

ИМПУЛЬСНОЕ НАГРУЖЕНИЕ ОБЪЕКТОВ ПРИ СИЛЬНОМ РАСШИРЕНИИ ПРОДУКТОВ ВЗРЫВА ТВЕРДЫХ ВЗРЫВЧАТЫХ ВЕЩЕСТВ (ОБЗОР)

Э. Э. Лин

РФЯЦ, ВНИИ экспериментальной физики, 607190 Саров, root@gdd.vniief.ru

Рассмотрены особенности импульсного нагружения объектов, создаваемого при сильном расширении продуктов взрыва твердых взрывчатых веществ. Приведены параметры полуэмпирического уравнения состояния продуктов взрыва в ранее мало изученной области плотности. Обобщены результаты экспериментальных исследований отражения нестационарных ударных волн от жесткой стенки и их воздействия на тонкие преграды. Описаны процессы, протекающие при умеренных по интенсивности динамических воздействиях на сплошные и пористые среды: множественное соударение твердых тел с твердыми преградами; ударно индуцированная коалесценция наноалмазов; излучательные эффекты при расширении продуктов взрыва в вакуумированный объем, в воздух и в инертный газ.

Ключевые слова: продукты взрыва, сильное расширение, импульсное нагружение.

ВВЕДЕНИЕ

Широкое применение твердых взрывчатых веществ (ВВ) в физическом эксперименте обусловлено возможностью значительной — на несколько порядков — вариации параметров импульсного нагружения объектов в зависимости от геометрии задачи и начального состояния исследуемой системы [1, 2]. Наиболее высокие динамические давления p с длительностью действия $\tau \approx 10^{-6} \div 10^{-5}$ с соответствуют состоянию продуктов взрыва (ПВ) вблизи фронта детонации и в волне Тейлора. Этим обусловлено преимущественное изучение термодинамических свойств ПВ при высоких плотностях: $\rho \approx 10^3 \div 10^2$ кг/м³, т. е. в области вблизи точки Жуге и при малой степени расширения ПВ $V/V_H \approx 10$ ($V = 1/\rho$ — текущий удельный объем, V_H — удельный объем в точке Жуге). Вместе с тем стадия дальнейшего расширения продуктов взрыва представляет интерес как с точки зрения изучения их термодинамических свойств, так и в плане создания умеренных динамических давлений с длительностью действия $\tau > 10^{-5}$ с. Характерными процессами в задачах такого рода являются перекачка потенциальной энергии ПВ в кинетическую по мере их расширения, формирование нестационарных течений и ударных волн (УВ) в различных средах, импульсное воздействие УВ и метаемых твердых тел на преграды. Исследования этих процессов связаны с развитием ме-

тодов обработки материалов взрывом, а также с лабораторным моделированием действия различных факторов взрыва на объекты окружающей среды (см. [2–4]).

В известной мере перечисленные выше процессы изучены достаточно подробно (см., например, [2]). Однако можно выделить ряд специфических вопросов, которые требуют более тщательного рассмотрения. В первую очередь, это касается однозначного определения термодинамических параметров ПВ при их сильном расширении, когда $V/V_H \approx 10^2 \div 10^3$. Характер и параметры создаваемых импульсных нагрузок связаны со спецификой той или иной прикладной задачи. Например, при отражении нестационарной УВ от твердой преграды профиль давления во времени связан с геометрией заряда ВВ и с расстоянием от заряда до преграды. При взрыве удаленного сосредоточенного заряда спад давления во времени на начальной стадии отражения УВ происходит более круто, чем при взрыве протяженного заряда, расположенного вблизи преграды. Корректное определение зависимости амплитуды и длительности импульса давления от начальных условий эксперимента позволяет исследовать отклик нагружаемых объектов в широком диапазоне изменения параметров воздействия. Вполне определенный интерес представляет также задача коллективного направленного разгона твердых тел расширяющимися ПВ. Отсюда возникает проблема «низкоскоростно-

го» множественного удара. Кроме того, можно выделить проблему «мягкого» динамического нагружения пористых сред из нанометричных частиц, не приводящего к глобальным фазовым превращениям в наноструктурированных образцах.

Выбор перечисленных примеров связан с расширением диапазона исследований [2–4] механической стойкости материалов и конструкций, а также с развитием динамических методов получения сверхтвердых материалов, в частности «взрывных» алмазов [2, 5]. Задачи исследований, рассматриваемых в данном обзоре, формулируются в § 1 с обозначением их новизны. В § 2–4 изложены результаты их решения. Полученные результаты и перспективы дальнейших исследований обсуждаются в § 5. Там же описываются излучательные процессы, наблюдаемые при сильном расширении ПВ в вакуумированный объем, в воздух и в инертный газ — ксенон.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧ

Характер взаимодействия расширяющихся продуктов взрыва с различными средами связан с термодинамическим состоянием ПВ, которое определяется из полуэмпирических уравнений состояния (см., например, [2, 6–9]). Эти уравнения позволяют определить давление ПВ в зависимости от плотности при заданном показателе политропы k (или коэффициенте Грюнайзена γ). Эффективный показатель политропы k изменяется с плотностью, уменьшаясь от значения $k \approx 3$ в точке Жуге, где велика роль упругих сил взаимодействия частиц ПВ, до $k \approx 1$ в области параметров, где взаимодействие частиц разреженных ПВ носит в основном тепловой характер. На стадии сильного расширения ПВ, соответствующей отсутствию упругих сил («идеальному» газу), показатель политропы обычно определяется либо априори, либо расчетным путем и для различных бризантных ВВ находится в диапазоне $k_0 = 1,14 \div 1,375$, при этом он может различаться для одного и того же ВВ в зависимости от выбранного вида уравнений состояния [2, 8]. Вместе с тем в ряде задач точное знание этого параметра оказывается принципиально важным, так как он определяет уровень остаточных давлений в области взрыва. Для индивидуальных ВВ, состав ПВ которых известен, значение k_0 можно найти путем вычислений теплотемкостей отдельных компонентов. Для сме-

совых ВВ, в частности для ВВ с различного рода добавками, такой подход представляется затруднительным из-за сложности состава ПВ и протекающих в них релаксационных процессов. Отсюда возникает необходимость прямого экспериментального определения k_0 на стадии сильного расширения ПВ, когда упругие силы взаимодействия молекул практически отсутствуют.

Лабораторное моделирование действия сильного атмосферного взрыва на различные объекты, как правило, осуществляется с помощью взрыва сферического заряда ВВ [2, 10–12]. Удобным инструментом для моделирования является также взрывная ударная труба с плоским зарядом ВВ [13–16]. Наибольшее внимание уделено исследованиям течения в УВ в ближней зоне взрыва на расстояниях $x \leq 200\Delta$ (Δ — толщина заряда) и на предельной квазиакустической стадии процесса. Промежуточная стадия распространения плоской взрывной УВ в воздухе изучалась в основном теоретически [17]. Поэтому представляет интерес экспериментально изучить особенности течения в умеренной УВ в диапазоне $x/\Delta = 200 \div 2000$. При этом целесообразно рассматривать режим отражения нестационарной УВ от твердой преграды, так как при этом достигаются наиболее высокие уровни нагрузок. Характер отражения падающей УВ связан с ее интенсивностью, которая зависит от пройденного фронтом УВ расстояния x от заряда ВВ, т. е. от степени расширения ПВ. Целесообразно также изменять вид зависимости давления от времени, что может быть достигнуто путем выделения энергии взрыва в протяженной области пространства с помощью объемно-распределенного заряда ВВ.

Механическое действие нестационарной УВ на элементы конструкций можно рассмотреть на примере импульсного деформирования пластин. Эта задача изучалась в работах [18–22] как теоретически, так и экспериментально. В экспериментах однозначно устанавливается связь интегральных характеристик деформирования — остаточного прогиба пластины и деформации срединной поверхности — с параметрами нагружения, в частности с удельным импульсом давления, распределенного либо по всей поверхности пластины, либо по части ее (локальное нагружение). В расчетном плане задача обычно рассматривается в рамках модели [19] жесткопластического тела, позволяющей

определить деформации растяжения срединной поверхности пластины, т. е. учесть влияние мембранных сил при больших прогибах. Однако в упомянутых работах значения удельного импульса давления, диаметра области нагружения, диаметра и толщины пластины варьировались в узких пределах, что затрудняет получение обобщенных зависимостей остаточных прогибов и разрушающих деформаций пластин от характеристик воздействия.

Исследованиям высокоскоростного метания и удара твердых тел при взрывах зарядов твердых ВВ посвящено большое количество как экспериментальных, так и теоретических работ. Результаты этих исследований проанализированы и обобщены в [2, 23–25]. В подавляющем большинстве задач рассматривается одиночное воздействие ударника с начальной массой $m_0 \approx 1 \div 10$ г на различные материалы при начальной скорости соударения $U_0 \approx 1 \div 10$ км/с. Рассматриваются различные механизмы соударения и проникания тел в материал преграды, приводящие к образованию и распространению трещин. Достигнутые результаты, в целом, позволяют прогнозировать поведение различных материалов при высокоскоростном одиночном ударе.

Исследование коллективного воздействия твердых тел на преграды представляет интерес для разработки средств защиты элементов конструкций от осколочного действия взрыва [26, 27] и от воздействия потоков техногенного космического мусора при догонных столкновениях [28, 29], а также в плане установления на «макроскопическом» уровне эффективности механизмов [30–33] проникания потоков микрочастиц в конденсированные среды. В свете этого можно условно выделить два типа задач, связанных с воздействием потоков твердых тел на твердые преграды при скоростях соударения $U_0 = 1 \div 5$ км/с: 1) взаимодействие преграды с множеством ($\approx 10^8 \div 10^{12}$) микрочастиц размерами $d_0 = 10^{-6} \div 10^{-4}$ м; 2) взаимодействие с преградой нескольких тел с характерными размерами $d_0 = 1 \div 10$ мм. В обоих типах задач определяющим является высокоскоростное деформирование материала. Это позволяет рассчитывать на выявление общих черт в процессах множественного ударного воздействия микрочастиц и макрочастиц на преграды. В [34] на основе неравенств, связывающих начальную скорость частицы, ее размер и критическую скорость деформации, при превыше-

нии которой происходят сдвиговое упрочнение и отрывное охрупчивание материала, высказано предположение о возможности повышения эффективности проникания в материалы частиц достаточно больших размеров.

В отмеченных выше работах для анализа основных механизмов взаимодействия потока твердых частиц с материалом преграды используются хрупкие, пластические и откольные модели. В хрупких моделях материал преграды рассматривается как упругохрупкая среда. Пластические модели связаны с образованием сдвиговых напряжений в материалах ударников и преграды в области контакта. Взаимодействие волн напряжений, создаваемых соседними ударниками, приводит к возникновению значительных деформаций сдвига и к частичной, а также к локально полной потере прочности среды преграды. В откольных моделях рассматривается, в частности, возникновение в преграде продольных каналов нарушения сплошности в результате интерференции (фокусировки) волн разгрузки, источником которых являются боковые грани частицы, тыльная поверхность соседних частиц, а также поверхности преграды, на которых возникают краевые эффекты. В данном случае речь идет о «внутреннем» продольном отколе, а не об отколе на тыльной поверхности преграды, связанном с упомянутыми краевыми эффектами. Локализованные области потери прочности и полые каналы (трещины), по-видимому, зарождаются в результате накопления повреждений на мезоскопическом и микроскопическом уровнях. Совместное действие пластических и откольных механизмов повышает эффективность множественного соударения твердых частиц с преградами. Общей чертой упомянутых механизмов является отсутствие строгого ограничения на размер частиц-ударников.

