

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.

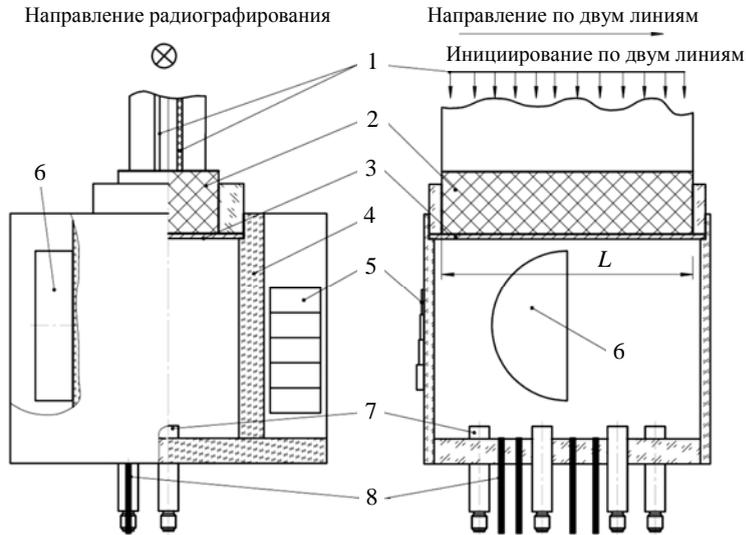


Рис. 1. Схема экспериментальной сборки: 1 – линии иницирования, 2 – заряд ВВ, 3 – образец, 4 – корпус, 5 – клин для тонких оптических толщин, 6 – клин для толстых оптических толщин, 7 – пьезодатчик, 8 – датчик PDV

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).

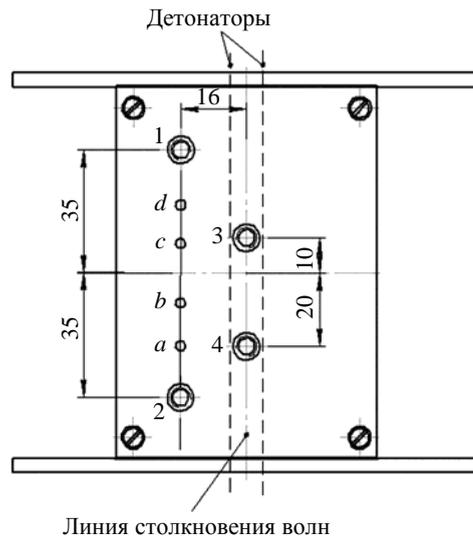


Рис. 2. Схема расположения датчиков в опыте: 1–4 – пьезоэлектрические датчики; *a–d* – PDV-датчики с фольгой Эсэя: *a, b* – из оргстекла толщиной 330 мкм, *c* – из алюминия толщиной 190 мкм, *d* – из тантала толщиной 200 мкм

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.

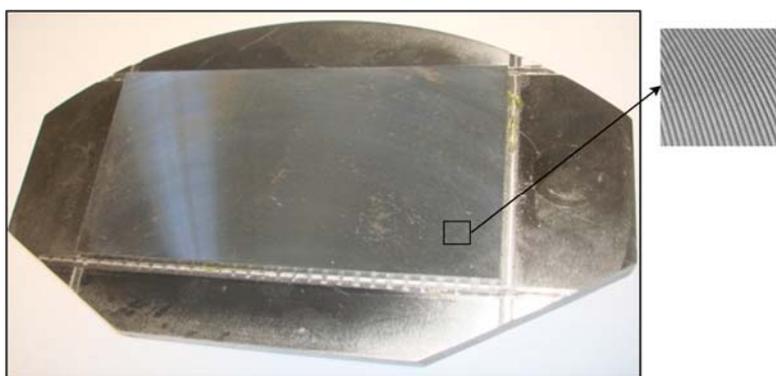


Рис. 3. Стальная матрица с возмущениями

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° .

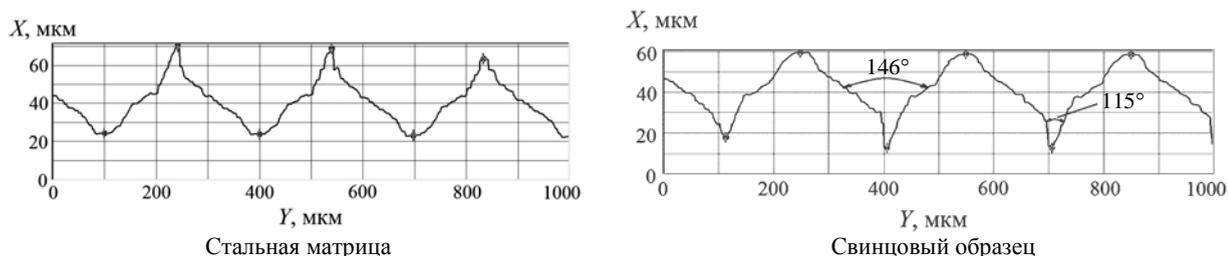


Рис. 4. Параметры возмущений

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 протоннографических 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).

