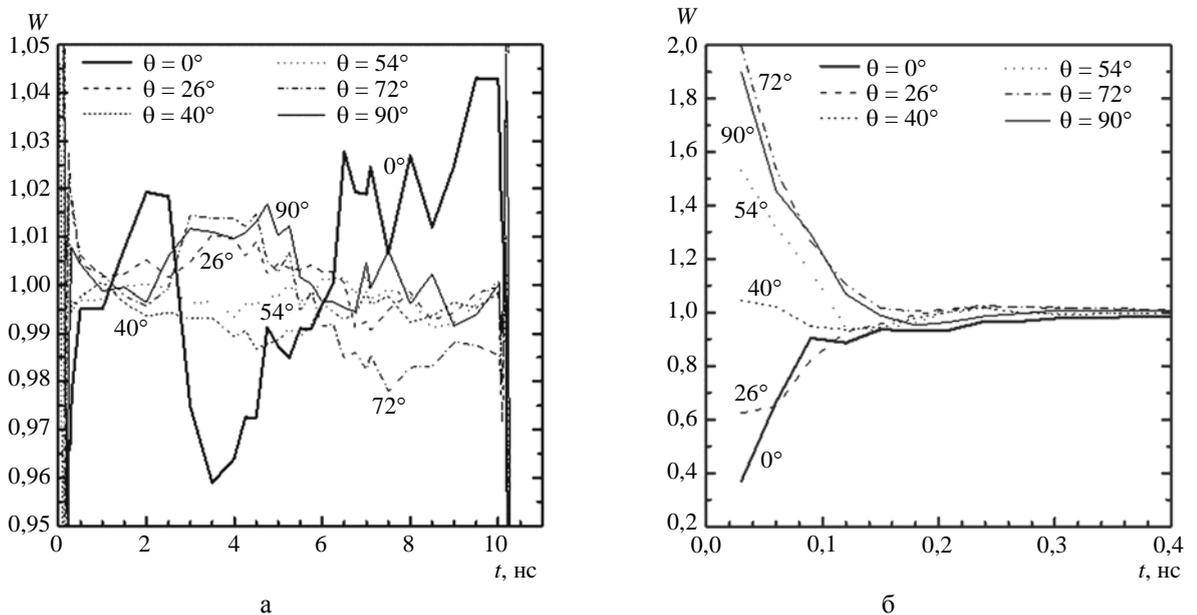


Рис. 8. Зависимости от времени функции углового распределения поглощенного потока при $\varphi = 22,5^\circ$ и различных значениях θ (а) и детализация зависимостей в области переднего фронта импульса (б)

Для каждого значения поглощенной энергии, соответствующей 18 выбранным точкам, проведены расчеты сжатия мишени по одномерному гидродинамическому коду ДИАНА. Коэффициенты усиления во всех расчетах находились в пределах 12–16, что в 1,6–1,2 раза ниже результата одномерного расчета, в котором отсутствовали факторы нарушения однородности нагрева мишени. Распределения термодинамических параметров и скорости вещества неиспаренной части мишени в момент начала ее торможения, полученные в одномерных расчетах, использовались (в соответствии с расположением 18 точек углового распределения поглощенной энергии) для построения начальных условий двумерного расчета по программе NUTCY. Каждый из 2D расчетов соответствовал одному из трех сечений по азимутальному углу φ (0° ; $22,5^\circ$ и 45°). В табл. 1 приведены основные результаты 2D моделирования и сводные значения коэффициента усиления в одномерных расчетах. Они свидетельствуют, что значения коэффициента усиления лежат в интервале от 3,5 до 10, снижение нейтронного выхода по сравнению с наименьшим результатом в одномерном расчете составляет от 1,2 до 3,2. В табл. 2 на момент начала 2D расчета 10 нс приведены значения массы, кинетической и внутренней энергии, характеризующих каждый из рассмотренных вариантов. Номера расчетов в табл. 1 и 2 совпадают.

На рис. 9 для третьего варианта 2D расчета из табл. 2 (наибольшее снижение нейтронного выхода) приведены распределения плотности и температуры на моменты времени: $t = 10 \text{ нс}$ (окончание лазерного импульса и начало 2D расчета), $t = 10,6 \text{ нс}$ (промежуточный момент) и $11,27 \text{ нс}$, соответствующий максимальной средней плотности DT.

Таблица 1

№	φ	θ	N_Y	G
1	0°	0–180°	$5,8 \cdot 10^{18}$	10
2	22,5°	0–180°	$2,6 \cdot 10^{18}$	4,5
3	45°	0–180°	$2,0 \cdot 10^{18}$	3,5
1D	–	–	$6,1 \cdot 10^{18} - 8,9 \cdot 10^{18}$	11,5–15,9

Таблица 2

№	φ	θ	Масса, г	E_K , кДж	$E_K(DT)$, кДж	$E_{ВН}$, кДж	$E_{ВН}(DT)$, кДж
1	0°	0–180°	0,00130	86,13	74,27	18,89	4,58
2	22,5°	0–180°	0,00130	84,59	72,16	18,36	4,51
3	45°	0–180°	0,00130	83,61	70,75	18,59	4,56
1D	1D расчеты		0,00130	84,12–86,99	71,37–74,16	19,03–21,75	4,20–4,44

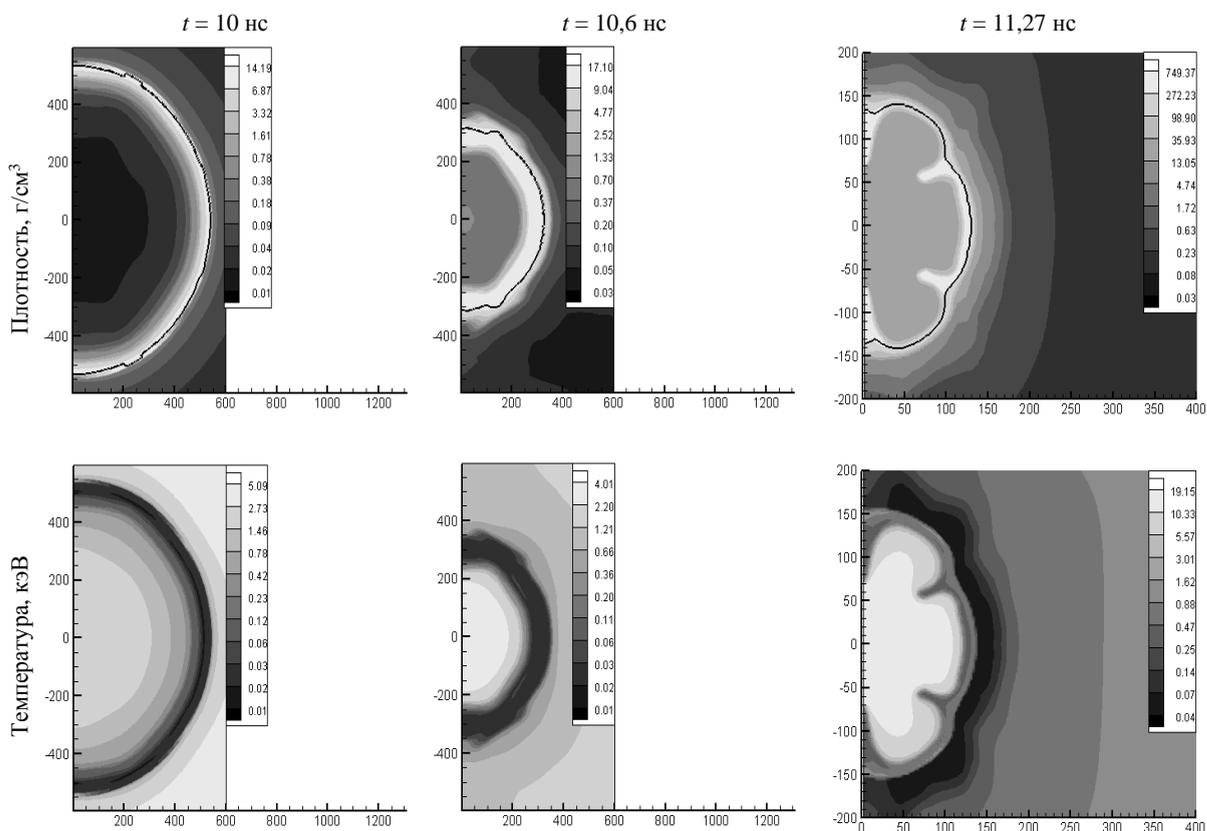


Рис. 9. Результаты 2D расчета: распределение плотности и температуры на различные моменты времени. Сплошной линией на картине распределения плотности показана концентрация DT на уровне 0,95

На момент начала 2D расчета (10 нс) граница DT–CH (сплошная линия на картине распределения плотности) отлична от сферической: для области с наибольшей долей поглощенной энергии она находится на расстоянии 534 мкм от центра мишени, а для области с наименьшей долей поглощенной энергии – на расстоянии 548 мкм. Результаты моделирования (см. рис. 9) демонстрируют, что в момент максимального сжатия ($t = 11,27$ нс) наблюдаются сформировавшиеся низкомодовые возмущения. Отдельные части оболочки проникают вглубь области с горючим. Мишень оказывается слегка вытянутой вдоль вертикальной оси симметрии Z . Это в первую очередь связано с выбранной геометрией двумерного расчета: области с наименьшей и наибольшей поглощенной энергией находятся на максимально возможном друг от друга расстоянии (в сравнении с условиями в двух других двумерных расчетах). Помимо этого наблюдаются локальные струи тяжелого (и холодного) горючего, что приводит к дополнительному снижению нейтронного выхода.