Коллективный характер процесса взаимодействия преграды с потоком твердых макроскопических тел наиболее отчетливо может проявляться в условиях, при которых одиночное воздействие оказывается слабым. Таким условиям соответствуют «малые» скорости соударения, значительно меньшие критической скорости удара U_* , выше которой прочностные свойства материала преграды мало влияют на характер взаимодействия с ударником. С другой стороны, начальная скорость соударения U_0 должна быть не меньше пороговой скорости U_{sol} [17, 25], соответствующей началу

механического дробления материала преграды: $U_{sol} \geq (2E_{sol})^{1/2}$, где E_{sol} — удельная энергия, идущая на дробление твердой среды, «когда еще не происходит превращения твердой фазы в жидкую или газообразную» (см. [25]). Тогда условие по скорости соударения имеет вид $U_{sol} \leq U_0 \ll U_*$. Например, в случае алюминиевой преграды в соответствии с данными [25] ($E_{sol} = 1 \cdot 10^5$ Дж/кг, $U_{sol} \approx 450$ м/с, $U_* = 4000$ м/с) это условие выполняется в области скоростей $1000 \div 2000$ м/с, в которой происходит перегиб эмпирической зависимости [35] отношения глубины z проникания ударника к его диаметру d_0 от скорости соударения для сочетания материалов ударника и преграды «железо — алюминий». Отмеченный перегиб связан с существенным изменением состояния материала ударника при высоких сдвиговых напряжениях. Это приводит к резкому изменению характера проникания твердого тела в среду при одиночном ударе, поэтому соответствующая ему область скоростей может представлять интерес с точки зрения эффективности множественного удара.

Отсюда возникает необходимость разработки взрывных устройств для коллективно направленного разгона твердых тел, движущихся с умеренной скоростью. Создание таких потоков ударников возможно в ударной трубе с плоским зарядом ВВ [13, 36]. Для сохранения целостности жестких ударников (стальных шариков) в процессе разгона предпочтительна стадия сильного расширения ПВ, когда динамическая нагрузка на разгоняемое твердое тело не приводит к его разрушению.

Развитие взрывных технологий в первую очередь связано с проблемой утилизации штатных ВВ. Один из наиболее реальных путей утилизации ВВ — получение из них сверхтвердых материалов, в частности синтетических алмазов [2, 5]. В ряде работ достаточно подробно рассматривались вопросы синтеза наноалмазов из твердых ВВ (см., например, [37–42]). В [43] предпринималась попытка получения сверхтвердого материала путем ударного компактирования алмазного порошка, включающего в себя ультрадисперсную фракцию. В этой работе диапазон давлений составлял $30 \div 90$ ГПа. Указанная область давлений с характерной длительностью действия порядка 10^{-6} с использовалась в большинстве работ по динамическому (ударно-волновому) синтезу алмаза (см. [2, 5, 44]). При столь интен-

сивном нагружении происходит значительный разогрев пористой углеродной среды, что приводит к графитизации алмаза и ухудшению кристаллических свойств получаемых образцов. В этом свете определенный интерес представляет осуществление сравнительно слабого динамического нагружения [45, 46] порошка детонационных наноалмазов с амплитудой давления $6 \div 10$ ГПа и длительностью действия порядка 10^{-5} с. Такой режим нагружения пористой углеродной среды, связанный с отсутствием термодинамического равновесия, предполагаемого на фазовой диаграмме углерода [5, 44], может быть создан с помощью взрывного баллистического пресса [45], в котором плавный разгон ударника (плунжера) осуществляется с помощью расширяющихся ПВ.

В последующих параграфах приводятся результаты решения поставленных задач.

2. ПАРАМЕТРЫ УРАВНЕНИЯ СОСТОЯНИЯ ПВ НА СТАДИИ СИЛЬНОГО РАСШИРЕНИЯ

Рассмотрим калорическое уравнение состояния ПВ вида [21]

$$p = A\rho^n + \gamma\rho E. \quad (1)$$

Здесь E — удельная внутренняя энергия, A , n — постоянные (определяются из условий в точке Жуге), γ — коэффициент Грюнайзена, зависящий от плотности по линейному закону:

$$\gamma = \gamma_0 + C\rho, \quad C \approx \frac{\gamma_H - \gamma_0}{\rho_H}. \quad (2)$$

Индекс 0 соответствует идеальному газу ($\gamma_0 = k_0 - 1$), индекс H — состоянию в точке Жуге. На основе законов сохранения [21] во фронте детонационной волны можно получить следующие приближенные выражения для A , n [47]:

$$n = \frac{\gamma_H/\alpha + \gamma_H - 1 - 2\alpha\gamma_H + \gamma_0\alpha}{\gamma_H - \alpha}, \quad (3)$$

$$A = \frac{D^2}{\rho_e^{n-1}} \frac{k_H^n}{(k_H + 1)^{n+1}} \left[1 - \frac{\alpha}{\alpha + 1} \frac{k_H}{k_H - 1} \right]. \quad (4)$$

Здесь ρ_e — начальная плотность ВВ, D — скорость детонации, k_H — показатель политропы ПВ в точке Жуге, $\gamma_H = k_H\alpha/(\alpha + 1)$, $\alpha = p(\partial V/\partial E)_p$, $V = 1/\rho$ — удельный объем. Для бризантных ВВ параметры ρ_e , D , k_H и α

известны (см. [21]). Следовательно, для построения уравнения состояния вида (1), (2) достаточно знать величину γ_0 . Остальные параметры рассчитываются по формулам (3), (4).

Правомерность такого приближенного подхода можно проверить на примере индивидуального ВВ, для которого значение γ_0 определено. В работе [47] приведена зависимость коэффициента Грюнайзена от плотности для чистого тэна, вычисленная по формуле (2) с использованием данных [21]. В области плотностей более 1000 кг/м^3 эта зависимость сравнивалась с результатами вычислений величины γ , полученными на основе сопоставления расчетной и экспериментальной диаграмм «радиус — время» цилиндрической оболочки, первоначально заполненной ВВ. Различие составляет около 20 %, поэтому данный подход можно считать подходящим для оценок термодинамических параметров ПВ и в области больших плотностей.

Прямой способ определения γ_0 предложен и разработан в [47, 48]. Его основой является измерение установившегося (гидростатического) давления ПВ \bar{p} и скорости звука \bar{c} в замкнутой взрывной камере при плотности заряжения ρ_0 , определяемой как отношение массы ВВ к объему камеры и соответствующей отсутствию упругих сил:

$$\bar{p} = (k_0 - 1)\rho_0 E = \gamma_0 \rho_0 E, \quad (5)$$

$$\bar{c} = \sqrt{k_0(k_0 - 1)E} = \sqrt{\gamma_0(1 + \gamma_0)E}. \quad (6)$$

Если условия измерения выбрать такими, чтобы потери энергии в фазе развития гидростатического давления за счет теплового потока к стенке и трения при турбулентном течении газа были малы, то в качестве внутренней энергии можно использовать теплоту взрыва ВВ [21]: $E = Q$.

Выполненные в [47, 48] измерения \bar{p} и \bar{c} в опытах с различными смесевыми бризантными ВВ позволили установить, что на стадии расширения ПВ, соответствующей отсутствию упругих сил, значение эффективного показателя политропы лежит в диапазоне $k_0 = 1,17 \div 1,22$ ($\gamma_0 = 0,17 \div 0,22$). Достоверность определения γ_0 подтверждена измерениями скорости звука в ПВ в камере, основанными на регистрации циркуляции волн сжатия между торцами камеры (рис. 1). Измеренные значения \bar{c} лежат в диапазоне $1000 \div 1100 \text{ м/с}$ и не более

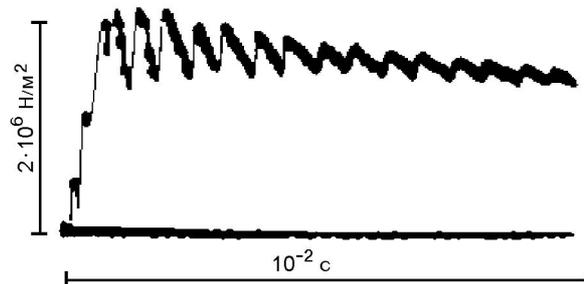


Рис. 1. Осциллограмма давления на стенке цилиндрической взрывной камеры:

длина камеры $L = 0,5 \text{ м}$, внутренний диаметр $d = 0,09 \text{ м}$; плоский листовый заряд ВВ расположен у торца, средняя по объему камеры плотность заряжения $\rho_0 = 2,2 \text{ кг/м}^3$; камера вакуумирована до давления воздуха 100 Па ; пьезоэлектрический датчик давления расположен на середине длины камеры L

чем на 10 % отличаются от рассчитанных по формуле (6) со значениями k_0 , найденными из формулы (5) с использованием измеренных величин \bar{p} . С помощью калориметрических измерений установлено, что в пределах погрешности измерений $\pm 10 \%$ теплота взрывчатого разложения ВВ соответствует табличному значению теплоты взрыва. Это означает, что в опытах [47, 48] не происходило «перезакалки» ПВ при их нагреве отраженными от стенок камеры ударными волнами, которая имела место в опытах [49] с тротилом и приводила к уменьшению теплоты взрывчатого разложения по сравнению с теплотой взрыва, определяемой при взрыве ВВ в массивной водяной оболочке. Можно полагать, что процесс перезакалки, связанный с протеканием сравнительно медленных химических реакций, изменяющих «закаленный» при разлете состав ПВ, имеет место в основном при взрыве медленно реагирующих индивидуальных ВВ. В опытах [47, 48] со смесевыми бризантными ВВ гидростатическое давление в камерах небольших размеров устанавливалось достаточно быстро, что исключало влияние перезакалки.

Из-за дополнительного нагрева ПВ в отраженной от стенок камеры волне сжатия найденные значения k_0 могут несколько отличаться от соответствующих свободному (изоэнтропическому) расширению. Это отличие связано с возбуждением колебательных степеней свободы, а также с частичной диссоциацией и ионизацией молекул ПВ. Измерения яркостной температуры в условиях опытов [47] позволили оценить термодинамическую температуру

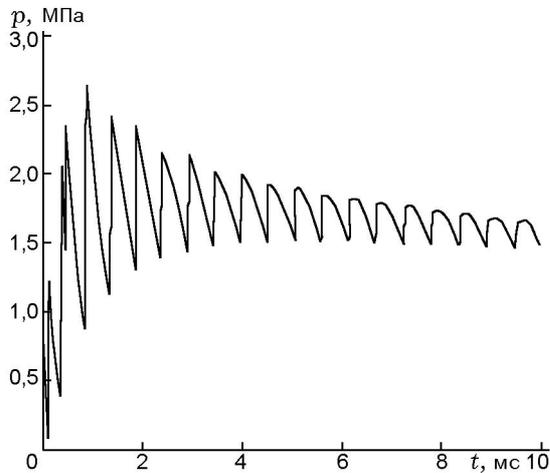


Рис. 2. Расчетная зависимость давления от времени на стенке цилиндрической взрывной камеры:

условия те же, что в опыте, представленном на рис. 1

ПВ в камере в момент достижения гидростатического давления ($t \approx 1$ мс) как $T \approx 3000$ К. Соответствующие поправки для k_0 (следовательно, и $\gamma_0 = k_0 - 1$) можно оценить путем расчета теплоемкостей ПВ на стадии сильного расширения. Вычисления [48] молярных теплоемкостей c_v сильно разреженных продуктов взрыва индивидуальных ВВ по формулам для многоатомных молекул с учетом возбуждения колебательных степеней свободы показали, что в диапазоне температуры ПВ $T = 300 \div 3000$ К значение отношения теплоемкостей c_p/c_v уменьшается приблизительно на 10 %. При этом в диапазоне $T = 700 \div 3000$ К, охватывающем процессы свободного расширения ПВ и процессы в замкнутых камерах, значение $c_p/c_v - 1$ уменьшается приблизительно на 20 %. Найденные величины γ_0 приближенно могут быть приняты как для описания процессов в замкнутых объемах, так и для свободного расширения ПВ. При этом можно осуществить «сшивку» с уравнением состояния в области больших плотностей (см. [50]).