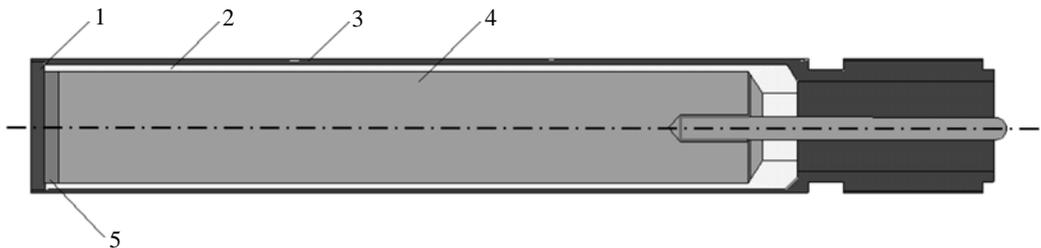


Рис. 5. Конструкция пьезоэлектрического датчика: 1 – экран, 2 – изолятор, 3 – корпус, 4 – опорное тело, 5 – пьезоэлемент

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 $P_{yB} < 26$ ГПа разгружается в твердую фазу, при $26 \text{ ГПа} < P_{yB} < 36$ ГПа – в смешанное твердожидкое состояние, при $P_{yB} > 36$ ГПа – в жидкую фазу. При нагружении ударной волной амплитудой $39 \text{ ГПа} < P_{yB} < 57$ 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 $P_{yB} = 42,5$ ГПа свинец на фронте ударной волны находится в смешанном твердожидком состоянии, но разгружается в жидкую фазу. В зоне периферии $P_{yB} = 34$ ГПа свинец разгружается в смешанную твердожидкую фазу и не имеет прочности.

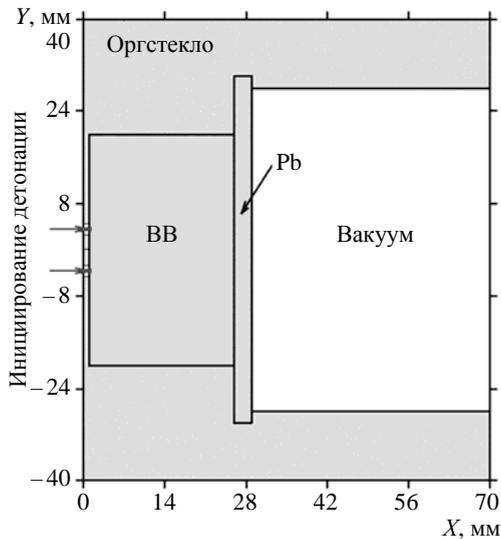


Рис. 6. Начальная геометрия задачи

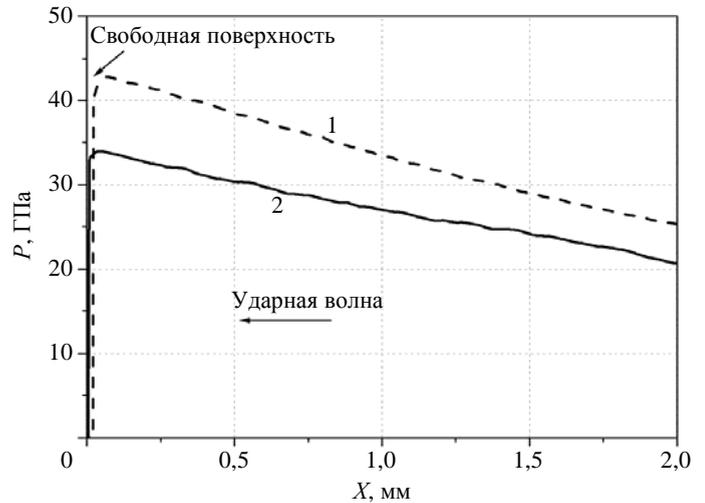


Рис. 7. Профиль ударных волн, выходящих на свободную поверхность образца: 1 – зона столкновения, 2 – зона периферии

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).