Двумерные расчеты сжатия и горения термоядерной мишени, предназначенной для экспериментов по зажиганию при прямом облучении на лазерной установке мегаджоульного уровня в условиях возможного случайного разброса моментов прихода лазерных кластеров на мишень в пределах 200 пс, показали значения нейтронного выхода в диапазоне от $2,0 \cdot 10^{18}$ до $5,8 \cdot 10^{18}$. Таким образом, при указанной степени разновременности воздействия пучков снижение нейтронного выхода и, следовательно, коэффициента усиления по отношению к результату одномерного расчета (коэффициент усиления 20,8) не превышает трех раз. С учетом того, что в стандартных условиях облучения коэффициент усиления снижается в 2 раза [18, 19], можно сделать заключение, что при разновременности воздействия пучков 200 пс (около 20 % от полной длительности импульса) коэффициент усиления составит ~ 3 , т. е. эта степень временного рассогласования близка к предельно допустимой, при которой еще возможно зажигание мишени.

Заключение

Выполненные исследования дополнили картину влияния различных факторов нарушения однородности нагрева на сжатие и горение термоядерной мишени, предназначенной для экспериментов по зажиганию при прямом облучении на лазерной установке мегаджоульного уровня. Определено предельно допустимое временное рассогласование воздействия лазерных пучков, при котором еще происходит зажигание мишени, – около 20 % от длительности лазерного импульса. С учетом результатов [18, 19], согласно которым допустимый предел сдвига мишени составляет 2 % от радиуса мишени, степени промаха пучков – 5 % от радиуса мишени, дисбаланса энергии пучков – 12 %, можно сделать вывод, что временное рассогласование представляет собой наименее опасный фактор нарушения однородности нагрева термоядерной мишени.

Создание и усовершенствование математических программ для численных расчетов выполнено в рамках работ по гранту РФФИ № 16-11-10174.

Список литературы

1. Moses E., Wuest C. R. // Fusion Sci. Technol. 2005. Vol. 47. P. 314.
2. Edwards M. J., Patel P. K., Lindl J. D. et al. // Phys. of Plasmas. 2013. Vol. 20. P. 070501.
3. Hurricane O. A., Callahan D. A., Casey D. T. et al. // Nature. 2014. Vol. 506. P. 343.
4. Бельков С. А., Бондаренко С. В., Вергунова Г. А. и др. // ЖЭТФ. 2015. Vol. 148. P. 784.
5. Besnard D. // Europ. Phys. J. D. 2006. Vol. 44. P. 207.

6. McCrory R. L., Betti R., Boehly T. R. et al. // Nucl. Fusion. 2013. Vol. 53. P. 113021.
7. Canaud B., Fortin X., Dague N., Bocher J. L. // Phys. of Plasmas. 2002. Vol. 9. P. 4252.
8. Basov N. G., Gus'kov S. Yu., Feoktistov L. P. // J. Soviet Laser Res. 1992. Vol. 13. P. 396.
9. Tabak M., Hammer J., Glinsky M. E. et al. // Phys. of Plasmas. 1994. Vol. 1. P. 1626.
10. Щербачков В. А. // Физика плазмы. 1983. № 9. P. 409.
11. Betti R., Zhou C. D., Anderson K. S. et al. // Phys. Rev. Lett. 2007. Vol. 98. P. 155001.
12. Temporal M., Canaud B. // Eur. Phys. J. D. 2009. Vol. 55. P. 139–145.
13. Гуськов С. Ю., Демченко Н. Н., Змитренко Н. В. и др. // Письма в ЖЭТФ. 2017. Т. 105. С. 381.
14. Tian C., Shan L., Zhou W. et al. // Phys. of Plasmas. 2015. Vol. 22. P. 082707.
15. Yanagawa T., Sakagami H., Sunahara A., Nagatomo H. // Laser and Particle Beams. 2015. Vol. 33. P. 367.
16. Temporal M., Canaud B., Garbett W. J. et al. // High Power Laser Sci. and Engineering. 2014. Vol. 2.
17. Igumenshchev I. V., Goncharov V. N., Marshall F. J. et al. // Phys. of Plasmas. 2016. Vol. 23. P. 052702.
18. Demchenko N. N., Doskoch I. Ya., Gus'kov S. Yu. et al. // Laser and Particle Beams. 2015. Vol. 33. P. 65.
19. Бельков С. А., Бондаренко С. В., Вергунова Г. А. и др. // ЖЭТФ. 2017. Т. 151. С. 396.
20. Гаранин С. Г. // УФН. 2011. Т. 181. С. 434.
21. Takabe H., Mima K., Montierth L., Morse L. // Phys. Fluids. 1985. Vol. 28. P. 3676.
22. Розанов В. Б., Демченко Н. Н. // Квантовая электроника. 1985. Т. 12, № 9. С. 1895.
23. Змитренко Н. В., Карпов В. Я., Фадеев А. П. и др. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Методики и программы численного решения задач матем. физики. 1983. № 2. С. 34.
24. Тишкин В. Ф., Никишин В. В., Попов И. В., Фаворский А. П. // Матем. моделирование. 1995. Т. 7, № 5. С. 15.

Influence of the Asynchronous Multibeam Irradiation a Spherical Fusion Target by Megajoule Laser Beams on the Efficiency of Thermonuclear Burning

S. A. Bel'kov, S. V. Bondarenko, G. A. Vergunova, S. G. Garanin, S. Yu. Gus'kov,
N. N. Demchenko, P. A. Kuchugov, N. V. Zmitrenko, V. B. Rozanov,
R. V. Stepanov, R. A. Yakhin

Theoretical study of influence of non-uniform laser heating of ICF capsules caused by temporal mismatch of laser beams on compression and thermonuclear burning of DT-fuel are represented. Experimental conditions of 2 MJ laser facility operating at the second harmonic of Nd laser ($\lambda = 0,53 \mu\text{m}$) were assumed. Our investigations are performed based on large series of 2D gas-dynamics numerical simulations.

УДК 621.384.664:539.893:621.78-97

DOI: 10.53403/9785951504944_2020_25.2_270_281

Жидкотритиевая мишень для исследования реакций рtμ-синтеза

А. А. Юхимчук, И. П. Максимкин, Р. К. Мусяев, И. Л. Малков, В. В. Балувев, С. В. Фильчагин, О. П. Вихлянцев, А. В. Курякин, А. Д. Тумкин, А. И. Гуркин, А. В. Бучирин

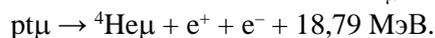
Для исследований рtμ-синтеза в РФЯЦ-ВНИИЭФ разработана жидкотритиевая мишень, которая в 2016 г. на мюонном канале фазотрона ЛЯП ОИЯИ штатно отработала более 270 ч, подтвердив соответствие предъявленным требованиям и корректность предложенные технических решений. Мишень при максимальном рабочем давлении до 4 МПа с объемом облучаемой ампулы до 80 см³ и тремя рубежами защиты позволяет сжигать до 40 л смеси изотопов водорода и поддерживать температуру в диапазоне 20–22 К с точностью не хуже ±0,05 К. По результатам экспериментов рtμ-синтеза впервые обнаружен канал реакций с выходом электрон-позитронных пар, а также получено указание на существование нового канала реакций с выходом пары γ-квантов.

Введение

Реакция перезарядки $p + t = {}^3\text{He} + n$ впервые наблюдалась в 1949 г. [1], а первая ядерная реакция синтеза протона и тритона $p + t = {}^4\text{He} + \gamma$ – годом позже [2]. Первые представления о возможных наблюдениях других каналов реакции синтеза протона и тритона при помощи мюонов (явление мюонного катализа или μ-катализ) сложились в начале 1960-х гг. [3].

Мюонный катализ является эффективным методом изучения процессов синтеза изотопов водорода, особенно при низких, «астрофизических» энергиях относительного движения ядер, поскольку позволяет наблюдать наиболее широкий спектр процессов ядерного синтеза в среде изотопов водорода. Единственный эксперимент по изучению μ-катализа в Н/Т-смеси был проведен международной группой экспериментаторов в PSI (Швейцария, 1993 г.) [4]. В результате измерений наблюдались два выходных канала реакции: М1-переходы с испусканием гамма-кванта и – впервые – Е0-переходы с конверсией мюона. Измеренные выходы этих каналов реакции существенно превышают как ожидаемые значения, основанные на экспериментальных данных по радиационному захвату рt «на лету» и реакции $n + {}^3\text{He}$, зеркальной по отношению к радиационному каналу реакции $p + t$, так и вычисленные из данных по реакции ${}^4\text{He}(e, e')pt$ (для конверсионного канала). Объяснение этому факту не найдено до сих пор. Кроме того, не наблюдался канал конверсии с образованием пар e^+e^- , хотя его выход предсказан на уровне выхода мюонов [3].

Оставшиеся нерешенными проблемы описания рtμ-синтеза с участием мюона заинтересовали группу экзотических ядерных реакций ЛЯП ОИЯИ, которая выступила с предложением исследовать следующие каналы реакции рtμ-синтеза:



Совместный коллектив ОИЯИ и РФЯЦ-ВНИИЭФ, созданный для проведения эксперимента, имел положительный опыт сотрудничества по проблеме μ -катализа и весомый задел [5–10] для его успешной реализации. Для обеспечения эксперимента в ЛЯП ОИЯИ были созданы детекторы гамма-излучения с диапазоном измерений до 30 МэВ, а сотрудниками РФЯЦ-ВНИИЭФ для установки «Тритон» [5] была разработана специальная жидкотритиевая мишень (ЖТМ), описанию которой и посвящена данная работа. Детальное описание методики эксперимента на стадии подготовки содержится в работе [11].