В [51] показано, что метод построения уравнения состояния ПВ на стадии расширения ($V/V_H \approx 10^2 \div 10^3$) обеспечивает также оценки параметров ПВ в замкнутых камерах с атмосферным воздухом при высоких плотностях заряжения ВВ ($\rho_0 \geq 10$ кг/м³), когда влиянием догорания ПВ можно пренебречь. Последнее обстоятельство дает основание для попытки применить полученное уравнение со-

стояния в задачах описания ударно-волновых процессов в замкнутых объемах при взрыве заряда ВВ. В работе [51] численное моделирование расширения ПВ в замкнутой камере включало в себя нахождение уравнения состояния смеси ПВ и воздуха при малых концентрациях последнего, а также проведение двумерных расчетов течения в исследуемой системе. На «первом шаге» тестирование расчетной методики проводилось в условиях, соответствующих экспериментам [47] в «вакуумированной» камере. Полученная расчетная зависимость давления от времени на поверхности цилиндрической стенки камеры на середине ее длины (рис. 2) хорошо согласуется с данными регистрации давления в эксперименте (см. рис. 1). Достигнутое соответствие позволяет перейти к численному моделированию газодинамических процессов в камере, предварительно заполненной атмосферным воздухом, при условии, что количество воздуха мало по сравнению с массой заряда ВВ и догоранием ПВ можно пренебречь. Полученные в [51] расчетные зависимости давления от времени на поверхности цилиндрической стенки камеры находятся в соответствии с результатами измерений [48, 51].

Согласно [21] изоэнтропическое давление ПВ p_s , соответствующее уравнению состояния вида (1), (2), может быть записано следующим образом:

$$p_s = (\gamma_0 + C\rho)\rho^{1+\gamma_0} \exp C\rho \left\{ \int A\rho^{n-2-\gamma_0} \times \right. \\ \left. \times \left[n - \frac{\gamma_0 + 2C\rho}{\gamma_0 + C\rho} \frac{\exp(-C\rho)}{\gamma_0 + C\rho} d\rho + B \right] \right\}. \quad (7)$$

Здесь B — константа, определяемая из условия прохождения через точку Жуге. В [50, 51] показано, что зависимость коэффициента Грюнайзена от плотности вида (2) и изоэнтропа (7), построенная с использованием экспериментально найденной величины γ_0 , в области высоких плотностей неплохо согласуются с данными [6], полученными при исследовании течения в детонационной волне, т. е. при высоких давлениях вблизи точки Жуге и при степени расширения ПВ порядка 10. Следовательно, способ [47] построения уравнения состояния ПВ, основанный на измерении установившихся давления и скорости звука в ПВ при малых плотностях, обеспечивает в первом приближении «сшивку» значений исследуемых термодинамических параметров, полученных различ-

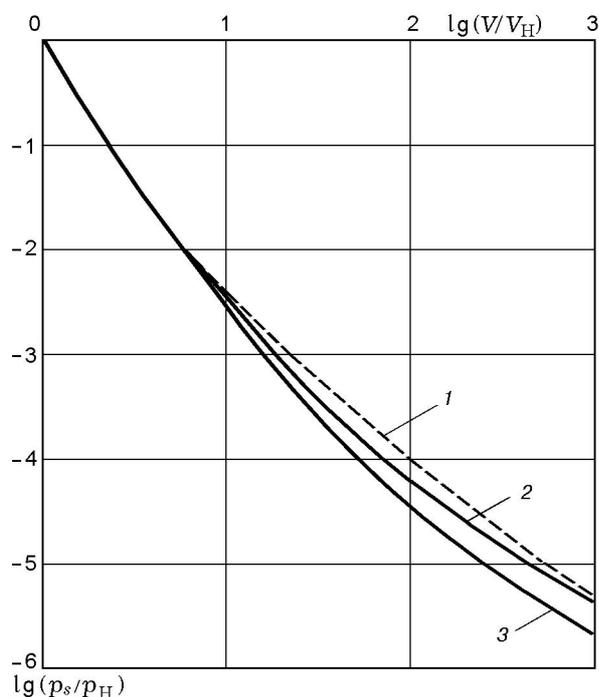


Рис. 3. Изоэнтропа расширения продуктов взрыва:

1 — типичная кривая [2] для смешанного бризантного ВВ, 2 — расчет по формуле (7) данной работы при $\gamma_0 = 0,17$, 3 — то же при $\gamma_0 = 0,22$

ными способами в разных областях расширения. На рис. 3 приведена изоэнтропа расширения ПВ в плоскости $\{p_s/p_H, V/V_H\}$ (p_H — давление в точке Жуге), построенная по формуле (7) в виде верхней и нижней границ кривых, соответствующих $k_0 = 1,17$ и $1,22$ ($\gamma_0 = 0,17$ и $0,22$). Там же нанесена изоэнтропа, приведенная в [2] для типичного смешанного ВВ. В области $V/V_H < 10$ все упомянутые кривые близки друг к другу. В диапазоне $V/V_H = 10 \div 10^3$ кривые 2, 3, полученные в данной работе, лежат ниже изоэнтропы 1, взятой из [2], где принято $\gamma_0 = 0,36$. Можно полагать, что кривые 2, 3 дают лучшее приближение, так как построены по данным экспериментального нахождения величины γ_0 .

Установленные экспериментально значения эффективного показателя политропы $k_0 = 1,17 \div 1,22$ в области сильного расширения ПВ близки друг к другу. В соответствии с замечанием К. К. Шведова (ИПХФ РАН, Черноголовка) это позволяет использовать среднее в установленном диапазоне значение $\bar{k}_0 \approx 1,20$. Тогда из выражений (3), (4) можно найти «осредненные по составам» параметры уравнения состо-

Осредненные по составам параметры уравнения состояния ПВ вида (1), (2)

$A\rho_H^{n-1}/D^2$	n	γ_0	γ_H	$C\rho_H$
0,096	2,5	0,2	0,85	0,65

яния ПВ (1), (2). Эти параметры приведены в таблице. Отсюда и из выражения (2) получаем зависимость коэффициента Грюнайзена ПВ от плотности:

$$\gamma = 0,2 + 0,65\rho/\rho_H. \quad (8)$$

Соответствующее осредненное по составам полумэмпирическое уравнение состояния ПВ имеет вид

$$p = 0,096 \left(\frac{\rho}{\rho_H}\right)^{2,5} \rho_H D^2 + \left(0,2 + 0,65\frac{\rho}{\rho_H}\right) \rho E. \quad (9)$$

Зависимость $\gamma(\rho)$ вида (8) приведена на рис. 4. По сравнению с данными [2, 6, 7, 9] для различных бризантных ВВ эта зависимость дает заметно меньшее значение γ при малых плотностях ($\rho/\rho_H \approx 10^{-3} \div 10^{-2}$) и несколько большее значение γ при высоких плотностях ($\rho \sim \rho_H$). Соответственно выражение (9)

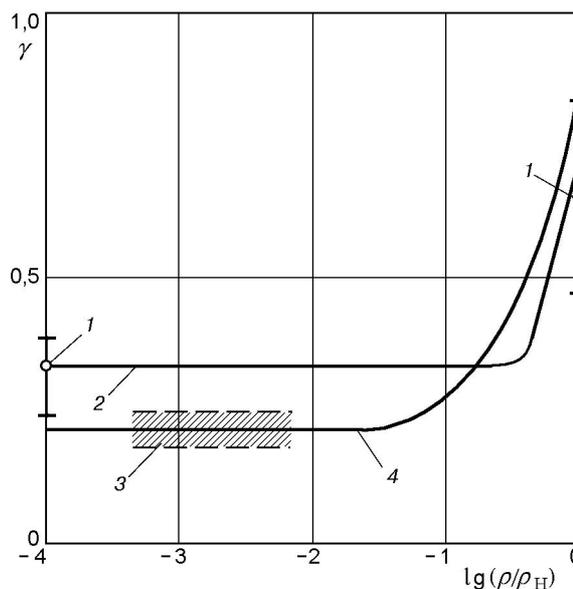


Рис. 4. Зависимость коэффициента Грюнайзена продуктов взрыва от плотности:

1 — осредненные данные [2, 6, 7, 9], 2 — кривая из работы [6], 3 — область измерений из работ [47, 48, 51], 4 — расчет по формуле (8) данной работы

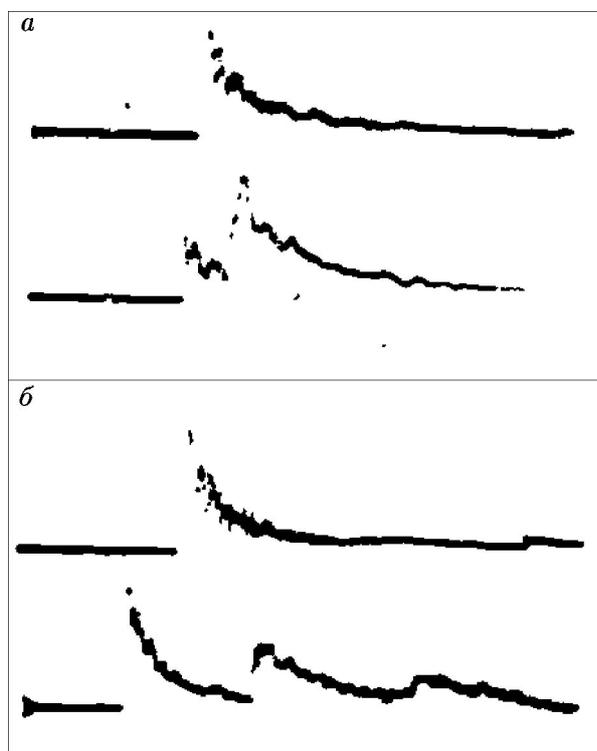


Рис. 5. Осциллограммы давления на стенке ударной трубы (нижний луч) и на закрытом торце (верхний луч) при взрыве плоского листового заряда ВВ:

внутренний диаметр трубы 0,09 м, толщина ВВ $\Delta = 0,5$ мм; *a* — расстояние от заряда до закрытого торца $L = 0,51$ м, датчик на стенке трубы расположен на отметке $x = 0,46$ м, длительность развертки $t = 0,5$ мс; *б* — $L = 0,76$ м, $x = 0,56$ м, $t = 1$ мс; на осциллограммах наблюдается волна сжатия, образовавшаяся при взаимодействии отраженной УВ с продуктами взрыва, скорость распространения которой ≈ 600 м/с

по сравнению с известными уравнениями состояния [2, 6, 7, 9] предсказывает меньшие давления при малых плотностях ПВ, когда упругими силами можно пренебречь. Степень адекватности и область применимости предложенного в работе [51] уравнения состояния ПВ вида (9) могут быть определены в последующих исследованиях, связанных с применением различных бризантных ВВ в физических экспериментах. Следует отметить, что разработанный метод определения параметров полуэмпирического уравнения состояния продуктов взрыва на стадии их сильного расширения вполне надежен, так как основан на прямых измерениях давления и скорости звука в ПВ в сохраняемых взрывных камерах.