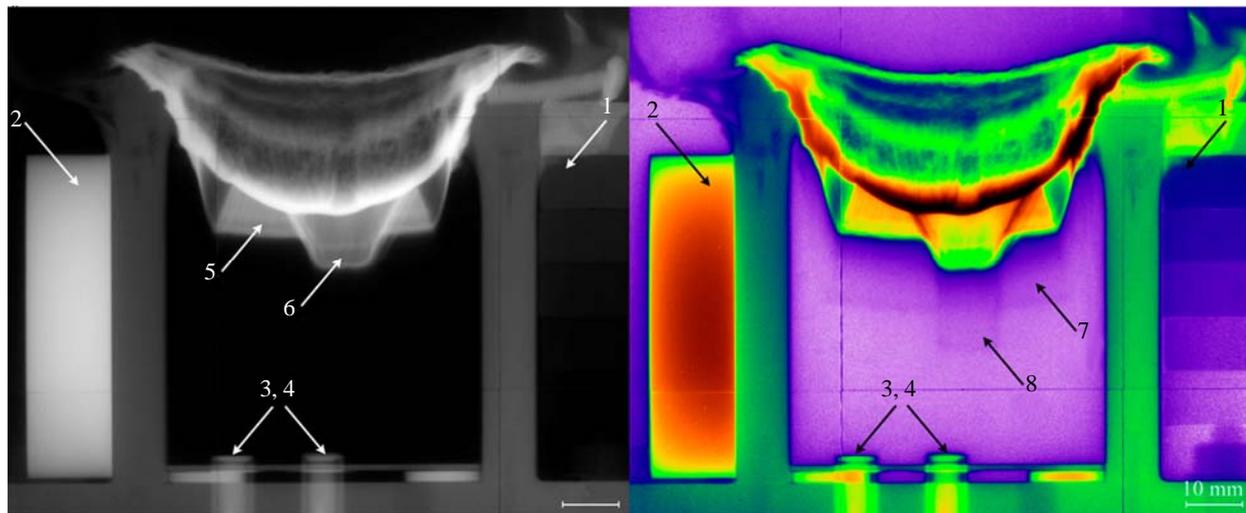


Рис. 9. Кадр, полученный в протонографическом эксперименте: 1 – клин для тонких оптических толщин, 2 – клин для толстых оптических толщин, 3 – пьезодатчик, 4 – датчик PDV, 5 – диспергированный образец в зоне периферии, 6 – диспергированный образец в зоне столкновения, 7 – пыль в зоне периферии, 8 – пыль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

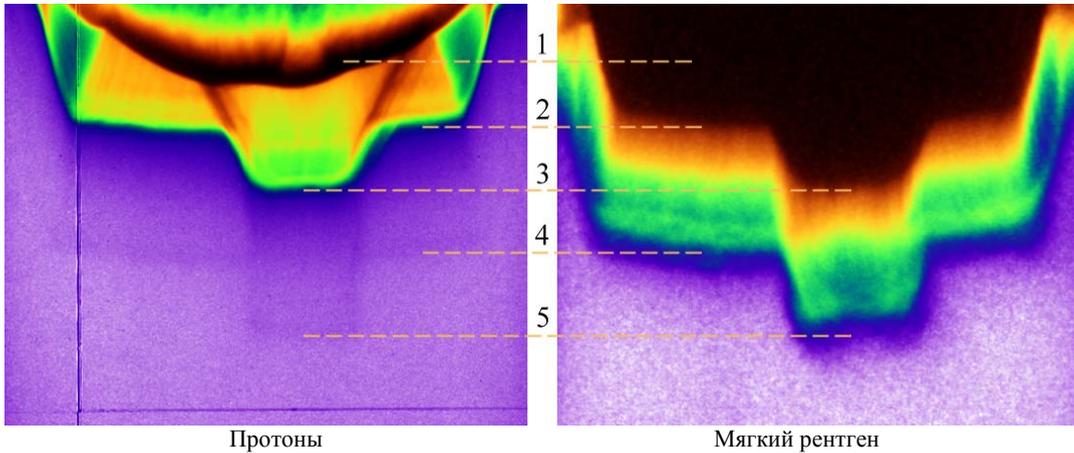


Рис. 10. Регистрация взрывного процесса в протонографическом и рентгенографическом экспериментах: 1 – непросвеченная область, 2 – граница диспергированного образца в зоне периферии, 3 – граница диспергированного образца в зоне столкновения, 4 – фронт пыли в зоне периферии, 5 – фронт пыли в зоне столкновения

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. $0,16 \text{ г/см}^3$.