Конструкция жидкотритиевой мишени

Согласно требованиям ЖТМ (рис. 1, см также цв. вкл.) должна иметь следующие технические характеристики:

- максимальное давление в объеме мишени 4 МПа;
- максимальное давление во втором рубеже защиты < 0,1 МПа;
- максимальное давление в третьем рубеже защиты < 0,1 МПа;
- рабочая температура мишени 20–22 К;
- точность поддержания температуры во времени $\pm 0,3$ К;
- рабочее количество изотопов водорода в мишени ~ 40 л;
- максимальное количество трития в мишени не более 400 см³ н.у. (~1000 Ки);
- время непрерывной работы мишени за один сеанс не менее 100 ч;
- внутренний объем рабочей части ампулы ЖТМ, занятый изотопами водорода (ИВ) в жидком состоянии, ~50 см³;
- на пути мюонного пучка должно быть минимальное количество конструкционных материалов, а последние должны содержать минимальное количество элементов с $Z < 20$.

ЖТМ располагается на выходе мюонного тракта фазотрона ЛЯП ОИЯИ и монтируется в фокусе мюонного пучка на подвижном «рейтере» (фокус пучка мюонов – точка наибольшей плотности потока мюонов на выходе из тракта).

ЖТМ (см. рис. 1) представляет собой устройство, позволяющее: сжижать подаваемую из комплекса подготовки газовой смеси (КПГС) установки «Тритон» смесь ИВ; проводить накопление смеси в жидком состоянии в ампуле мишени, где происходит ее облучение мюонами и протекание исследуемых реакций; поддерживать заданную температуру сжиженной смеси ИВ в течение эксперимента; утилизировать сжиженную смесь ИВ путем медленного испарения и эвакуации ее в КПГС. При этом для обеспечения радиационной безопасности на любом возможном пути выхода газа из объема мишени в воздушную среду рабочих помещений должны быть обеспечены три рубежа защиты.

ЖТМ (см. рис. 1) включает в себя тонкостенную ампулу мишени, которая во время проведения эксперимента содержит жидкую смесь ИВ (протий-тритиевую) требуемого состава. Над ампулой мишени находится медный хладопровод 5, охлаждаемый сверху криорефрижератором 1, криоголовка которого герметично введена в вакуумный кожух 2. В хладопроводе 5 происходит конденсация ИВ из газовой фазы, после чего они в сжиженном состоянии по вертикальному каналу поступают в ампулу мишени. Между криорефрижератором 1 и хладопроводом 5 расположен нагреватель 4, служащий для регулировки и поддержания заданной температуры (криорефриже-

ратор работает с постоянной хладопроизводительностью). Тепловое соединение криоголовки, нагревателя и хладопровода осуществляется через индиевые прокладки. Температура определяется по сигналу двух термодиодов, один из которых закреплен на кожухе ампулы под мишенью 8, а второй установлен на фланце хладопровода непосредственно около нагревателя. Температура в рабочем объеме ампулы мишени и коммуникациях мишени в ходе эксперимента не должна опускаться ниже 20,6 К (точка замерзания трития).

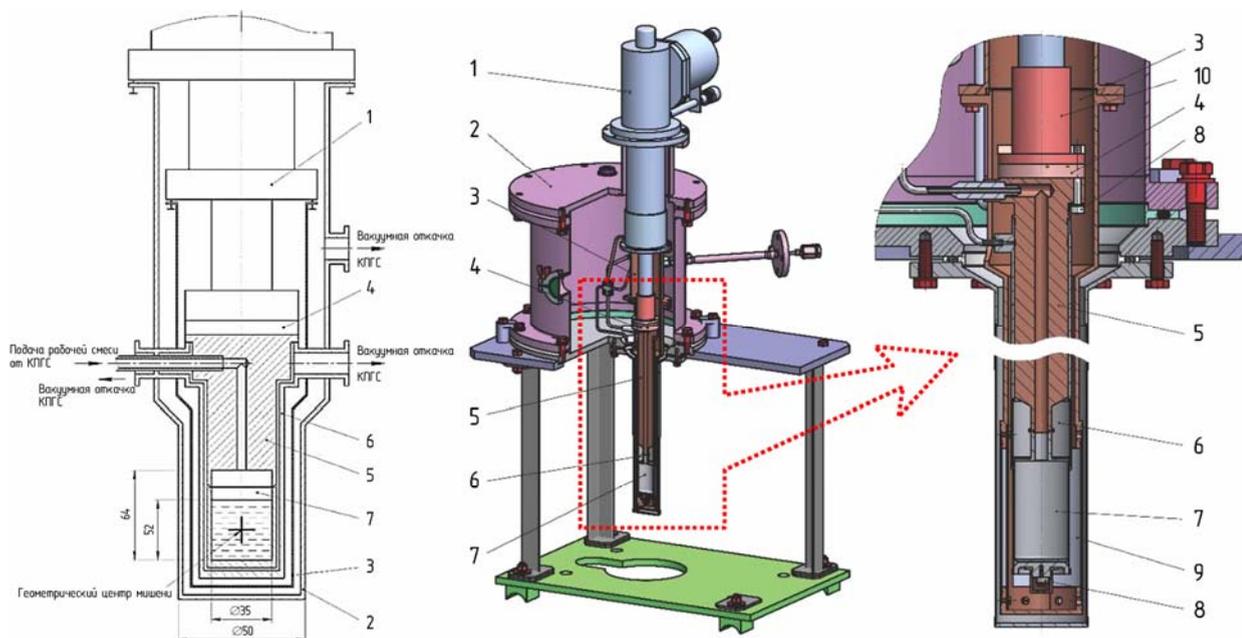


Рис. 1. Принципиальная схема (а) и внешний вид (б) ЖТМ: 1 – криорефрижератор COOLPOWER 4.2G, 2 – кожух вакуумный, 3 – экран радиационный, 4 – нагреватель, 5 – хладопровод, 6 – кожух ампулы, 7 – ампула, 8 – термодиоды, 9 – майлар (3 слоя), 10 – гелиевая ступень криорефрижератора COOLPOWER 4.2G

Для обеспечения безопасности работ с тритийсодержащей смесью ампула мишени окружена герметичным объемом – кожухом ампулы б (второй рубеж защиты), обеспечивающим возможность утилизации тритийсодержащей смеси, попавшей в этот герметичный объем. Кожух ампулы б соединен с водородной емкостью CV4 системы КПГС (рис. 2). Снаружи второго рубежа защиты находится радиационный экран 9, уменьшающий тепловые потери и представляющий собой медную цилиндрическую конструкцию, соединенную с азотной ступенью криорефрижератора и закрытую несколькими слоями полимерного материала – майлара.

Для исключения выхода трития в среду рабочего помещения при нарушении герметичности второго рубежа предусмотрен вакуумный кожух 2, в котором давление в случае разгерметизации мишени не должно превысить атмосферное. Он играет роль третьего рубежа защиты и соединен с вакуумным пультом системы КПГС.

Ампула ЖТМ 7, радиационный экран 9 и вакуумный кожух ЖТМ 2 имеют цилиндрическую геометрию и располагаются вертикально и коаксиально относительно друг друга. При разработке ЖТМ была обеспечена минимально возможная (исходя из прочностных характеристик) толщина стенок конструктивных элементов мишени на пути продуктов реакции (она составляет 1,1 мм и складывается из толщины стенок ампулы (0,4 мм), ее кожуха (0,2 мм) и вакуумного кожуха (0,5 мм)).

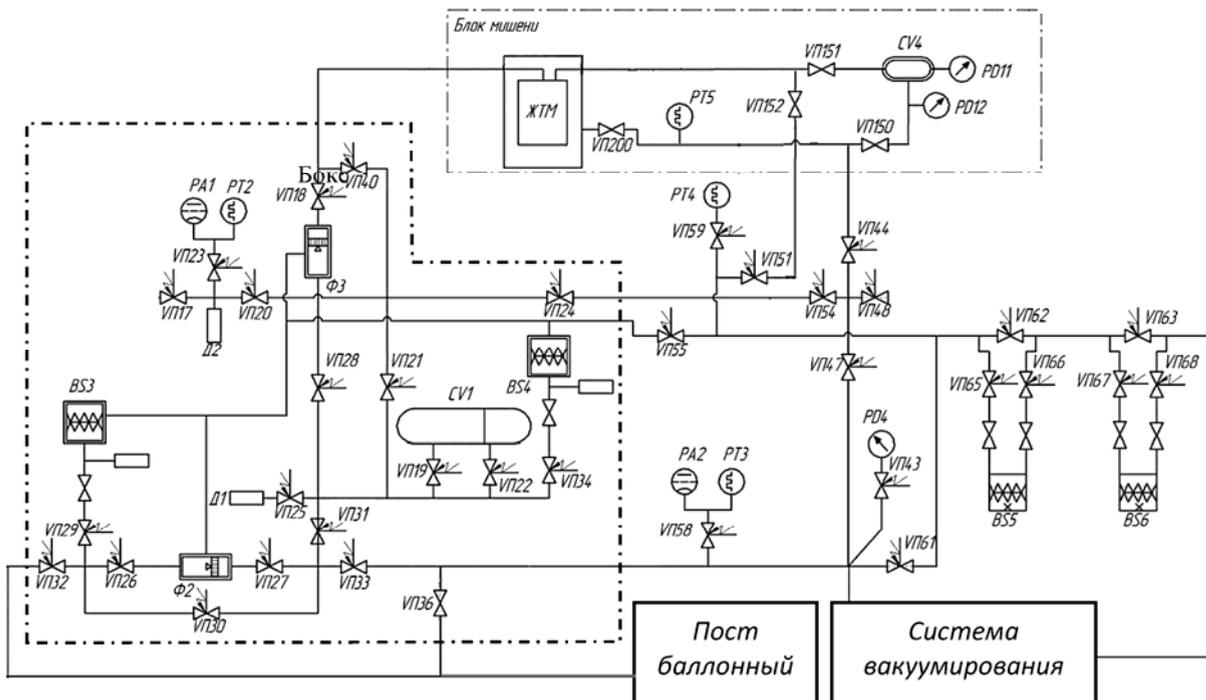


Рис. 2. Фрагмент схемы газовых коммуникаций КПГС [5] установки «Тритон»

В качестве материала стенок ампулы мишени и вакуумного кожуха используется сталь 12Х18Н10Т-ВД, а для материала радиационных экранов – бескислородная медь, покрытая никелем, и тонкий (~2 мкм) алюминизированный майлар.