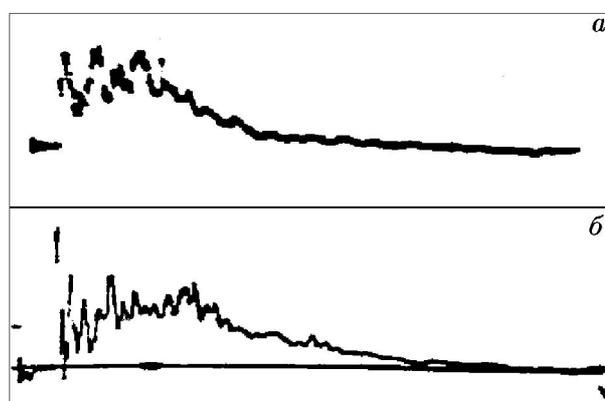


Рис. 6. Осциллограммы давления на закрытом торце ударной трубы при взрыве объемно-распределенного заряда ВВ:

внутренний диаметр трубы 0,4 м; *a* — длина заряда $x_0 = 0,3$ м, расстояние от заряда до закрытого торца $L = 0,2$ м, длительность развертки $t = 2$ мс; *б* — $x_0 = 0,6$ м, $L = 0,4$ м, $t = 3$ мс

3. ОСОБЕННОСТИ ИМПУЛЬСНОГО МЕХАНИЧЕСКОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ НА ПРЕГРАДЫ

Эксперименты [52–56] показали, что расширение ПВ зарядов твердых ВВ в $10^2 \div 10^3$ раз в ударных трубах обеспечивает создание умеренных по интенсивности механических импульсных воздействий различной физической природы: 1) нестационарных воздушных УВ с «растянутыми» профилями давления во времени (рис. 5, 6) с амплитудами $p_{\max} \approx 10 \div 10^2$ МПа и с длительностями $t_{0,1} \approx 10^{-4} \div 10^{-3}$ с на уровне $0,1p_{\max}$; 2) потоков твердых тел — стальных шариков массой $\approx 0,5$ г каждый, движущихся со скоростями порядка 1 км/с (рис. 7). Этим процессам соответствует ряд особенностей, рассматриваемых ниже.

Эксперименты [52, 53] проводились с использованием взрывных ударных труб с внутренним диаметром $0,09 \div 0,4$ м и длиной $1 \div 2$ м, заполненных воздухом при атмосферном давлении. Использовались плоские листовые заряды ВВ толщиной $\Delta = 0,5$ и 1 мм. Статистическая обработка данных регистрации давления в нестационарной УВ позволила установить характер подобия течения в исследуемых условиях. Так, $x-t$ -диаграмма фронта УВ в диапазоне относительных расстояний от заряда $x/\Delta = 200 \div 2000$ может быть описана аналитической зависимостью [53]:

$$\xi_{sf} = 19,3\tau_0^{2/3}.$$

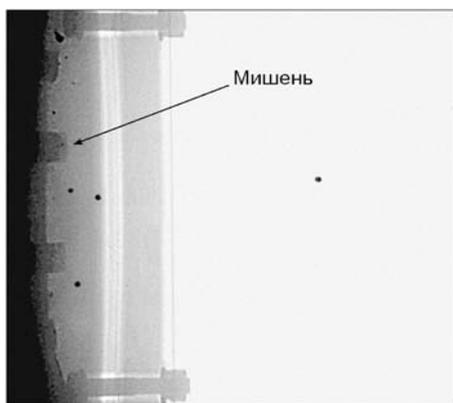


Рис. 7. Рентгеновое изображение стальных шариков диаметром 5 мм перед ударом по дюралюминиевой преграде:

шарики движутся справа налево; для регистрации используется точечный рентгеновский источник, расположенный на расстоянии около 3 м от оси ударной трубы, поэтому преграда видна «под углом»; за ударной трубой на расстоянии ≈ 1 м от оси располагаются рентгеновские пленки, закрываемые тонким алюминиевым экраном

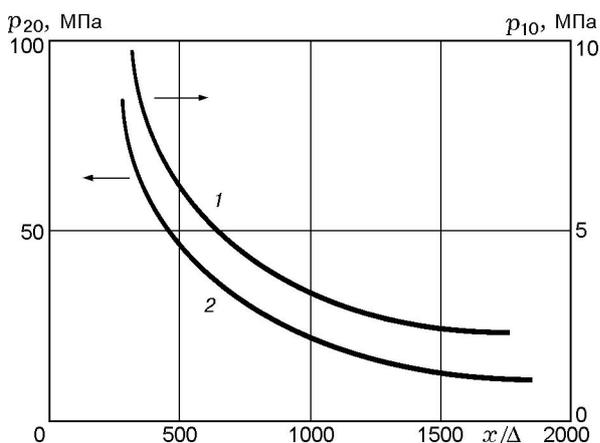


Рис. 8. Зависимость амплитуды давления в проходящей УВ и на жесткой стенке от относительного расстояния при взрыве плоского листового заряда ВВ в ударной трубе:

1 — проходящая УВ, 2 — жесткая стенка

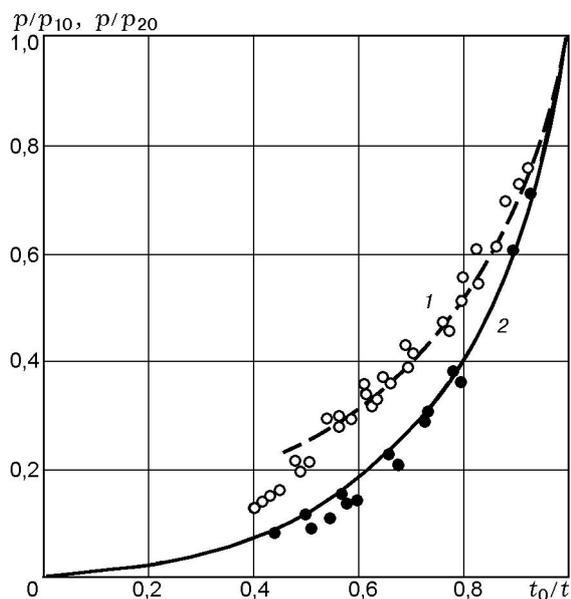


Рис. 9. Безразмерные зависимости давления от времени в проходящей УВ (1) и на жесткой стенке (2) при взрыве плоского заряда ВВ в ударной трубе:

точки — данные измерений [52, 53], линии — расчеты [52, 53] по модели сильного взрыва [57, 58]

Здесь $\xi_{sf} = x_1/\Delta$ — безразмерная координата фронта УВ, $\tau_0 = (t_0/\Delta)u_0$, t_0 — измеренное с помощью пьезоэлектрических датчиков давления время прихода фронта УВ в данное сечение x_1 ударной трубы, $u_0 = 10^3$ м/с — характерный масштаб скорости газа в УВ. Показатель степени в приведенной зависимости соответствует сильному взрыву в случае плоской геометрии. Тогда выражение для скорости D_{sf} фронта УВ можно записать в виде

$$D_{sf} = \frac{2 x_1}{3 t_0} = 56,5 \frac{u_0}{\xi_{sf}^{1/2}}$$

По скорости фронта УВ можно, с учетом данных [21] для ударно-сжатого воздуха, вычислить давление p_{10} во фронте падающей УВ и амплитуду давления p_{20} при отражении УВ от абсолютно жесткой стенки на заданном безразмерном расстоянии x/Δ в ударной трубе с плоским зарядом ВВ. В изученном диапазоне $x/\Delta = 200 \div 2000$ давление p_{10} уменьшается приблизительно от 10 до 2 МПа, амплитуда p_{20} — приблизительно от 100 до 10 МПа (рис. 8). В диапазоне $x/\Delta = 1000 \div 2000$ экспериментальные кривые $p(t)$ (рис. 9) как в проходящей УВ, так и при отражении нестационар-

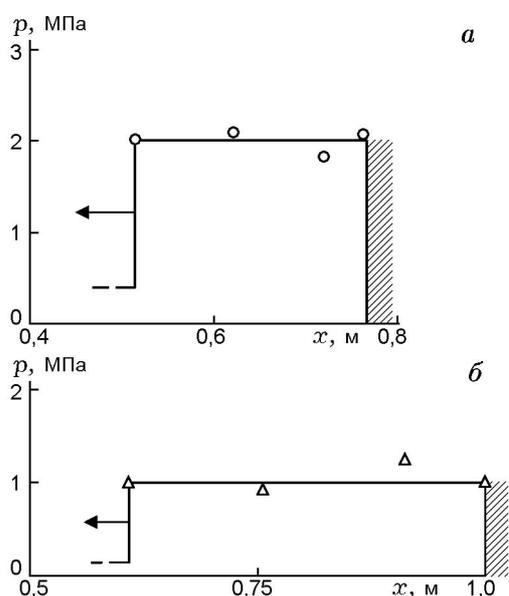


Рис. 10. Распределение давления за фронтом отраженной УВ при взрыве плоского листового заряда ВВ в ударной трубе:

внутренний диаметр трубы 0,09 м, толщина ВВ $\Delta = 0,5$ мм, отраженная УВ движется влево; расстояние от заряда до закрытого торца $L = 0,76$ (а) и 1 м (б)

ной УВ от массивной преграды (жесткой стенки) описываются с помощью решений [57, 58] задачи о сильном взрыве с использованием в качестве заданного параметра измеренной величины t_0 . Аналитическое решение [58] задачи об отражении плоской УВ сильного взрыва от абсолютно жесткой стенки получено в предположении о равенстве нулю градиента давления за фронтом отраженной УВ. Это предположение было проверено в опытах и подтвердилось (рис. 10, см. также [52]). Измеренная амплитуда давления во фронте отраженной УВ, отнесенная к амплитуде давления на жесткой стенке, уменьшается с пройденным расстоянием, отнесенным к координате жесткой стенки, в соответствии с подобием газодинамического течения (рис. 11). Расчетные значения удельного импульса давления i , полученные путем интегрирования аналитической зависимости $p(t)$ [58] с использованием в качестве заданного параметра измеренной величины t_0 , согласуются с данными баллистических измерений в пределах их погрешности (рис. 12).