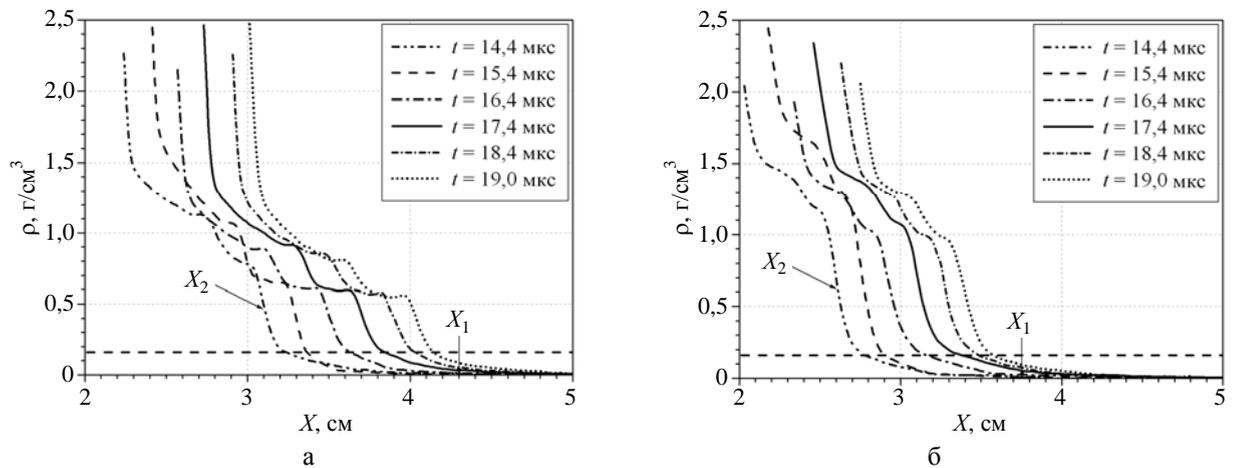


Рис. 11. Распределение плотности внутри облака частиц и диспергированного образца: а – зона столкновения, б – зона периферии (на оси пьезодатчика); X_1 – координата фронта пыли, X_2 – координата диспергированной области образца

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).

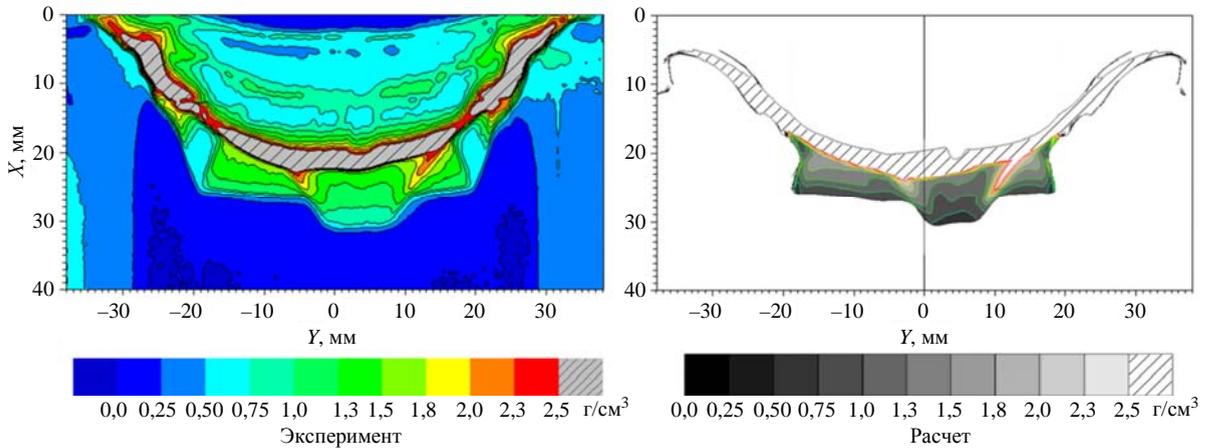


Рис. 12. Пространственное распределение плотности в свинцовом образце на момент времени $t \approx 14,4$ мкс