Трубки, служащие для подвода ИВ и для организации второго рубежа защиты мишени, соединены медным теплопроводом с азотной ступенью криорефрижератора и также укутаны майларом для обеспечения минимального теплового потока, проходящего на ампулу мишени.

Система контроля и управления

Управление установкой «Тритон» осуществлялось при помощи автоматизированной системы контроля и управления (АСКУ), разработанной в 1997 г. [12]. В ходе подготовки к многочисленным физическим экспериментам система подвергалась неоднократной модернизации в 2000, 2012 и 2015 гг. и показала хорошие эксплуатационные характеристики, высокую надежность и возможность быстрой адаптации для решения новых задач.

В составе АСКУ, использовавшейся в экспериментах 2016 г., можно выделить следующие основные подсистемы:

- подсистема контроля и управления элементами КПГС;
- подсистема контроля и управления мишени;
- подсистема радиометрического контроля объемной активности трития.

Подсистема КПГС включает 20 каналов управления нагревателями генераторов BS3–BS6 и диффузионных палладиевых фильтров Ф2–Ф3 (см. рис. 2). Мощность нагрева задается программно и управляется регуляторами мощности методом широтно-импульсной модуляции (ШИМ) с периодом 2–5 с. Модулирующий сигнал формируется компьютером и подается на регуляторы

через многоканальный модуль дискретного вывода типа I-7043. Температура нагрева измеряется с помощью термопар, вакуум в системе – при помощи четырех термовакуумметрических ламп ПМТ-4М, высокие давления – тензометрическими датчиками, а низкие (до 10 атм) – датчиками типа «Сапфир». ТермоЭДС и выходные сигналы с датчиков регистрируются модулями аналогового ввода типа I-7018. Для контроля положений 52 вентилях используется плата типа DIO-144.

Подсистема мишени обеспечивает работу со всеми типами мишеней при проведении экспериментов в широком диапазоне температур и давлений. Температура мишени измеряется двумя кремниевыми диодами, подключенными через стабилизатор тока на 10 мкА. Диапазон измерений от 1,4 до 300 К с точностью измерения в диапазоне от 2 до 100 К составляет $\pm 0,1$ К, а в диапазоне выше 100 К – ± 1 К. Для регулирования и стабилизации температуры используются два нагревателя с максимальной мощностью 25 Вт. Управление мощностью осуществляется многоканальным модулем аналогового вывода типа I-7024. В качестве аналоговых усилителей мощности используются управляемые источники питания постоянного тока. Давление в кожухе мишени измеряется датчиками фирмы Balzers, подключенными к компьютеру через 6-канальный контроллер TPG-256.

Для контроля объемной активности трития в газовых коммуникациях и помещении установки «Тритон» использовалась радиометрическая система РДМС [13], базирующаяся на 4-канальном автоматизированном радиометре РТА-4, который работает как в автономном режиме, так и в составе распределенной системы регистрации и управления.

Программное обеспечение автоматизированной системы контроля и управления установкой «Тритон» разработано на базе пакета CRW-DAQ [14], который представляет собой развитую многооконную среду для создания измерительных систем, систем управления и обработки данных. Ядро программного пакета запускается в операционной системе на управляющем компьютере АСКУ.

Программное обеспечение контролирует аналоговые (вакуум, температура, давление) и дискретные (состояние вентилях, клапанов) параметры комплекса. Контролируемые аналоговые параметры отображаются в текстовой и графической форме в режиме реального времени. Графические окна для отображения аналоговых данных обладают широкими возможностями для просмотра и обработки динамических кривых (выбор кривых для просмотра, масштабирование, фильтрация и т. д.). Программа предусматривает непрерывную запись контролируемых параметров на жесткий диск компьютера. Отображение состояний узлов комплекса и управление установкой осуществляется через активные графические мнемосхемы.

Прочностная отработка ЖТМ

В соответствии с предъявленными требованиями мишень должна остаться герметичной при работе под давлением смеси изотопов водорода до 2 МПа при проведении физического сеанса в течение не менее 100 ч в диапазоне температур от 20 до 300 К. Прочностная отработка мишенного блока жидкотритиевой мишени проводилась с использованием макета ампулы (далее по тексту – макет), изображенного на рис. 3. Для выполнения работ было изготовлено три макета ампулы (№ 1–№ 3). Согласно проведенному прочностному расчету ампула мишенного блока полностью удовлетворяет требованиям по прочности, а давление разрушения составляет не менее 15 МПа.

Первоначально ампулу проверяли на герметичность на гелиевом течеискателе ТИ1-14М методом обдува гелием при установленной чувствительности прибора не менее $1 \cdot 10^{-9}$ м³·Па/с. При первоначальной проверке сварные и паяные швы всех трех макетов были герметичными. Испытание на прочность и герметичность давлением водорода 2,5 МПа с выдержкой в течение 10 минут все макеты прошли без разрушения и потери герметичности; падения давления в процессе выдержки не наблюдалось.

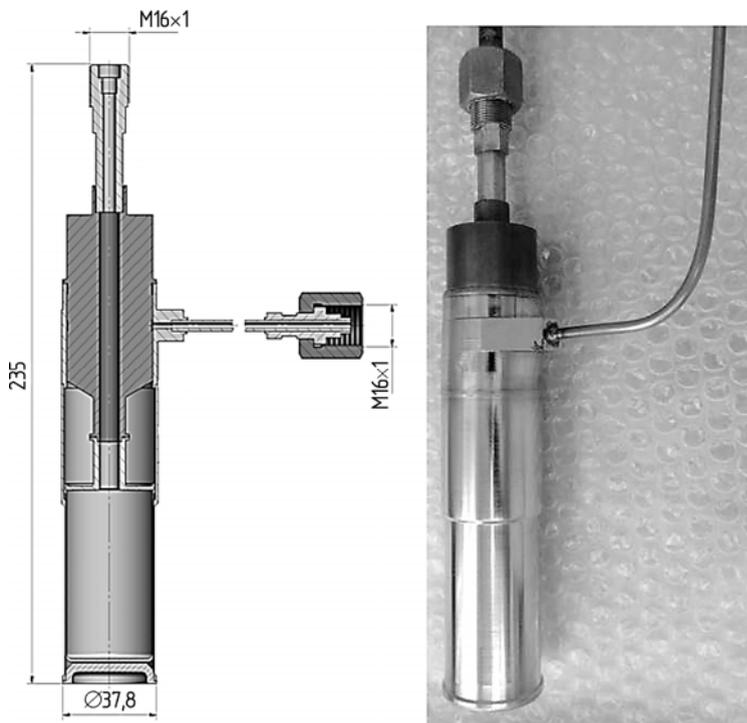


Рис. 3. Макет ампулы

Макет № 1 после испытаний на прочность был испытан на несущую способность давлением водорода, при этом разрушение макета произошло при давлении 16 МПа. Фотография макета № 1 после разрушения представлена на рис. 4. С макетами № 2 и № 3 после испытаний на прочность и герметичность проводили термоциклирование (10 циклов) с целью оценки влияния данного процесса на герметичность и прочность макетов ампулы. Изменение температуры макета при термоциклировании показано на рис. 5.