При взрыве в ударной трубе объемно-распределенного заряда ВВ [54] длиной $x_0 = 0,15 \div 0,6$ м (расстояние от заряда до прегра-

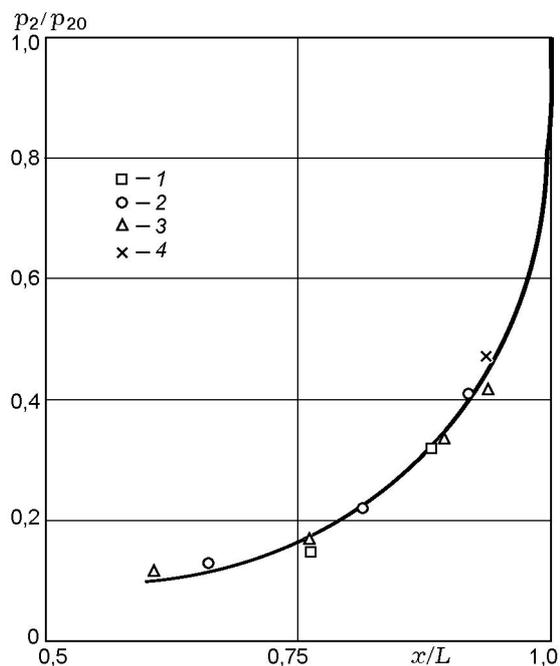


Рис. 11. Зависимость относительной амплитуды во фронте отраженной УВ от относительного расстояния при взрыве плоского листового заряда ВВ в ударной трубе:

внутренний диаметр трубы 0,09 м, толщина ВВ $\Delta = 0,5$ мм, p_2 — амплитуда давления во фронте отраженной УВ, отраженная УВ движется влево; $L = 0,51$ (1), 0,76 (2), 1 м (3, 4); 1-3 — результаты данной работы, 4 — работы [52]

ды $L \approx x_0$) и средней плотностью заряжения ВВ (отношение массы ВВ к объему заряда) $\rho_0 = 0,6 \div 15,4$ кг/м³ зависимость давления от времени на массивной преграде имеет трапециевидный характер с участком квазипостоянного уровня (рис. 6, 13). Скоростная съемка взрыва объемно-распределенного заряда показала, что в ударной трубе ПВ интенсивно перемешиваются с воздухом, а движение полюсной точки при деформировании алюминиевой пластины в результате действия на нее отраженной УВ соответствует зависимости $p(t)$ на массивной преграде — жесткой стенке.

Исследование деформирования и разрушения круглых алюминиевых пластин при воздействии на них нестационарной УВ с эффективной длительностью действия $t_{0,1} \approx 10^{-4}$ с проводилось в [55] для случая взрыва плоского заряда ВВ. Экспериментально установлено, что движение полюсной точки пластины до момента схлопывания пластического шарнира происходит в соответствии с зависимостью

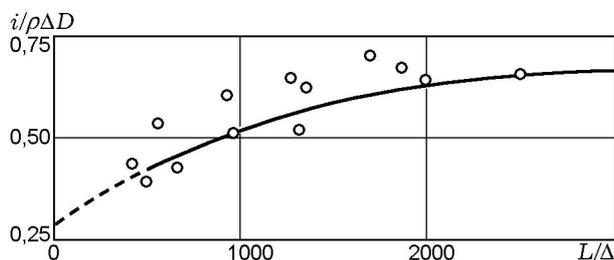


Рис. 12. Зависимость удельного импульса давления от относительного расстояния до жесткой стенки при взрыве плоского листового заряда ВВ в ударной трубе:

ρ , D — плотность и скорость детонации ВВ; точки — данные баллистических измерений, сплошная линия — интегрирование аналитической зависимости $p(t)$ [58]: $i = \int_{t_0}^{\infty} p(t)dt$, штриховая — интерполяция кривой в расчетную точку [21] при $L = 0$: $i = (8/27)\rho\Delta D$

давления от времени на жесткой стенке. Существенное в опытах масштабирование параметров задачи (диаметра области нагружения $d = 0,09 \div 0,4$ м, диаметра пластин $D_0 = 0,09 \div 0,63$ м, их толщины $h = 1 \div 4$ мм и удельного импульса давления $i = 10^{-3} \div 10^{-2}$ МПа·с) позволило получить обобщенные эмпирические зависимости (рис. 14, 15) больших остаточных прогибов δ полюсной точки ($\delta \gg h$) и средних по поверхности пластины разрушающих деформаций $\langle \epsilon_* \rangle$ от условий нагружения в широком диапазоне изменения. Эти зависимости описывают также данные других авторов, относящиеся к взрывному нагружению алюминиевых пластин через слой демфера [20], а также к воздействию УВ подводного взрыва [21]. Исследовалось поведение относительно тонких ($h/D_0 = 0,001 \div 0,01$) и более толстых ($h/D_0 = 0,01 \div 0,05$) перегородок (мембран) при осесимметричном нагружении либо по части поверхности, либо по всей поверхности: $d/D_0 = 0,1 \div 1$. Расчетные значения параметра $\delta h/iD_0$, полученные в [55] на основе предположения о ведущей роли мембранных сил растяжения срединной поверхности пластины при прогибах, сравнимых с радиусом пластины, превышают экспериментальные значения не более чем на 20 %. Несмотря на некоторую неопределенность граничных условий в эксперименте (закрепление пластин с помощью болтового соединения массивных фланцев), такое совпадение можно считать удовлетворительным. Особенно точным оно оказалось в случае локального нагружения пластин

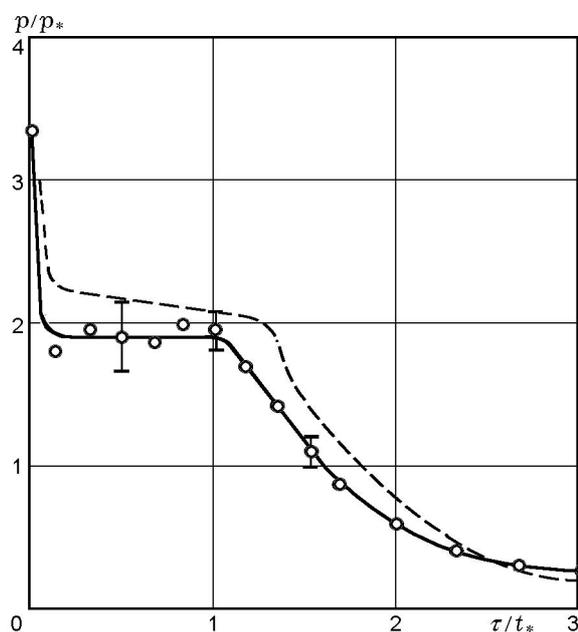


Рис. 13. Безразмерная зависимость давления от времени на жесткой стенке при взрыве объемно-распределенного заряда ВВ в ударной трубе:

$p_* \approx 1,4\rho_{00}(\rho_0/\rho_{00})^{0,8}u_0^2$ — характерный масштаб давления, $t_* = x_0/u_0$ — характерный масштаб времени, ρ_{00} — начальная плотность воздуха в трубе, $u_0 = 10^3$ м/с — масштаб скорости газа в рассматриваемых условиях; точки — осреднение по всем экспериментам [54], штриховая линия — численный расчет [54]

большого диаметра ($d/D_0 = 0,1 \div 0,4$). По-видимому, это связано с тем, что для тонких пластин большого диаметра условия закрепления не играют существенной роли (см. [22]). В опытах [55] наблюдалось два вида разрушения пластин: при нагружении по всей поверхности пластины ($d/D_0 = 1$) разрыв материала происходил на границе закрепления пластины, при локальном нагружении ($d/D_0 < 1$) появлялись радиальные трещины в центре области нагружения (в полюсной точке). Разрушающая деформация $\langle \epsilon_* \rangle$ связана с параметром $\beta = hd/D_0^2$ (произведение относительной толщины h/D_0 на степень локализации d/D_0 воздействия). В диапазоне $\beta = 2,27 \cdot 10^{-4} \div 4,4 \cdot 10^{-2}$ значение $\langle \epsilon_* \rangle$ возрастает от 0,01 до 0,38. Полученные в [55] обобщенные зависимости (см. рис. 14, 15) для алюминиевых пластин, описывающие также и данные других авторов, можно рассматривать как пример критериев «сильного» деформирования и разрушения тонких преград при действии на них взрывных УВ умеренной интенсивности. Механизм этого процесса свя-

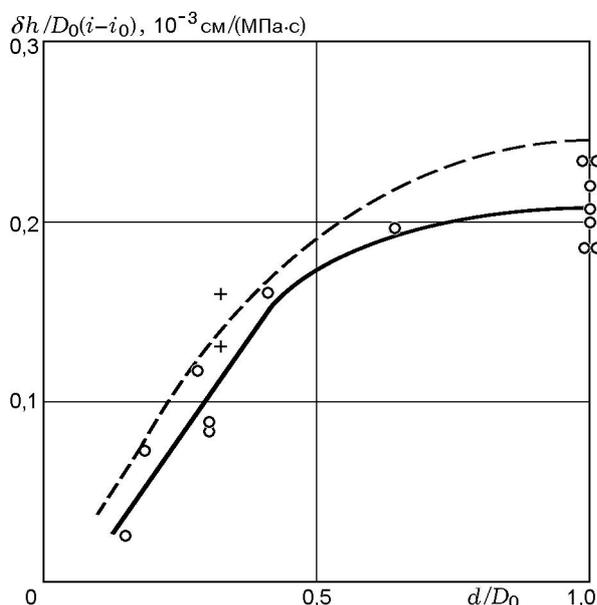


Рис. 14. Обобщенная зависимость остаточных прогибов алюминиевых пластин от параметров импульсного нагружения:

$i > i_0$, i_0 — минимальный удельный импульс, определяемый интерполяцией линейных зависимостей $\delta(i)$ при фиксированных значениях d , D_0 , h в точку $\delta = 0$; кружки — измерения [55] при отражении нестационарной УВ, крестики — данные [20] для удара продуктов детонации через слой полиэтиленового демпфера, штриховая линия — расчет [55] в приближении действия только мембранных сил

зан с действием мембранных сил растяжения материала преграды.

Рассмотрим теперь коллективное воздействие твердых тел миллиметровых размеров d_0 на сравнительно толстые ($h > d_0$) однородные преграды при умеренной скорости соударения. Указанная в § 1 скорость $U_0 \approx 1$ км/с достигается в схеме [36] разгона твердых ударников (стальных шариков) продуктами взрыва плоского заряда твердого ВВ, расширяющимися в канале вакуумированной ударной трубы. Двумерные численные расчеты [56], проведенные В. Ю. Мельцасом и Г. Ф. Портнягиной по методу С. К. Годунова [59], показывают, что данная схема позволяет создавать потоки стальных шариков, движущихся со скоростями от 1 100 до 2 400 м/с в зависимости от толщины заряда ВВ ($\Delta = 4 \div 9$ см) и диаметра шарика ($d_0 = 2 \div 6$ мм). В этих расчетах используется приведенное выше полуэмпирическое уравнение состояния ПВ (см. § 2 и [50, 51]). При толщине заряда ВВ $\Delta = 4$ см максимальное давление, создаваемое потоком ПВ при отражении

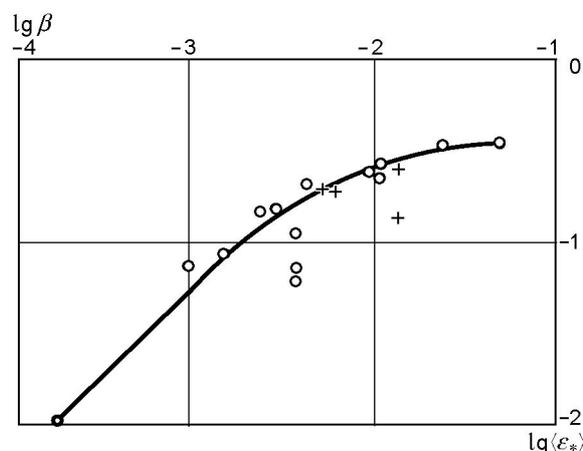


Рис. 15. Кривая разрушающих деформаций алюминиевых пластин:

кружки — данные [55], крестики — данные [21] (подводные взрывы), линия — геометрическое место точек $\langle \varepsilon_* \rangle$ при варьировании параметра $\beta = (h/D_0)(d/D_0)$ (произведение относительной толщины на степень локализации импульсного воздействия)

от преграды, составляет $\approx 0,2$ ГПа, что меньше динамического предела текучести материала преграды из дюралюминия марки Д16-Т, составляющего по данным [21] $0,26 \div 0,42$ ГПа. Следовательно, при сравнительно малой толщине заряда ВВ сам по себе поток ПВ не вызывает интенсивной пластической деформации материала преграды. В то же время при ударе стального тела по дюралюминиевой преграде со скоростью $U_0 \approx 1$ км/с в среде возникают значительные касательные напряжения, приводящие к сдвиговым течениям, т. е. к внутреннему трению в тонких слоях. В результате этого могут происходить разогрев и плавление среды в малых пространственных масштабах, а также локализованная потеря прочности материала преграды.