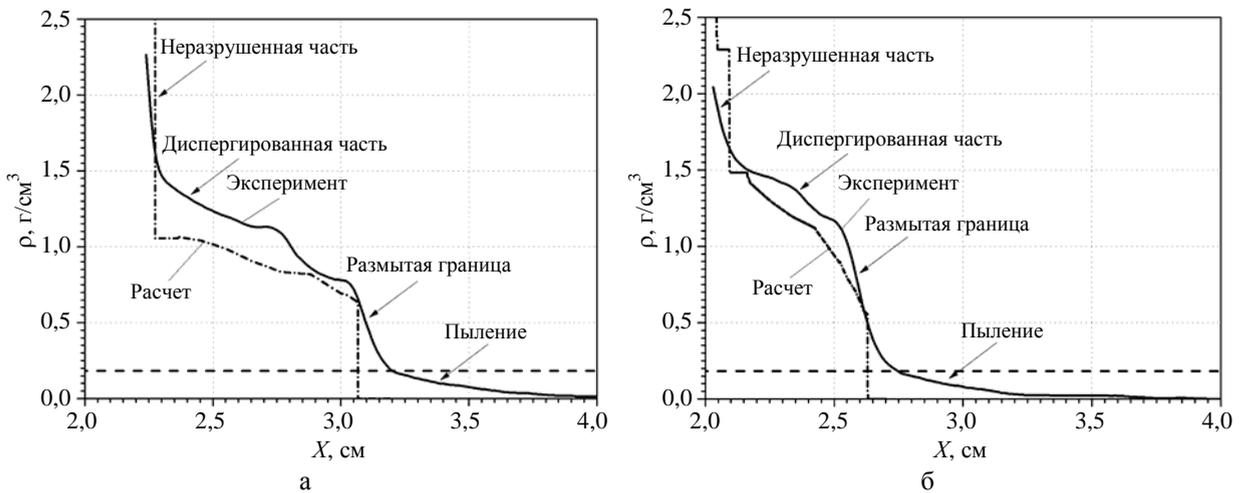


Рис. 13. Распределение плотности в образце в зоне столкновения волн (а) и в зоне периферии (б) вдоль координаты X на момент времени $t \approx 14,4$ мкс

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.

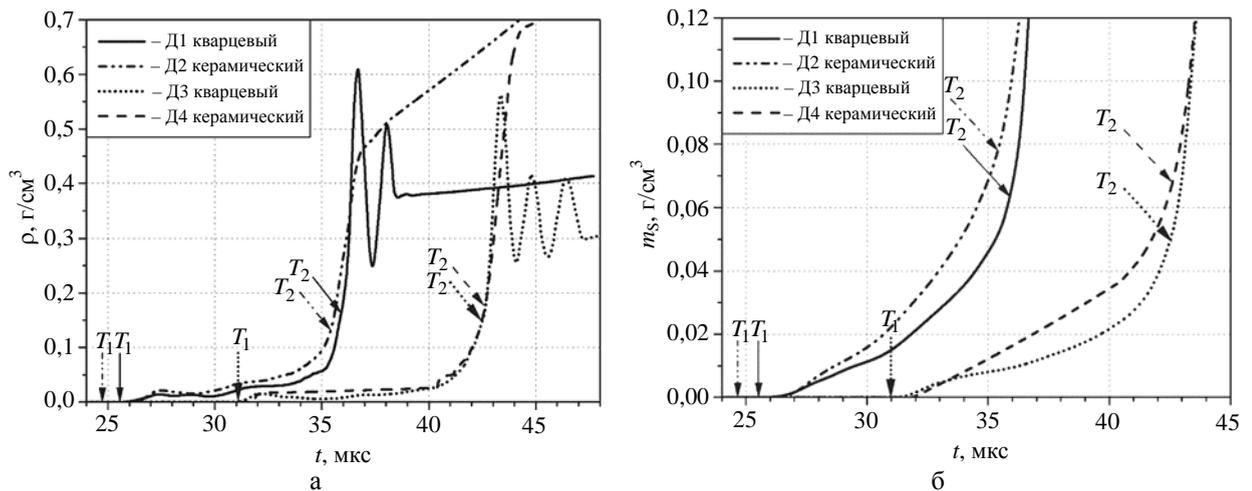


Рис. 14. Распределения плотности (а) и массы (б), регистрируемые пьезодатчиками в зоне столкновения волн (Д1 и Д2) и на периферии (Д3 и Д4): T_1 – момент подлета фронта пыли; T_2 – момент удара плотной диспергированной части

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.