Рис. 4. Макет № 1 после испытаний на несущую способность

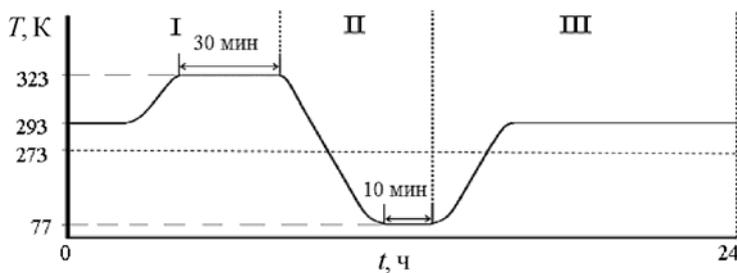


Рис. 5. Температура макета при термоциклировании

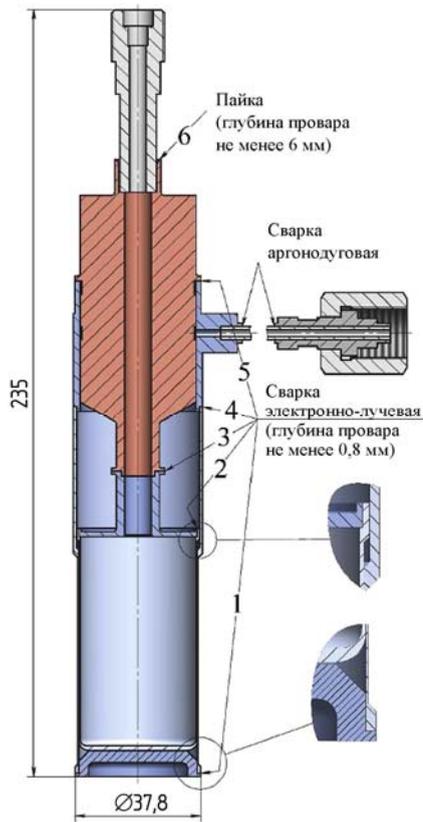


Рис. 6. Сварные и паяные соединения макета ампулы

Кроме того, после испытаний на несущую способность макета № 1 все его сварные и паяные соединения (рис. 6) подвергали металлографическому исследованию с целью определения фактических размеров соединений.

Результаты металлографических исследований показали следующее:

- разрушений сварных и паяного соединений в результате испытаний макета № 1 на несущую способность не произошло;
- все сварные соединения удовлетворяют предъявленным требованиям: глубина провара $\geq 0,8$ мм, глубина пайки ≥ 6 мм. Типичная микроструктура сварных и паяного соединений показана на рис. 7.

Грубые дефекты сварных и паяного соединений типа трещин и непроваров, которые могут оказать влияния на прочность сварного шва, не обнаружены. В некоторых сварных швах выявлены допустимые дефекты в виде отдельных пор.

Таким образом, проведенная прочностная отработка и металлографические исследования сварных швов показали полное соответствие разработанной жидкотритиевой мишени предъявленным требованиям.

Перед термоциклированием макеты заполняли водородом до давления 2 МПа при комнатной температуре, после чего выполняли термоциклирование по следующей схеме:

- нагрев макета до температуры 323 К (50 °С) и выдержка при этой температуре 30 минут (участок I на рис. 5);
- охлаждение макета путем его погружения в жидкий азот с выдержкой при температуре жидкого азота в течение 10 минут (участок II на рис. 5);
- отепление макета на воздухе до комнатной температуры (участок III на рис. 5);
- через 24 ч с момента начала нагрева мишени до температуры 323 К цикл повторялся.

В ходе термоциклирования проводился непрерывный контроль давления водорода внутри ампулы при захолаживании макета до температуры жидкого азота и отеплении до комнатной температуры.

После завершения термоциклирования макеты № 2 и № 3 подвергались проверке на герметичность на гелиевом течеискателе, а также проверке на прочность и герметичность давлением водорода 2,5 МПа с выдержкой в течение 10 минут. Макеты успешно выдержали испытания. После этого макеты № 2 и № 3 были испытаны на несущую способность. Разрушение произошло при давлении водорода ~20 МПа. Таким образом, было показано, что термоциклирование не влияет на герметичность и прочностные характеристики разработанной конструкции.

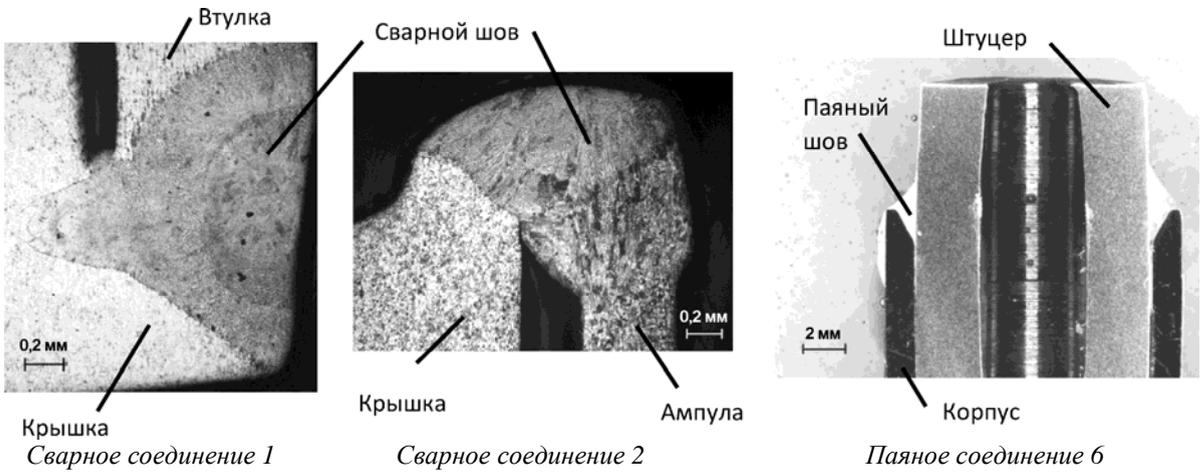


Рис. 7. Типичная микроструктура сварных и паяного соединений макета № 1

Функционирование ЖТМ

Эксперименты с мишенью начинались с вакуумирования ее газовых коммуникаций, внутренней полости и вакуумного кожуха до остаточного давления не более $5 \cdot 10^{-2}$ Па. После этого проводилась процедура захлаживания мишени с помощью гелиевого криорефрижератора. На рис. 8 приведен типичный график изменения температуры мишени в процессе захлаживания, заполнения мишени протий-тритиевой (Н/Т) смесью и в ходе дальнейшей выдержки при заданной температуре.

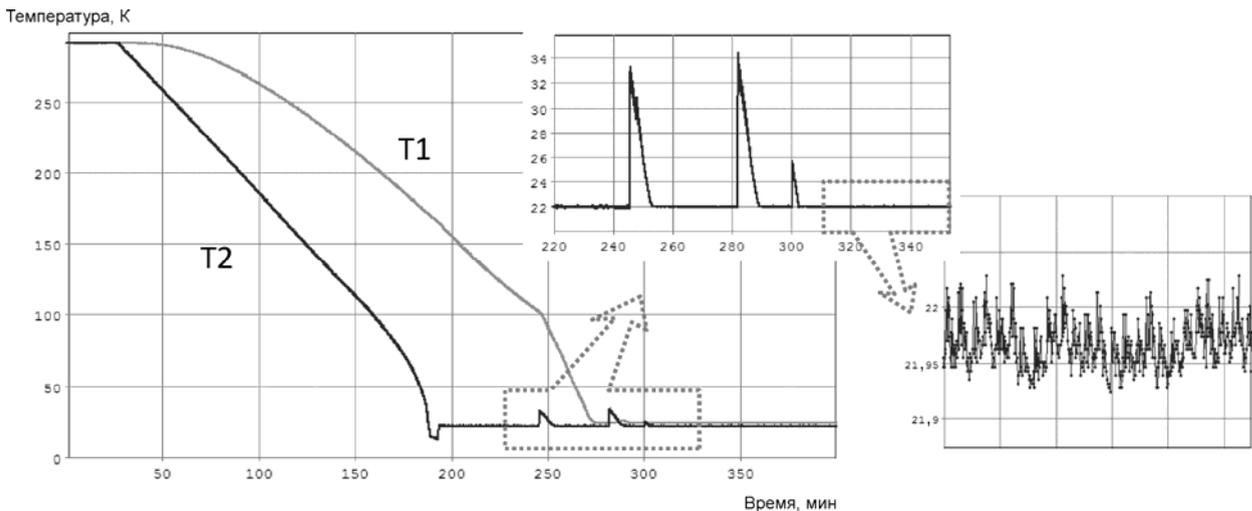


Рис. 8. График типичного изменения температуры мишени при захлаживании, заполнении Н/Т-смесью и дальнейшей выдержке при заданной температуре

Графики Т1 и Т2 на рис. 8 соответствуют показаниям термодиодов, располагающихся на доньшке второго рубежа защиты мишени (Т1) и в области контакта мишени с криоголовкой (Т2).

Из графиков видно, что время, необходимое для захлаживания мишени до температуры 22 К и стабилизации при этом значении, составило ~2,5 ч. После достижения требуемой температуры ампулы мишени система охлаждения переводится в режим термостабилизации, для чего используются специальные электронагреватели, управляемые АСКУ установки «Тритон». Стабилизации температуры мишени по термодиоду T2 в течение всего сеанса осуществлялась с точностью $\pm 0,03$ К. Незначительные скачки температуры мишени по термодиоду T2 (на рис. 8 в период 200–300 мин) связаны с заполнением мишени Н/Т-смесью. При дальнейшей выдержке мишени при температуре 22 К (по термодиоду T2) в течение всего сеанса колебания температуры не превышали $\pm 0,05$ К.

При стабилизации температуры мишени при значении 22 К по термодиоду T2 температура по термодиоду T1 стабилизировалась при значении ~30 К. Различие по температуре связано с тем, что между доньшком второго рубежа защиты мишени, на котором установлен термодиод T2, и доньшком самой мишени имелся зазор, который находился под вакуумом ($\sim 5 \cdot 10^{-4}$ Па).

Заполнение мишени Н/Т-смесью проводили в несколько этапов, предварительно запасая смесь в емкости известного объема (CV1 на рис. 2). Суммарное количество газа в мишени в жидкой фазе составляло ~40 л (н.у.), при этом дополнительно в газовой фазе находилось еще ~3 л (н.у.) газовой смеси. Давление газовой фазы в мишени стабилизировалось на уровне 150–155 кПа (равновесное давление между жидкой и газовой фазой Н/Т-смеси) и сохранялось при этом значении в течение всего сеанса.