В опытах [56], проведенных по схеме [36] с зарядом ВВ толщиной $\Delta = 4$ см, осуществлялся разгон девяти стальных шариков диаметром $d_0 = 5$ мм и изучалось их воздействие на преграды из дюралюминия (марка Д16-Т) толщиной $h = 15$ мм и 100 мм. С помощью импульсной рентгеновской установки [60] наблюдалась лидирующая группа шариков (4–5 штук), движущихся со скоростью $U_0 = (1\,400 \pm 100)$ м/с, а также группа отстающих шариков, движущихся со скоростью $U_0 \approx 1\,100$ м/с. Оценки скорости получены путем сопоставления данных импульсной рентгеновской регистрации поло-



Рис. 16. Микроструктура стенки сквозной пробоины:

слева — преграда, справа — пробоина; на стенке пробины наблюдается тонкий слой застывшего расплава

жения шариков с расчетными траекториями их движения. При одновременности последовательных ударов от $\Delta t \approx 10^{-6} \div 10^{-5}$ с для первых 2–3 шариков до $\Delta t \approx 10^{-4}$ с для всей лидирующей группы происходило множественное сквозное пробивание дюралюминиевой пластины толщиной $h = 15$ мм ($h/d_0 = 3$). Наблюдаются близко расположенные пробоины — на расстояниях $10 \div 25$ мм друг от друга, а также «удаленные» пробоины — на расстояниях $50 \div 100$ мм друг от друга. Диаметр пробоин соответствует диаметру шарика, при этом «на выходе» из пластины стенки пробоин оплавлены. Обнаружены также отдельные шарики, проникшие в пластину на глубину около двух диаметров, принадлежащие к отстающей группе. В опыте с дюралюминиевой преградой толщиной 100 мм ($h/d_0 = 20$) зафиксировано проникание четырех близко расположенных шариков (расстояние между кратерами около 20 мм) на глубину $z = 18$ мм (относительная глубина проникания $z/d_0 = 3,6$). По данным рентгеновской регистрации одновременность последовательных ударов в этом опыте составляла

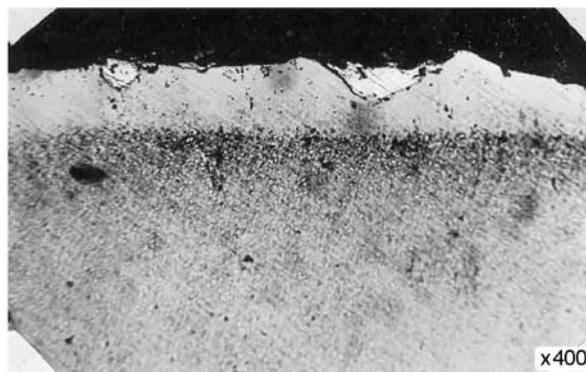


Рис. 17. Микроструктура шарика, пробившего преграду:

сверху — слой технологического покрытия с вкраплениями алюминия, снизу — сталь

14 мкс для первой пары шариков и 17 мкс для второй пары шариков. При этом время между последовательными ударами второго шарика первой пары и первого шарика второй пары составляло ≈ 70 мкс. Рядом с отмеченными четырьмя шариками обнаружен еще один, проникший на глубину около двух диаметров. По данным рентгеновской регистрации этот шарик заметно отставал от первых четырех: время запаздывания его удара относительно второго шарика второй пары около 70 мкс.

В специальном опыте по воздействию одного стального шарика на плоскую дюралюминиевую пластину толщиной 15 мм при $U_0 = (1300 \pm 100)$ м/с зафиксирована относительная глубина проникания $z/d_0 = 2,2$. Эта величина согласуется с упомянутой выше зависимостью [35]. Кроме того, она не противоречит зависимости [24] глубины кратера от скорости удара стального шарика по полубесконечной дюралюминиевой преграде (при интерполяции к указанной величине U_0). Согласно [24] предельная толщина преграды, начиная с которой влияние свободной поверхности на характер проникания становится существенным, определяется кинетической энергией ударника и при ударе стального шарика по дюралюминиевой преграде со скоростью 1,3 км/с составляет $\delta_0 \cong 1,15d_0$, т. е. меньше толщины пластины $h \cong 3d_0$ в проведенном опыте. Верхняя оценка [24] предельной толщины $\delta_0 \cong 1,5z$ в случае, когда роль откола в пробивании мала, дает величину $\delta_0 \cong 3,3d_0$, т. е. приблизительно совпадает с толщиной пластины в опыте. Поэтому при одиночном ударе с указанными параметрами



Рис. 18. Сечение одного из кратеров с шариком после множественного удара лидирующей группы:

срез на шлиф-образце выполнен не строго по экваториальному сечению шарика, поэтому кажущаяся относительная глубина проникания на фотографии больше фактической величины $z/d_0 = 3,6$; аналогичные картины наблюдаются во всех кратерах с шариками лидирующей группы

рами пластину можно в грубом приближении рассматривать как полубесконечную. Зафиксированная относительная глубина проникания $z/d_0 = 3,6$ при множественном ударе шариков по «толстой» преграде ($h/d_0 = 20$) заметно превышает относительную глубину проникания при одиночном ударе.

Выполненное Н. А. Юкиной [56] металлографическое исследование сохраненных образцов показало следующее. В приповерхностных слоях сквозных пробоев и кратеров имеются трещины и разрывы. Во всех исследованных сечениях образцов в зоне расположения шариков наблюдаются следы оплавления дюралюминиевых преград. Материал шариков также частично оплавлен по поверхности. В опытах с преградами с $h/d_0 = 3$ на стенках сквозных пробоев обнаружен тонкий слой расплавленного дюралюминия (рис. 16). На поверхности найденного после опыта стального шарика, пробившего преграду, обнаружены вклю-

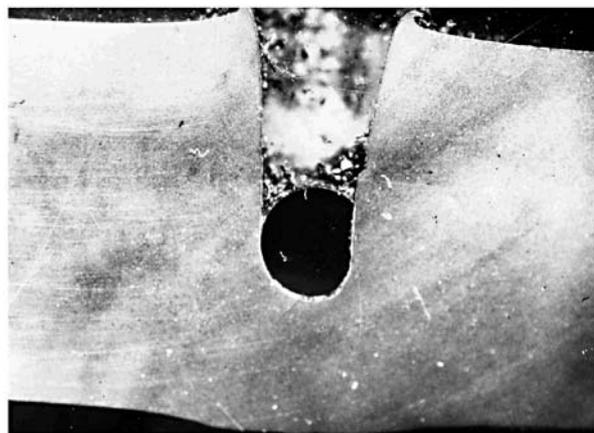


Рис. 19. Сечение кратера с шариком после одиночного удара

чения расплавленного дюралюминия, локализованные в слое технологического покрытия (рис. 17). Измерения микротвердости материала преграды у стенки сквозной пробоины в отдельных точках вблизи приемной поверхности и обратной поверхности показали, что величина данного параметра лежит в диапазоне $610 \div 850$ МПа. При множественном ударе по «толстой» преграде ($h/d_0 = 20$) зазор между дном кратера и шариками (рис. 18) заметно больше, чем при ударе одиночного шарика (рис. 19). На «передней» поверхности шариков, обращенной к дну кратера, остались слои дюралюминия толщиной до 10 мкм. Во всех шариках наблюдаются тонкие ($\approx (10^{-3} \div 10^{-2})d_0$) трещины, длина которых сравнима с диаметром d_0 , ориентированные приблизительно в направлении удара. Микротвердость материала шариков под покрытием и в покрытии очень высокая: среднее значение микротвердости в покрытии составляет 8 240 МПа, в приграничном слое материала шарика под покрытием — 6 420 МПа. Отсюда следует, что в процессе высокоскоростного взаимодействия стальных шариков с дюралюминовой преградой прочностные характеристики ударников на порядок превосходили прочностные характеристики преграды. Измеренные значения микротвердости приблизительно соответствуют табличным данным [61] для дюралюминия марки Д16-Т и высокопрочных сталей, применяемых в подшипниках качения.

В проведенных опытах процесс коллективного воздействия твердых тел на преграды не

вполне однозначный, что обусловлено наличием лидирующей и отстающей групп шариков, а также одновременностью ударов в пределах группы. Тем не менее, установленная повышенная эффективность воздействия первых нескольких шариков указывает на взаимное влияние ударников в процессе их проникания в преграду. Измеренным расстояниям между пробоинами и кратерами ($10 \div 100$ мм) соответствуют характерные времена распространения упругих волн в преграде $t_{el} \approx 2 \div 20$ мкс (эффективная скорость звука в алюминии приблизительно равна 5500 м/с [61]), а также характерные времена распространения пластических волн в преграде $t_{pl} \approx 25 \div 250$ мкс (скорость пластического шарнира ≈ 400 м/с [55]). В совокупности значения t_{el} , t_{pl} сравнимы с величинами одновременности отдельных ударов. Это означает, что в течение процесса соударения материал преграды охвачен упругими и пластическими волнами. Взаимодействие этих волн приводит к более эффективному ослаблению прочностных характеристик среды вблизи шариков, чем наблюдавшееся при одиночном ударе. В пользу этого свидетельствует наличие большего зазора между каждым шариком и дном кратера при множественном ударе (см. рис. 18), чем в случае одиночного удара (см. рис. 19). Наблюдаемые «внутренние» трещины, а также сколы в сохраненном образце преграды вдоль сквозной пробоины (см. рис. 16) также указывают на эффективное разупрочнение материала преграды. Согласно [30–32] механизм разупрочнения может быть связан с локализованным вблизи ударников переходом материала преграды в жидкое состояние под действием интенсивных сдвиговых напряжений. В пользу этого свидетельствует наличие расплавленного дюралюминия на дне и стенках кратеров, на стенках пробоин, а также на поверхности шариков (см. рис. 16, 17). Согласно [28, 29], другим возможным механизмом разупрочнения в процессе ударного воздействия является эффективное накопление повреждений на первоначальных дефектах в материале преграды. Можно полагать, что в условиях множественного удара осуществляется совместное действие упомянутых механизмов разупрочнения в локализованных областях вблизи поверхностей контакта ударников и преград. Полученные экспериментальные данные не противоречат этому предположению.