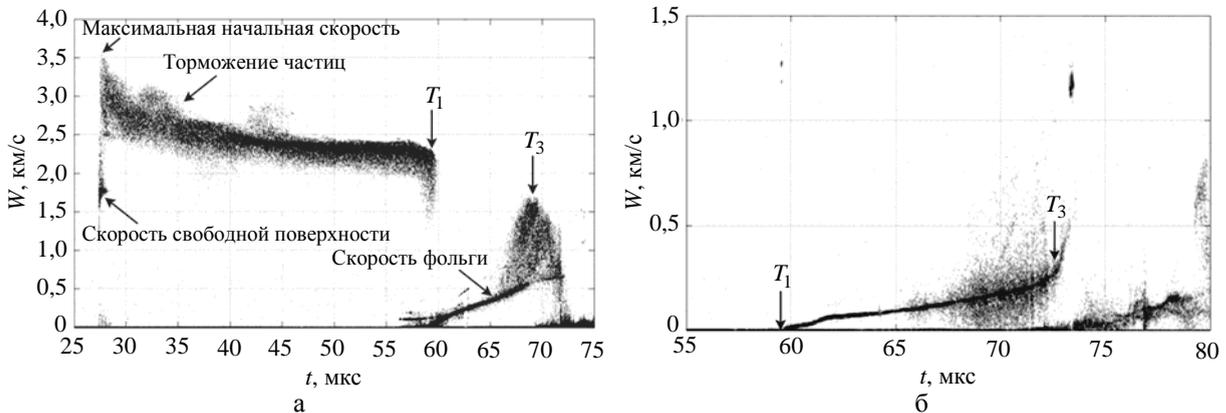


Рис. 15. Спектрограмма, зарегистрированная с помощью PDV: а – скорости частиц и скорость стекла толщиной 330 мкм ; б – скорость танталовой фольги; $T_0 = 27,384 \text{ мкс}$ – момент выхода УВ на свободную поверхность; T_1 – начало движения индикаторной фольги; T_3 – момент прорыва индикаторной фольги

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.

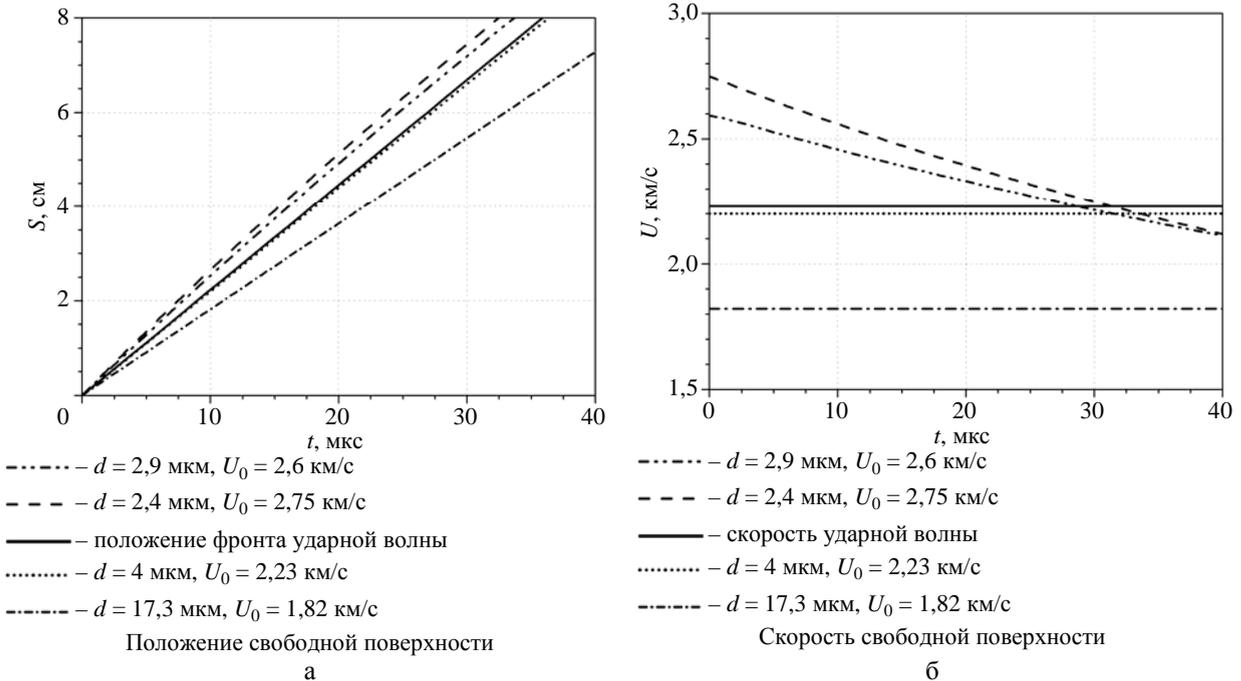


Рис. 16. Траектории движения частиц (а) и их скорости (б), рассчитанные по формуле (10).
Связь размера и скорости частиц рассчитана как $\bar{d} = \bar{d}(U_0)$ по модели [52] ($a_0k = 0,47$)

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.