После заполнения ампулы мишени нужным количеством протий-третиевой смеси производилась экспозиция мишени под мюонным пучком и дальнейшая регистрация физических параметров эксперимента.

Жидкотритиевая мишень использовалась в двух сеансах 2016 г., которые различались концентрацией трития в Н/Т-смеси, заполняющей мишень. Содержание трития в смеси, давление газа над смесью и длительность сеансов приведены в таблице.

Сеанс	Содержание трития, %	Давление, кПа	Длительность сеанса, ч
1	$0,84 \pm 0,01$	155–156	>90
2	$0,1 \pm 0,01$	152–154	>180

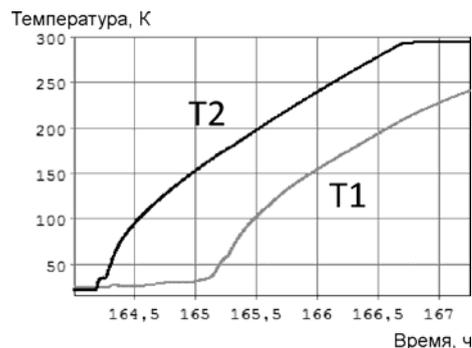


Рис. 9. График изменения температуры при отеплении мишени

Увеличенная длительность второго сеанса была вызвана необходимостью проведения дополнительной экспозиции с измененным местоположением регистрирующей аппаратуры для фиксации угловой корреляции гамма-квантов.

По завершении сеанса и набора необходимой статистики проводилась процедура отепления мишени и поглощения смеси ИВ на ловушку BS5 (см. рис. 2) КПГС. Для сокращения длительности процесса отепления были задействованы электронагреватели, находящиеся на мишени. Время отепления мишени до комнатной температуры составило менее 3 ч (рис. 9).

Заключение

Для исследований ртц-синтеза РФЯЦ-ВНИИЭФ совместно с ОИЯИ создали жидкотритиевую мишень со следующими рабочими параметрами:

- количество ИВ в мишени ~40 л (н.у.);
- точность поддержания температуры во времени – не хуже $\pm 0,05$ К;
- максимальное давление в объеме мишени – не более 4 МПа;
- время захлаживания 2,5 ч, отепления – 3 ч.

Для обеспечения безопасности при работах с тритийсодержащими смесями конструкция мишенного блока окружена тремя рубежами защиты, исключающими попадание ИВ в воздушную среду рабочих помещений и обеспечивающими возможность утилизации тритийсодержащей смеси.

С использованием ЖТМ в 2016 г. на мюонном канале фазотрона ЛЯП ОИЯИ проведены два сеанса общей продолжительностью более 270 ч, в ходе которых мишень отработала в штатном режиме, подтвердив соответствие предъявленным требованиям и корректность предложенных технических решений.

В проведенных экспериментах на мишени наблюдались известные ранее каналы реакции ртц-синтеза с выходом одиночных гамма-квантов и мюонов конверсии, а также впервые обнаружен канал с выходом электрон-позитронных пар и получено указание на существование нового канала с выходом пары гамма-квантов ($pt\bar{c} \rightarrow {}^4\text{He} + \gamma + \gamma + 19,82 \text{ МэВ}$). Предварительные результаты подтверждают теоретические предсказания Я. Б. Зельдовича и С. С. Герштейна о продуктах выхода в ядерных реакциях в холодном водороде с участием мюонов.

Авторы работы выражают огромную благодарность бывшему сотруднику ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», находящемуся в данный момент на заслуженном отдыхе, А. М. Демину, внесшему большой вклад в подготовку и проведении данных экспериментальных исследований.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 12-02-00089-а.

Список литературы

1. Argo H. V., Gittings H. T., Hemmendinger A. et al. Properties of the $T^3(p,\gamma)He^4$ reaction // Phys. Rev. 1950. Vol. 78, Issue 6. P. 691–694.
2. Taschek R. F., Jarvis G. A., Hemmendinger A. et al. A study of the interaction of protons with tritium // Phys. Rev. 1949. Vol. 75, Issue 9. P. 1361–1365.
3. Зельдович Я. Б., Герштейн С. С. Ядерные реакции в холодном водороде // УФН. 1960. Т. LXXI. Вып. 4. С. 581–630.
4. Baumann P., Daniel H., Grunewald S. et al. Muon-catalyzed pt-fusion // Phys. Rev. Lett. 1993. Vol. 70. P. 3720.
5. Юхимчук А. А., Апасов В. А., Виноградов Ю. И. и др. Комплекс газового обеспечения экспериментов по мюонному катализу ядерных реакций синтеза // ПТЭ. 1999. № 6. С. 17–23.
6. Перевозчиков В. В., Юхимчук А. А., Ганчук Н. С. и др. Тритиевая мишень высокого давления // ПТЭ. 1999. № 1. С. 28–33.

7. Перевозчиков В. В., Юхимчук А. А., Виноградов Ю. И. и др. Дейтериевая мишень высокого давления // ПТЭ. 2002. № 4. С. 155–160.
8. Yukhimchuk A. A., Tumkin D. P., Boitsov I. Ye. et al. Cryogenic tritium target // Fusion Sci. and Tech. 2005. Vol. 48. P. 294–297.
9. Perevozchikov V. V., Yukhimchuk A. A., Vinogradov Yu. I. et al. High-pressure tritium targets for research in muon-catalyzed fusion // Ibid. P. 310–313.
10. Vom V. R., Демин А. М., Демин Д. Л. и др. Экспериментальное исследование реакции dt-синтеза в широком диапазоне условий D/T смеси // ЖЭТФ. 2005. Т. 127. Вып. 4. С. 752–779.
11. Bogdanova L. N., Demin D. L., Duginov V. N. et al. Experimental study of nuclear fusion reactions in a μ -system // Physics of Particles and Nuclei Lett. 2012. Vol. 9, N 8. P. 605.
12. Виноградов Ю. И., Арюткин В. С., Курякин В. А. и др. Автоматизированная система контроля и управления комплексом подготовки газовой смеси для экспериментального исследования мюонного катализа ядерных реакций синтеза // ПТЭ. 2004. № 3. С. 29–41.
13. Вихлянцев О. П., Виноградов Ю. И., Курякин А. В. и др. Распределенная автоматизированная система для радиометрического контроля объемной активности газозвушных смесей // Сб. докл. Восьмой международной школы молодых ученых и специалистов им. А. А. Курдюмова (HISM'12 Junior). – Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2012. С. 260–270.
14. Св-во РФ об официальной регистрации программы для ЭВМ № 2006612848 от 10.08.2006 г. Программа для автоматизации физических измерений и экспериментальных установок (CRW-DAQ) / А. В. Курякин, Ю. И. Виноградов [Электронный ресурс]. – <http://www.crw-daq.ru>.

A Cryogenic Liquid Tritium Target for $pt\mu$ -Synthesis

A. A. Yukhimchuk, I. P. Maksimkin, R. K. Mysyaev, I. L. Malkov, V. V. Baluev,
S. V. Fil'chagin, O. P. Vikhlyantsev, A. V. Kuryakin, A. D. Tumkin,
A. I. Gurkin, A. V. Buchirin

RFNC-VNIIEF has developed a cryogenic liquid tritium target for $pt\mu$ -synthesis research, which in 2016 on the muon channel of the JINR Phasotron has worked more than 270 hours, confirming compliance with the requirements and the correctness of the proposed technical solutions. The target at a maximum working pressure of up to 4 MPa with the volume of the irradiated ampoule up to 80 cm³ and three boundaries of protection allows to liquefy up to 40 liters of a mixture of hydrogen isotopes and maintain a temperature in the range of 20–22 K with an accuracy of not worse than ± 0.05 K. Based on the results of $pt\mu$ -synthesis experiments the channel of reactions with the release of electron-positron pairs was first detected, and an indication of the existence of a new channel of reactions with a pair of γ -quanta was obtained.

АВТОРСКИЙ УКАЗАТЕЛЬ

- Анашкин Н. Н. 128
Анисифоров К. В. 144
Анишина Н. И. 182
Антипов М. В. 88, 116
Антонов Д. Ф. 192
Арзев А. Г. 6
Аринин В. А. 88, 128
Аристова Е. Ю. 16
Аушев А. А. 16
- Балашов К. И. 240
Балуев В. В. 56, 158, 270
Баранов В. К. 16
Белов И. А. 16
Белов М. С. 182
Бельков С. А. 6, 16, 256
Бельский В. М. 136
Богданов Е. Н. 136
Бодров Е. В. 144
Бойцов И. Е. 158, 170
Бондаренко С. В. 256
Брагунец В. А. 76
Буренин В. И. 136
Бутусов Е. И. 50
Бучирин А. В. 158, 270
- Василевский М. А. 6
Вергунова Г. А. 256
Вертей А. В. 158
Викулов Ю. Н. 182
Вихлянцев О. П. 270
Водовозов В. М. 6
Воронин А. Ю. 16
Воронич И. Н. 16
- Гавриш А. Р. 144
Гайнуллин К. Г. 16
Галахов И. В. 6
Ганин Л. С. 6
Гаранин Р. В. 16
Гаранин С. Г. 16, 38, 256
Георгиевская А. Б. 88, 144
Гетман Д. В. 6
Глушихин В. В. 116
- Гнутов И. С. 50, 88
Голубинский А. Г. 16
Городничев А. В. 16
Гуркин А. И. 56, 270
Гуськов С. Ю. 256
- Давыдов А. И. 128
Давыдов Н. Б. 128, 144
Демченко Н. Н. 256
Денисова В. А. 16
Деркач В. Н. 16
Дмитриенко А. Н. 170
Доскоч И. Я. 256
Дрожжин В. С. 16
- Ерёмин Е. В. 212
Ерёмкин В. В. 6
Еричева И. А. 16
Ерунов С. В. 116
- Жерноклетов М. В. 128
Жидков Н. В. 16
- Залялов Н. Н. 212
Замыслов Д. Н. 88
Змитренко Н. В. 256
Зыков Л. И. 38
- Илькаев Р. И. 16
- Казимов М. В. 170
Калашников Д. А. 50, 88, 116
Канунова Л. И. 76
Киселев А. Б. 228
Киселев С. Н. 228
Клевцов В. Г. 170
Клещевников О. А. 116
Климов А. Н. 38
Коженков Е. В. 6
Комраков В. А. 128
Костюков С. А. 116
Кошелева Е. В. 64
Краюхин А. А. 16
Креков А. В. 6