Влияние потери прочности среды на ха-

рактер процесса соударения исследовалось в [56, 62] также расчетным путем. В [62] получено, что в исследуемых условиях соударения ($h = 15$ мм, $d_0 = 5$ мм, $U_0 = 1300$ м/с) одиночный стальной шарик полностью затормаживается в алюминиевой преграде на глубине 12 мм, если среда впереди шарика не теряет прочности и сплошности. Расчетная глубина проникания согласуется с эмпирической зависимостью [35]. В [56] одновременный удар множества шариков, ориентированных в плоскости удара в периодическом порядке, имитируется наложением абсолютно жестких стенок, параллельных оси удара. Неодновременный удар имитируется заданием свободных границ, удаленных от оси удара. Локализованная полная потеря прочности сплошной среды имитируется заданием величины предела текучести, равной нулю в узкой канальной области вдоль оси удара. Такой упрощенный подход позволяет, не прибегая к кинетическим моделям [28, 29], на качественном уровне рассматривать состояние материала преград при множественном ударе. В расчетах получено, что сквозное пробивание преграды происходит как при наличии абсолютно жестких стенок, так и в случае свободных границ. Это означает, что при потере прочности среды синхронность множественного удара не имеет принципиально важного значения.

Итак, в работе [56] установлена повышенная эффективность внедрения группы твердых тел в преграду при умеренной скорости соударения. Это дополняет общепринятые представления [2, 24, 25, 28, 29] о высокоскоростном взаимодействии твердых тел. Выявление же механизма разупрочнения материала преграды при множественном ударе требует проведения дальнейших исследований.

4. СЛАБОЕ ДИНАМИЧЕСКОЕ НАГРУЖЕНИЕ ПОРИСТОЙ СРЕДЫ ИЗ НАНОАЛМАЗОВ

Динамическое нагружение порошка детонационных наноалмазов водного синтеза [42] осуществлялось с помощью модифицированного метода баллистического пресса [45]. Данный метод заключается в разгоне массивного стального плунжера (ударника) продуктами взрыва ВВ, расширяющимися в стволе баллистического устройства и в воздействии ударника на пористый образец из наноалмазов, помещенный в сохраняемую стальную ампулу. Ампула представляла собой массивную матрицу с цилин-

дрической выемкой, в которую помещался пористый образец с заданной плотностью запрессовки, закрываемый фигурным пуансоном из нержавеющей стали. В процессе ударного нагружения пуансон вдавливался в выемку, сжимая пористый образец.

В основном массиве опытов, описанных в [63, 64], скорость плунжера диаметром 29,3 мм и высотой 50 мм равнялась $U = (500 \pm 50)$ м/с, средняя по образцу начальная плотность запрессовки порошка наноалмазов $\bar{\rho}_0 = 0,5, 0,8$ и $0,95$ г/см³. Размеры используемых наноалмазов водного синтеза [42] составляли $a = 2 \div 20$ нм, их пикнометрическая плотность $\rho = 2,97$ г/см³, межплоскостные расстояния в кристаллической решетке $d_{111} = 0,206$ нм, $d_{220} = 0,126$ нм, $d_{311} = 0,107$ нм.

Регистрация давления в исследуемой системе при $\bar{\rho}_0 = 0,5$ г/см³ свидетельствует о том, что динамическое нагружение порошка наноалмазов носит многоступенчатый характер [64]. Подобное поведение давления со временем было предсказано расчетным путем и обусловлено распространением в пористом образце упругого предвестника, направленным массопереносом по мере ударного прессования порошка, схлопыванием пор и движением отраженной волны сжатия в пористой среде. Измеренная амплитуда давления равнялась 11 ГПа, что согласуется с расчетным значением 10,5 ГПа. Вместе с тем, в отличие от расчетной кривой $p(t)$ с крутым фронтом нарастания давления, в опытах зарегистрировано плавное нарастание давления до максимума в течение ≈ 20 мкс. Наблюдаемое отличие, по видимому, связано с отсутствием термодинамического равновесия в пористой среде, в частности, с выделением газовых адсорбатов с поверхности наноалмазов при динамическом нагружении нанопорошка. Совпадение же измеренной и рассчитанной амплитуд давления позволяет предположить, что в процессе сжатия в системе достигается квазиравновесное состояние, приблизительно соответствующее нижней границе области стабильности алмаза на фазовой диаграмме углерода [5, 44, 65] (в том числе и ультрадисперсного [66]).

После нагружения получался порошок темно-серого цвета. Анализ полученных образцов, проведенный с использованием методов рентгенографии и электронографии, показал, что основной массив частиц представляет собой поликристаллические алмазы куби-

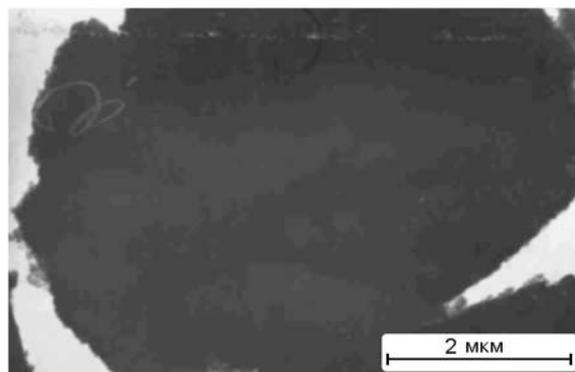


Рис. 20. Светопольное электронное изображение частицы, образовавшейся после динамического нагружения порошка наноалмазов

ческой модификации с межплоскостными расстояниями в кристаллической решетке $d_{111} = 0,206$ нм, $d_{220} = 0,126$ нм, $d_{311} = 0,107$ нм. Пикнометрическая плотность частиц порошка $\rho = 3,1 \div 3,2$ г/см³. Методом кипячения образцов порошка в кислотах установлено, что выход алмаза составляет ≈ 90 %. Исследование образцов на электронном микроскопе в режиме «просвечивающего» электронного пучка свидетельствует о том, что частицы, образовавшиеся в результате динамического нагружения порошка наноалмазов, представляют собой плотные образования с размерами порядка 1 мкм и более (рис. 20). Исследование образцов с помощью оптического микроанализатора IBAS-2000 показало, что размеры основного массива частиц превышают 1 мкм (рис. 21). При этом варьирование начальной плотности $\bar{\rho}_0$ при одной и той же скорости плунжера приводит к образованию поликристаллических алмазных порошков с заметно различающимися средними размерами $\langle a \rangle$ частиц. При $\bar{\rho}_0 = 0,5$ г/см³ гистограмма порошка (см. рис. 21) имеет двухмодовый характер со средним размером $\langle a \rangle_1 \approx 10$ мкм для первой моды алмазного порошка и $\langle a \rangle_2 \approx 10^2$ мкм для второй. При увеличении $\bar{\rho}_0$ до $0,8$ г/см³ образуется в основном вторая мода порошка со средним размером $\langle a \rangle_2 \approx 200$ мкм, при дальнейшем увеличении $\bar{\rho}_0$ до $0,95$ г/см³ образуется преимущественно первая мода со средним размером $\langle a \rangle_1 \approx 15$ мкм. Интересно отметить, что повторное динамическое нагружение образца в ампуле при той же скорости плунжера не приводило к заметному увеличению или уменьшению размеров алмаз-

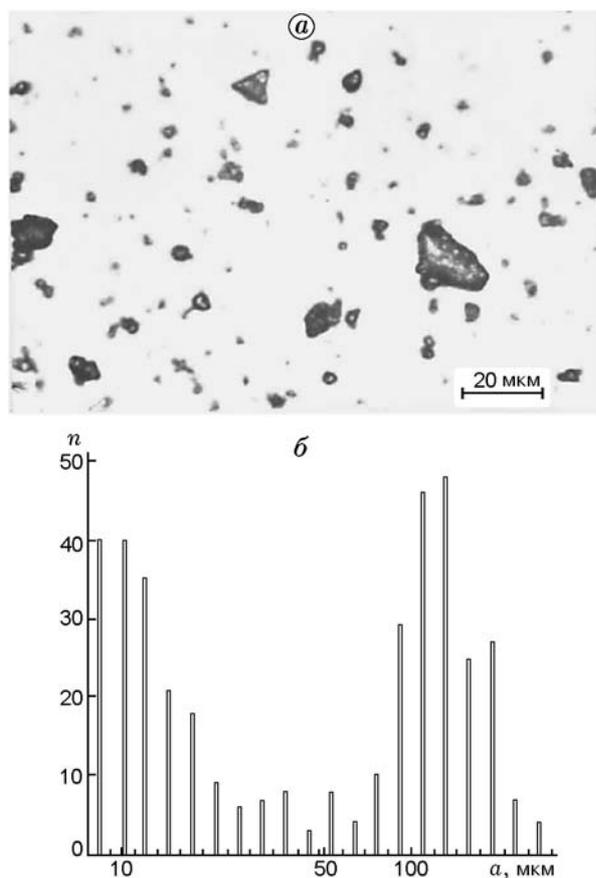


Рис. 21. Внешний вид (а) и гистограмма (б) частиц, образовавшихся после динамического нагружения порошка наноалмазов:

a — множество частиц, b — гистограмма частиц (распределение по размерам), по оси абсцисс даны размеры (мкм) в логарифмическом масштабе, по оси ординат — абсолютная частота частиц данного размера в выборке из 395 штук

ных частиц. Последнее означает, что ударная прочность этих частиц приблизительно равна 10 ГПа.

Кроме алмазных образований обнаружен поликристаллический и монокристаллический графит. Размеры графитовых частиц составляют от десятых долей микрометра до ≈ 1 мкм и более. В образцах порошка после нагружения обнаружена также третья аллотропная форма углерода — карбин, которая присутствует в исходном порошке наноалмазов [42] в виде тонкослойных образований.

Для объяснения значительного (на несколько порядков) укрупнения основного массива алмазных наночастиц при слабом динамическом нагружении с длительностью

импульса давления $\approx 10^{-5}$ с в [67] был предложен и рассмотрен механизм коалесценции, основанный на представлениях о фоновом возбуждении кристаллической решетки наноалмазов в ударно-волновых процессах. При этом предполагается, что рост алмазных частиц может происходить и после «снятия» давления с нагружаемого образца, т. е. в метастабильных условиях [44, 65] для алмаза на фазовой диаграмме углерода («нулевое» давление и повышенная остаточная температура). Предпосылкой для предлагаемого в модели подхода является аномально высокое значение дебаевской температуры алмаза $\theta_D \approx 2000$ К [61], сравнимое с температурами $T \approx 10^3$ К, достигаемыми при ударном сжатии пористого углерода в процессах взрывного синтеза алмазов [44]. Исходя из этого, можно предположить, что характер роста кристаллов определяется высокочастотными колебаниями кристаллической решетки наноалмазов с граничной частотой ν_{\max} , определяемой соотношением $2\pi\hbar\nu_{\max} = k\theta_D$, где k — постоянная Больцмана, \hbar — приведенная постоянная Планка. Естественно ожидать, что если длительность внешнего воздействия на объекты значительно больше характерного времени пробега внутри них упругого возмущения ($\approx 10^{-12}$ с), то вероятность сцепления возбужденных решеток соприкасающихся наноалмазов в результате взаимной компенсации свободных внешних связей «граничных» (т. е. поверхностных) атомов велика: происходит соединение объектов с образованием ковалентных связей и соответствующее увеличение размеров частиц.