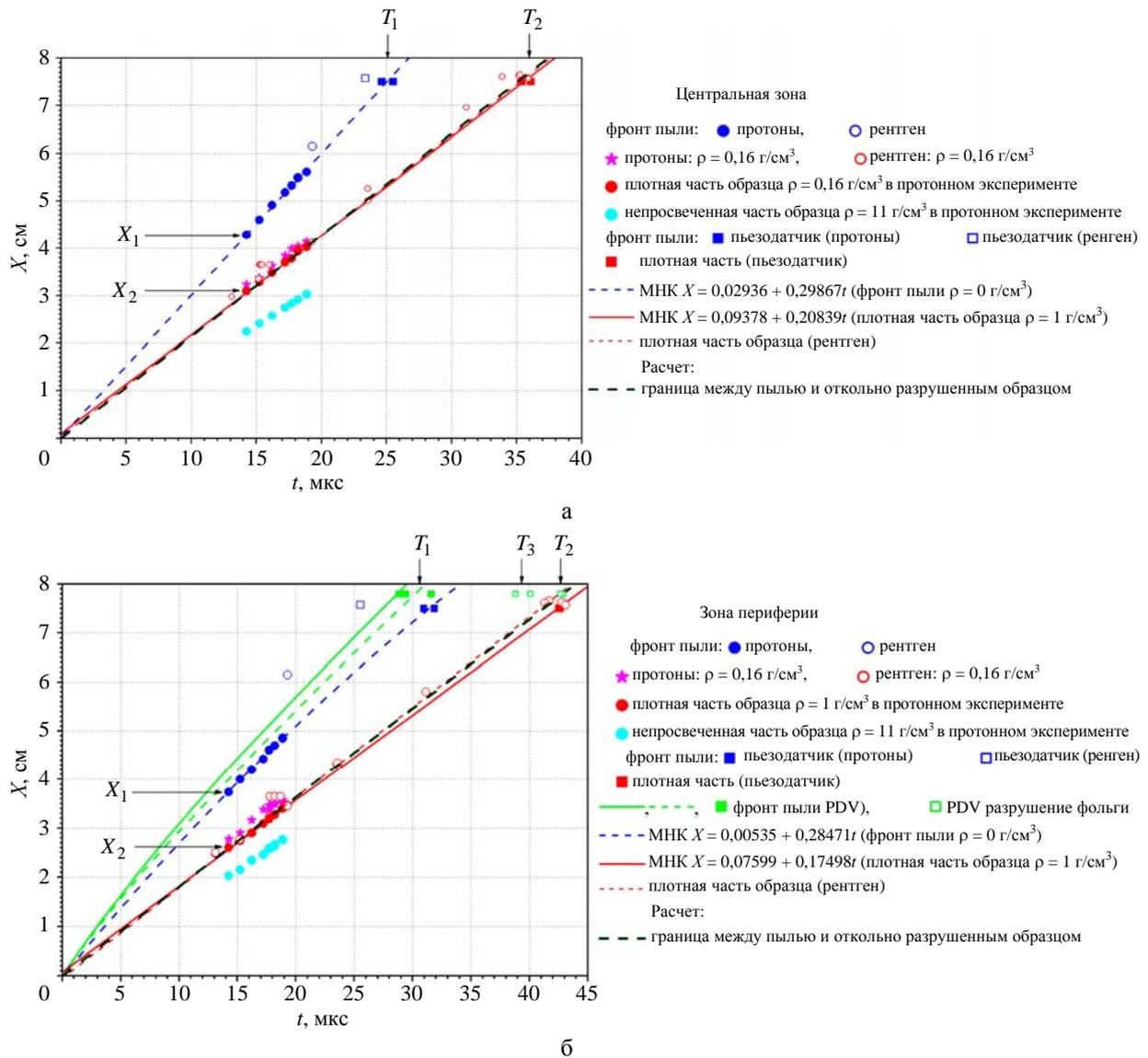


Рис. 17. $X-t$ -диаграмма движения характерных границ: а – зона столкновения, б – зона периферии

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.