- Кривонос О. Л. 144
 Кулаков Е. В. 116
 Куликов С. М. 38
 Курмашов А. С. 192
 Курякин А. В. 270
 Кучкарева А. С. 144
 Кучугов П. А. 256
- Лебедев А. И. 88
 Лебедева М. О. 88
 Леонов А. Г. 16
 Лесков В. И. 6
 Лёвкина Е. В. 144
 Литвин Д. Н. 16
 Логвинов А. И. 128
- Макаров К. Н. 16
 Максимкин И. П. 158, 270
 Малинов В. И. 16
 Малков И. Л. 158, 170, 270
 Маначкин С. Ф. 128
 Мартыненко А. С. 16
 Мисько В. В. 16
 Михайлов А. Л. 50, 76, 88, 116
 Мишанов А. В. 116
 Мохова В. В. 76
 Мусяев Р. К. 158, 270
- Невмержицкий Н. В. 144
- Огородников В. А. 88, 116
 Орлов Н. И. 76
 Осин В. А. 6
- Панов К. Н. 88, 128
 Пильгун Е. Б. 6
 Пупков А. С. 88, 116
 Пурякова Н. И. 182
- Раевский В. А. 88, 128, 144
 Рогачев В. Г. 16
 Родионов А. В. 136
 Розанов В. Б. 256
 Рукавишников А. Н. 16
 Рыжков А. В. 128
- Салатов Е. А. 16
 Сапрыкина Е. В. 116
 Свиридов В. В. 6
 Сельченкова Н. И. 64
 Семенов Г. П. 228
 Сеник Д. А. 6
 Сеньковский Е. Д. 144
 Симаков В. Г. 76
 Скорочкин Ю. В. 16
 Сморгачев Г. Ю. 16
 Смышляев С. П. 38
 Соколова А. С. 88
 Сотсков Е. А. 144
 Стадник А. Л. 16
 Стародубцев В. А. 16
 Стародубцев П. В. 16
 Степаненко С. А. 200
 Степанов В. В. 38
 Степанов Р. В. 256
 Сунгатуллин Р. Р. 16
 Суслов Н. А. 16
 Сысоева Т. И. 16
 Сырунин М. А. 88, 116
 Сюдюков А. Ю. 38
- Тагиров Р. Р. 116
 Тагирова И. Ю. 116
 Тилькунов А. В. 76
 Тихонов В. В. 56
 Ткаченко Б. И. 88, 128, 144
 Ткаченко М. И. 76
 Туманова Н. Ю. 170
 Тумкин А. Д. 270
- Утенков А. А. 88, 116
 Учаев А. Я. 64
- Федоров А. В. 50, 88, 116
 Федосеев А. В. 116
 Фильчагин С. В. 270
 Финюшин С. А. 50, 88, 116
 Фролов С. В. 144
- Хатункин В. Ю. 16
 Хохлов П. В. 192

АВТОРСКИЙ УКАЗАТЕЛЬ

Цой Е. С. 16

Чапаев А. В. 116

Челакова Т. А. 182

Чистопольский М. В. 6

Чудаков Е. А. 50, 88, 116

Шаврин М. Е. 136

Шевнин Е. В. 158

Шишканов А. Ф. 192

Шрамко С. А. 192

Шубин В. В. 240

Шубин О. Н. 16

Юртов И. В. 88, 116

Юфа В. Н. 16

Юхимчук А. А. 56, 158, 170, 270

Яхин Р. А. 256

Содержание

Раздел 1. Приборы и техника эксперимента

Свиридов В. В., Арзев А. Г., Бельков С. А., Василевский М. А., Водовозов В. М., Галахов И. В., Ганин Л. С., Гетман Д. В., Ерёмкин В. В., Коженков Е. В., Креков А. В., Лесков В. И., Осин В. А., Пильгун Е. Б., Сеник Д. А., Чистопольский М. В.
Результаты испытаний модулей емкостного накопителя энергии в составе стенда силового лазерного усилителя 6

Аристова Е. Ю., Аушев А. А., Баранов В. К., Белов И. А., Бельков С. А., Воронин А. Ю., Воронич И. Н., Гаранин Р. В., Гаранин С. Г., Гайнуллин К. Г., Голубинский А. Г., Городничев А. В., Денисова В. А., Деркач В. Н., Дрожжин В. С., Еричева И. А., Жидков Н. В., Ильяев Р. И., Краюхин А. А., Леонов А. Г., Литвин Д. Н., Макаров К. Н., Мартыненко А. С., Малинов В. И., Мисько В. В., Рогачев В. Г., Рукавишников А. Н., Салатов Е. А., Скорочкин Ю. В., Сморгчов Г. Ю., Стадник А. Л., Стародубцев В. А., Стародубцев П. В., Сунгатуллин Р. Р., Суслов Н. А., Сысоева Т. И., Хатункин В. Ю., Цой Е. С., Шубин О. Н., Юфа В. Н.
Лазерное моделирование разрушительного воздействия ядерных взрывов на опасные астероиды 16

Гаранин С. Г., Зыков Л. И., Климов А. Н., Куликов С. М., Смышляев С. П., Степанов В. В., Сюндюков А. Ю.
Дневное наблюдение звезд слабой яркости (7^m – 8^m) с равнинной местности 38

Федоров А. В., Михайлов А. Л., Финюшин С. А., Калашиников Д. А., Чудаков Е. А., Бутусов Е. И., Гнутов И. С.
Регистрация параметров множественного откола и внутренней структуры облака частиц при ударно-волновом нагружении металлов 50

Тихонов В. В., Юхимчук А. А., Гуркин А. И., Балувев В. В.
Применение спектроскопии комбинационного рассеяния света для анализа состава газовых смесей изотопов водорода 56

Раздел 2. Гидродинамика и реология

Кошелева Е. В., Сельченкова Н. И., Учаев А. Я.
Обоснование возможности прогнозирования поведения твердых тел в экстремальных условиях при различных видах высокоинтенсивного воздействия 64

Мохова В. В., Михайлов А. Л., Тилькунов А. В., Орлов Н. И., Канунова Л. И., Брагунец В. А., Ткаченко М. И., Симаков В. Г.
Разрушение ударно-сжатых металлических образцов с искусственными возмущениями на свободной поверхности 76

<i>Панов К. Н., Георгиевская А. Б., Антипов М. В., Аринин В. А., Гнутов И. С., Замыслов Д. Н., Калашиников Д. А., Лебедев А. И., Лебедева М. О., Михайлов А. Л., Огородников В. А., Пупков А. С., Раевский В. А., Соколова А. С., Сырунин М. А., Ткаченко Б. И., Утенков А. А., Федоров А. В., Финюшин С. А., Чудаков Е. А., Юртов И. В.</i> Результаты экспериментально-расчетных исследований ударно волнового «пыления» и фрагментации свинца, нагруженного нестационарными ударными волнами амплитудами $P \sim 32\text{--}40$ ГПа	88
<i>Огородников В. А., Михайлов А. Л., Ерунов С. В., Антипов М. В., Федоров А. В., Сырунин М. А., Кулаков Е. В., Клецевников О. А., Юртов И. В., Утенков А. А., Финюшин С. А., Чудаков Е. А., Калашиников Д. А., Пупков А. С., Чапаев А. В., Мишанов А. В., Глушихин В. В., Федосеев А. В., Тагиров Р. Р., Костюков С. А., Тагирова И. Ю., Сапрыкина Е. В.</i> Выброс частиц со свободной поверхности ударно-нагруженных образцов из свинца в вакуумированную и газовую среду	116
<i>Жерноклетов М. В., Раевский В. А., Маначкин С. Ф., Давыдов Н. Б., Панов К. Н., Рыжков А. В., Аринин В. А., Ткаченко Б. И., Логвинов А. И., Комраков В. А., Давыдов А. И., Анашкин Н. Н.</i> Результаты экспериментов по квазиизоэнтропическому сжатию дейтерия и гелия до экстремальных давлений ~ 3000 ГПа	128
<i>Богданов Е. Н., Бельский В. М., Родионов А. В., Шаврин М. Е., Буренин В. И.</i> Особенности ударно-волнового инициирования взрывчатых веществ на основе октогена и триаминотринитробензола (ТАТБ)	136
<i>Невмержицкий Н. В., Раевский В. А., Сотсков Е. А., Сеньковский Е. Д., Давыдов Н. Б., Бодров Е. В., Фролов С. В., Анисифоров К. В., Георгиевская А. Б., Лёвкина Е. В., Кривonos О. Л., Кучкарева А. С., Гавриш А. Р., Ткаченко Б. И.</i> Некоторые особенности выброса частиц с поверхности ударно-нагруженного свинцового образца	144
Раздел 3. Материаловедение	
<i>Максимкин И. П., Юхимчук А. А., Малков И. Л., Бойцов И. Е., Мусяев Р. К., Бучирин А. В., Балугев В. В., Вертей А. В., Шевнин Е. В.</i> Исследование взаимодействия с водородом стали 316L и сплава Inconel 718, полученных методом послойного лазерного сплавления	158
<i>Малков И. Л., Бойцов И. Е., Дмитриенко А. Н., Казимов М. В., Клевцов В. Г., Туманова Н. Ю., Юхимчук А. А.</i> Исследование водородной прочности титановых сплавов	170
Раздел 4. Инженерные разработки и новые промышленные технологии	
<i>Челакова Т. А., Белов М. С., Пурякова Н. И., Анишина Н. И., Викулов Ю. Н.</i> Система автоматизированного проектирования ЖГУТ. Интеграция с комплексом информационных систем сквозной технологии разработки изделий	182
<i>Шишканов А. Ф., Курмашов А. С., Хохлов П. В., Шрамко С. А., Антонов Д. Ф.</i> Разработка бортовой передающей антенны с эллиптической поляризацией	192