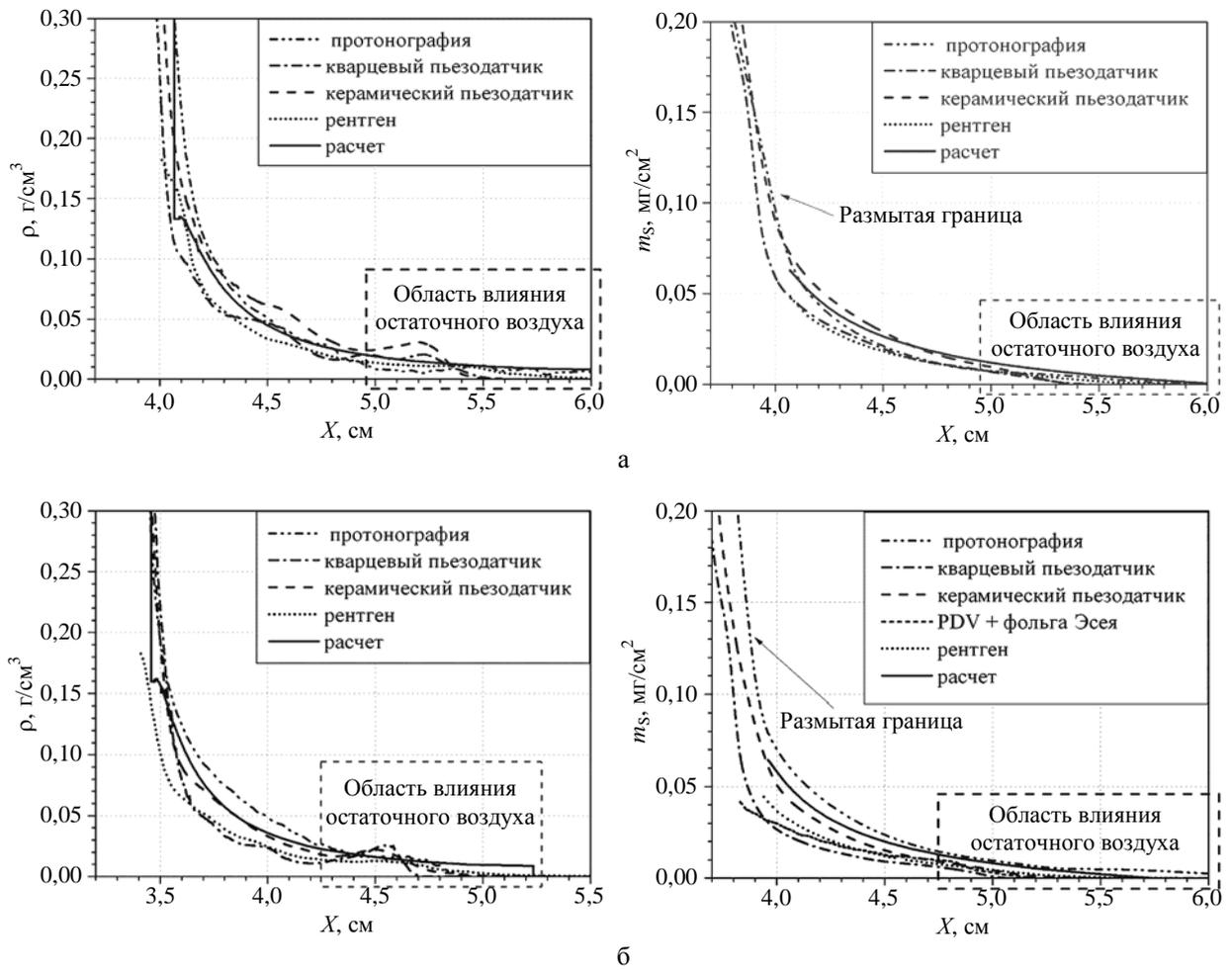


Рис. 18. Распределение плотности выброшенных частиц вдоль координаты X и масса выброшенных частиц, пересекающих координату X , на момент времени $t = 19$ мкс: а – зона столкновения, б – зона периферии

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).

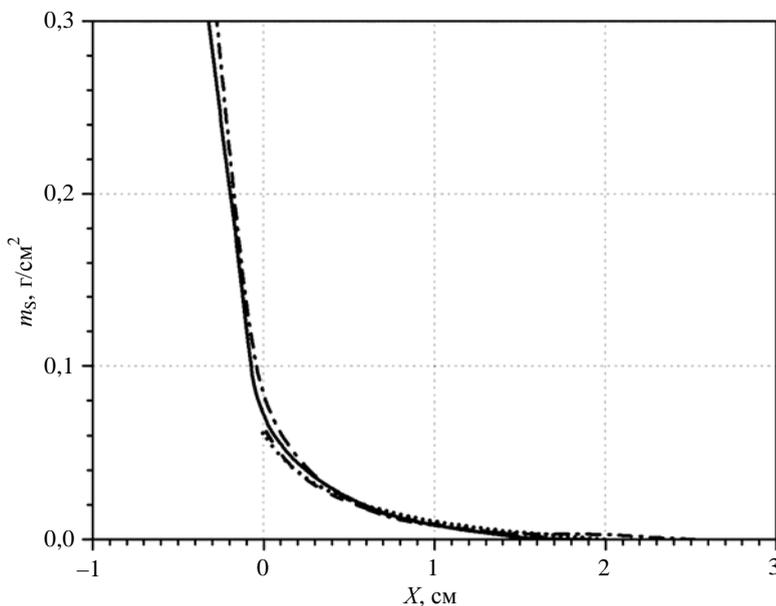


Рис. 19. Сравнение масс частиц, пересекающих координату X , полученных в зоне периферии (— — эксперимент, — расчет) и в зоне столкновения (--- — эксперимент, ---- — расчет)

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., Землянику 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 Detonationssto wellen in Leichtmetallen zur Bestimmung der Zustandsgleichung der Metalle // *Z. Angew. Phys.* 1950. Bd. II, Helf 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 korper // *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.