Раздел 5. ЭВМ и волоконно-оптические линии

<i>Степаненко С. А.</i> Фотонный компьютер. Структура и алгоритмы. Оценки параметров	200
<i>Ерёмин Е. В., Залялов Н. Н.</i> Система администрирования вычислительных узлов многопроцессорного комплекса на основе протокола параллельного выполнения удаленных команд	212
<i>Киселёв А. Б., Киселёв С. Н., Семёнов Г. П.</i> Отладчик параллельных программ для кластеров на базе ОС LINUX	228
<i>Балашов К. И., Шубин В. В.</i> Анализ технических решений по созданию полностью оптических логических элементов	240

Раздел 6. Лазерный термоядерный синтез

<i>Бельков С. А., Бондаренко С. В., Вергунова Г. А., Гаранин С. Г., Гуськов С. Ю., Демченко Н. Н., Доскоч И. Я., Кучугов П. А., Змитренко Н. В., Розанов В. Б., Степанов Р. В., Яхин Р. А.</i> Влияние на эффективность термоядерного горения разновременности облучения сферической мишени лазерными пучками установки мегаджоульного уровня	256
<i>Юхимчук А. А., Максимкин И. П., Мусяев Р. К., Малков И. Л., Балугев В. В., Фильчагин С. В., Вихлянцев О. П., Курякин А. В., Тумкин А. Д., Гуркин А. И., Бучирин А. В.</i> Жидкотритиевая мишень для исследования реакций ртц-синтеза	270
Авторский указатель	282

ПРАВИЛА

оформления рукописей, представляемых в сборники РФЯЦ-ВНИИЭФ

К публикации принимаются результаты оригинальных научных исследований и разработок, выполненных непосредственно сотрудниками ВНИИЭФ либо при совместном участии сотрудников ВНИИЭФ и других организаций (при условии, что вклад сотрудников ВНИИЭФ является определяющим). Статьи должны сопровождаться представлениями НТС отделений и разрешающими документами, оформленными в порядке, установленном ГК «Росатом».

Максимальный объем статьи, как правило, не должен превышать 15 стр. Статьи большего объема могут быть приняты к рассмотрению только по рекомендации членов редколлегии сборника. Объем заказных статей согласовывается с редколлегией.

Рукописи представляются в двух экземплярах, отпечатанных шрифтом Times New Roman высотой 12 пунктов, межстрочный интервал – двойной, левое поле 3 см, на высококачественном принтере. Статья сопровождается электронным вариантом текста на носителе (CD-R/RW, DVD-R/RW, USB Flash Drive) в формате редактора Word for Windows. Обязательные элементы статьи: классификационный индекс УДК (универсальной десятичной классификации), название статьи, фамилии и инициалы авторов, аннотация (не более 600 знаков, в индикативной форме, на русском и английском языках), ключевые слова, текст статьи, список литературы.

Количество страниц в бумажном оригинале статьи и в электронной версии должно быть одинаковым и совпадать с указанным в экспертном заключении, выданном автору!

В совместных работах с другими организациями следует указывать место работы каждого автора. На отдельных листах в обязательном порядке представить номера домашнего и служебных телефонов авторов.

Иллюстрации в электронной версии статьи должны быть представлены отдельно – в виде файлов в формате TIFF (.TIF) или JPEG (максимальное качество) (.JPG) без слоев и α -каналов. Масштаб (геометрические размеры) 1:1 с разрешением не менее 250 dpi (точек/дюйм). Название файла иллюстрации включает фамилию автора и порядковый номер рисунка в статье, например: Dzyuba_03.tif. Подпись к иллюстрациям обязательна. Образец: «Рисунок 1. Наименование рисунка». Нумерация рисунков – сквозная.

Не допускается представлять иллюстрации, созданные с использованием внутренних инструментов Word.

Таблицы в тексте статьи имеют нумерационный и информационный заголовки. Нумерация таблиц – сквозная. Образец: «Таблица 3. Расчетные и экспериментальные характеристики реактора БИР-2».

Формулы создаются в виде целых математических выражений в редакторе Math Type и нумеруются в круглых скобках: (2), литературные ссылки – в квадратных: [3]. Нумерация формул в статье – сквозная; нумерация типа (2а), (2б) нежелательна.

При написании статьи следует использовать общепринятые термины, единицы измерения и условные обозначения. **Все употребляемые авторами обозначения должны быть определены при их первом появлении в тексте.**

При наборе статьи на компьютере все латинские обозначения физических величин (A , I , d , h и т. п.) набираются курсивом, греческие обозначения, названия функций (\sin , \cos , \exp), химических элементов (H_2O , H_2C_5OH) и единиц измерения (см, МВт/см², с) – прямым (обычным) шрифтом.

Библиографические ссылки в списке литературы располагаются в той последовательности, в какой они упоминаются в тексте, и оформляются по следующим правилам:

Для книг: фамилия и инициалы автора(ов), название книги, место издания, издательство, год (для трудов конференций – город, страна, год). Например: Ландау Л. Д., Лившиц Е. М. Квантовая механика. М.: Наука, 1988. Или: Elton R. C. X-Ray Lasers. Boston: Academic Press, 1990.

Для статей в журнале, сборнике, газете: фамилия и инициалы автора(ов), название статьи, название журнала (сборника), год, том, номер (или номер выпуска), страницы. Например: Полякова А. Л., Васильев Б. М., Купенко И. Н. и др. Изменение зонной структуры полупроводников под давлением // Физика и техника полупроводников. 1976. Т. 9, № 11. С. 2356–2358. Или: Афанасьев А. М. Оптимизация распределения энерговыделения в реакторе с помощью «советов оператору» // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика и техника ядерных реакторов. 1986. Вып. 2. С. 32–36. Или: Mezain I. H. Rolling circuit boards improves soldering // Electronics. 1977. Vol. 34, N 16. P. 193–198.

Для диссертаций и авторефератов диссертаций кроме фамилии автора и его инициалов следует указать название диссертации, степень, место защиты (город) и год, а для препринтов – название препринта, место издания, год и номер. Например: Горшкова Т. И. Термодинамические свойства и применение некоторых сплавов церия: Автореф. дис. ... канд. хим. наук. М., 1976.

Для патентной документации: вид патентного документа (А.с. или Пат.), его номер, название страны, выдавшей документ, индекс международной классификации изобретения, название издания, в котором опубликована формула изобретения, год и номер издания. Например: А.с. 100970 СССР, МКИ³ В 25J 15/00. Устройство для захвата неориентированных деталей типа валов / В. С. Ваулин, В. Г. Кенайкин // Открытия. Изобретения. 1983. № 11.

Для электронных ресурсов: заглавие ресурса, сведения об издании, вид ресурса, условия доступа. Например: Исследовано в России [Электронный ресурс]. – Долгопрудный, МФТИ, 1998. – Электронный журнал. – <http://zhurnal.mipt.rssi.ru>.

При необходимости в заголовке библиографической ссылки на работу четырех и более авторов могут быть указаны имена всех авторов или первых трех с добавлением слов «и др.».

Для исправления авторских и редакционных ошибок авторам предоставляется одна корректура. При этом помимо исправлений ошибок допускаются лишь незначительные изменения и дополнения. Корректурa с подписями авторов должна быть возвращена в редакцию в кратчайший срок.

Рукописи, в которых не соблюдены данные правила, возвращаются авторам без рассмотрения по существу. Датой поступления в редакцию считается день нового получения рукописей.

Труды РФЯЦ-ВНИИЭФ

Научно-исследовательское издание

Выпуск 25

В двух частях

Часть 2

Редактор, корректор *Н. Ю. Зимакова*
Компьютерная подготовка оригинала-макета *С. Н. Фролова*

Подписано в печать 21.01.2022. Формат 60×84/8. Печать офсетная

Усл. печ. л. ~33,4. Уч.-изд. л. ~24. Тираж 200 экз. Зак. тип. 247-2022

Отпечатано в ИПЦ ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ»
607188, г. Саров Нижегородской обл., ул. Силкина, 23

ISBN 978-5-9515-0494-4



9 785951 504944