Рост алмазных частиц рассматривается с помощью понятия о волне плотности распределения в пространстве размеров a кластеров с выраженными коллективными квантовыми свойствами. Эволюция этой волны во времени t описывается уравнением Фоккера — Планка, записанным для функции плотности распределения $\varphi(a, t)$. Такое одномерное приближение позволяет не учитывать отклонение формы частиц от идеальной. Линеаризация уравнения Фоккера — Планка приводит к уравнению «бегущей волны» [67]:

$$\frac{\partial\varphi(\xi, \tau)}{\partial\tau} + \Psi(\tau)\frac{\partial\varphi(\xi, \tau)}{\partial\xi} = 0. \quad (10)$$

Здесь $\xi = a/a_0$, $\tau = t/t_i$ — безразмерные переменные, a_0 — размер зародыша, t_i — характерный масштаб времени взаимодействия объ-

ектов, определяемый граничной частотой колебаний атомов в кристаллической структуре кластера, $\Psi(\tau) = d\langle\xi\rangle/d\tau$ — безразмерная скорость роста среднего размера частиц. Если представить функцию плотности в виде суперпозиции прямой и обратной волн $\varphi(\xi, \tau) = F_1(\xi - \Psi\tau) + F_2(\xi + \Psi\tau)$, соответствующих росту (F_1) и разрушению (F_2) частиц в результате случайных взаимодействий объектов в замкнутой системе, то из уравнения (10) можно получить следующие формулы [67] для описания роста во времени среднего размера частиц, образующихся при малом и большом потоках зародышей:

$$\langle a \rangle \approx \left(\frac{75k\theta_D}{8\pi A m_u n} \right)^{1/5} t^{2/5}, \quad (11)$$

$$\langle a \rangle \approx \left(\frac{27k\theta_D}{2 \cdot 6^{1/3} \pi^{5/3} A m_u n^{4/3}} \right)^{1/6} t^{1/3}. \quad (12)$$

Здесь A , m_u — атомная масса и атомная единица массы соответственно [61], n — концентрация атомов в кристаллической решетке. Формула (11) соответствует малому потоку зародышей, когда рост среднего размера происходит в результате взаимодействий типа «частица — зародыш», формула (12) — большому потоку зародышей, когда рост происходит в результате взаимодействий типа «частица — частица». Согласно полученным формулам средние размеры синтезируемых кристаллов не зависят от начального размера зародышей — наноалмазов. Это означает, что в процессе многочисленных колебательных взаимодействий объектов система «забывает» о начальных условиях и рост частиц происходит в соответствии с динамикой макроскопической кристаллической решетки.

В конечные выражения (11), (12) для эволюции среднего размера кристаллических частиц не входят в явном виде ни концентрация зародышей, ни давление, ни температура среды. Это связано с тем, что в данной феноменологической модели предполагается наличие достаточного числа зародышей алмазной фазы в замкнутой системе, а также механического контакта объектов на расстояниях порядка межатомной связи. Роль внешнего давления заключается в обеспечении такого контакта, по меньшей мере, на начальной стадии процесса коалесценции наночастиц, роль температуры — в обеспечении колебательных взаимо-

действий объектов, приводящих к росту кристаллов. Время остывания ударно-нагретого пористого углеродного образца в экспериментах $t \approx 10^2$ с определено в [67] на основе решения задачи о распространении в материале ампулы тепловой волны от мгновенного плоского источника — тонкого диска, образовавшегося при ударном сжатии порошка наноалмазов. Выполненные по формулам (11), (12) оценки показывают, что за это время в пористом образце образуются две подсистемы кристаллических алмазных частиц со средними размерами $\approx 1,5 \cdot 10^{-5}$ и $\approx 1,5 \cdot 10^{-4}$ м. Механизм роста кристалла в результате последовательно присоединения «малых» зародышей к «большой» частице, описываемый формулой (11), дает на порядок более крупные размеры, чем механизм коалесценции больших частиц, описываемый формулой (12). Полученные расчетные результаты согласуются с экспериментальными двухмодовыми распределениями [63, 64] алмазных частиц по размерам.

Разработанная качественная модель дает адекватные предсказания средних размеров алмазных частиц в обеих модах. Можно полагать, что с увеличением начальной плотности $\bar{\rho}_0$ пористого образца вначале превалируют процессы роста алмазных частиц в результате последовательного присоединения зародышей — исходных наноалмазов. Это приводит к преимущественному образованию более «крупной» второй моды. При еще большем увеличении $\bar{\rho}_0$ в образце происходят столкновения между образующимися укрупненными частицами, в результате которых они могут разрушаться. Поэтому в конечном счете преобладает более мелкая первая мода алмазного порошка.

5. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ. ПЕРСПЕКТИВЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

Приведенные в § 2–4 результаты исследований стадии сильного расширения ПВ и установления характера создаваемых при этом импульсных механических нагрузок оказались полезными при решении ряда задач физики взрыва и применения взрыва в физическом эксперименте. Экспериментальные значения [47] термодинамических параметров ПВ на стадии сильного расширения и результаты изучения механизма распространения УВ [52–54] использовались в работах других авторов [16, 68–71], направленных на создание крупномасштабных

взрывных установок и на исследование характера протекающих в них газодинамических процессов. К подобным установкам для механических испытаний материалов и конструкций относятся генераторы давления, ударные трубы и взрывные камеры. Полученное в [51] хорошее соответствие расчетных зависимостей $p(t)$ в замкнутой камере с экспериментальными данными при средних плотностях заряжания $\rho_0 = 1 \div 30 \text{ кг/м}^3$ позволяет применять данную методику расчета при проектировании взрывостойких контейнеров [72] для локализации продуктов взрывов. Полученные в [55] обобщенные зависимости остаточных прогибов и разрушающих деформаций алюминиевых пластин от условий нагружения дают оценки отклика тонких преград на растянутые во времени импульсные давления различной физической природы: воздушные и подводные взрывы [2–4, 21], удар продуктов детонации через демпфер [20], механическое действие мощного излучения [73]. Метод создания множественного воздействия твердых тел на преграду с помощью направленного разгона ударников расширяющимися ПВ [36, 56] является альтернативой методу разгона группы твердых тел с помощью баллистических установок с контейнерами для принудительного отделения ударников под действием аэродинамических сил [28, 29, 74]. Предложенный в [45] подход к укрупнению наноалмазов, основанный на умеренном по амплитуде динамическом воздействии на пористые образцы, развивается в работах авторов [75–78], направленных на получение сверхтвердых материалов.

На сегодняшний день можно считать завершенными экспериментальные исследования, связанные с корректным установлением параметров импульсных механических нагрузок, создаваемых продуктами взрыва на стадии сильного расширения. Вместе с тем существуют проблемы, возникшие при обнаружении и объяснении следующих двух разнородных по физической сути явлений: 1) повышенная эффективность воздействия группы макроскопических твердых тел на твердую преграду при умеренной скорости соударения [36, 56]; 2) значительное (на несколько порядков) укрупнение поликристаллических алмазных частиц при слабом динамическом нагружении пористой среды из наноалмазов [79].

Сложность проблемы множественного удара обусловлена многоуровневым харак-

тером отклика материала преграды на воздействия различных по интенсивности потоков твердых тел большей прочности. Условие для начальной скорости соударения $U_{sol} \leq U_0 \ll U_*$ (см. § 1) основано на общих соображениях энергетического характера [17, 25]. Оно может быть развито, если учесть, что в процессе множественного соударения ударники и преграда представляют собой единую систему из взаимодействующих объектов. В ходе взаимодействия происходит уменьшение скорости ударников, связанное с потерями их кинетической энергии на деформирование и разрушение преграды. В результате устанавливается эффективная скорость U_{eff} движения ударников внутри преграды ($U_{eff} < U_0$), которая может быть либо меньше, либо больше пороговой скорости U_{sol} . Тогда условие эффективного внедрения и пробивания преграды при коллективном воздействии твердых тел можно сформулировать в виде $U_{eff} > U_{sol}$, где U_{eff} — эффективная скорость проникания, определяемая как средняя скорость движения группы ударников в среде преграды в течение всего времени взаимодействия. Для алюминия $E_{sol} = 1 \cdot 10^5 \text{ Дж/кг}$ [25] и $U_{sol} \approx 450 \text{ м/с}$. Проведенные А. Л. Стадник и Ю. В. Янилкиным тестовые расчеты [56, 62] соударений свидетельствуют в пользу этих соображений. В расчете [62] при отсутствии потери прочности и сплошности среды впереди шарика «средняя» скорость его проникания в алюминиевую пластину составляет 375 м/с: время торможения до полной остановки на «отметке» 12 мм равно 32 мкс. Поскольку в этом случае $U_{eff} < U_{sol}$, то пробивания преграды толщиной 15 мм не произошло. В расчете же [56] с потерей прочности среды «средняя» скорость движения стального шарика в алюминиевой пластине составляет 600 м/с: шарик достигает «отметки» 15 мм в момент времени 25 мкс. Начиная с этого момента времени происходит выход шарика из среды преграды, т. е. сквозное пробивание. В этом случае $U_{eff} > U_{sol}$.

Можно полагать, что состояние $U_{eff} > U_{sol}$ достигается при эффективном взаимодействии волн напряжений в системе «ударники — преграда», приводящем к потере прочности среды преграды, локализованной вблизи ударников. Для этого, как следует из результатов [56], минимальная разновременность последовательных ударов соседних ударников

должна быть меньше или сравнима с временем распространения упругих волн напряжений между соответствующими осями ударов: $\Delta t_{\min} \leq t_{el}$, а максимальная разновременность множественного соударения по порядку величины должна быть сравнима с временем распространения пластических волн напряжений между соответствующими осями ударов: $\Delta t_{\max} \approx t_{pl}$. Приведенные выше результаты и соображения можно сформулировать и записать в виде следующих оценочных условий множественного пробивания:

- начальные параметры соударения —

$$d_0 < h, \quad U_{sol} \leq U_0 \ll U_*; \quad (13)$$

- пространственная плотность распределения ударников должна обеспечивать условия по разновременности множественного соударения —

$$\Delta t_{\min} \leq t_{el}, \quad \Delta t_{\max} \sim t_{pl}. \quad (14)$$

Тогда взаимодействие волн напряжений приводит к локальному разупрочнению нагружаемого материала, в результате чего эффективная скорость проникания группы ударников в преграду превышает пороговую скорость, необходимую для дробления твердой среды:

$$U_{eff} > U_{sol}. \quad (15)$$

Соотношения (13)–(15) можно рассматривать как полуэмпирический критерий эффективности коллективного воздействия макроскопических твердых тел на однородную твердую преграду с меньшей прочностью материала. В последующих исследованиях данный критерий может быть уточнен и расширен.

Подобные исследования включают в себя установление влияния массы, скорости, формы и количества ударников из различных материалов, их взаимной ориентации и асинхронности удара на характер взаимодействия с однородными твердыми преградами. Существенным моментом является соотношение геометрических и прочностных характеристик ударников и преграды. В свете этого метод коллективного направленного разгона твердых тел расширяющимся потоком продуктов взрыва твердого ВВ в ударной трубе представляется перспективным. Ударная труба взрывного действия является довольно гибким инструментом, позволяющим осуществлять контролируемую вариацию всех параметров в установленных пределах. Оценки показывают, что при уменьшении

диаметра шариков до $2 \div 3$ мм их количество в устройстве для разгона [36, 56] может быть увеличено до $N \approx 20 \div 30$. Увеличение диаметра канала устройства приблизительно в два раза позволит создавать направленные потоки шариков с $N \approx 10^2$. Это даст возможность изучать статистические закономерности явления множественного удара с умеренной скоростью.

Что касается ударно-индуцированной коалесценции наноалмазов при слабом динамическом нагружении, то совокупность полученных экспериментальных и расчетных результатов позволяет выдвинуть предположение о ведущей роли в этом процессе фоновых возбуждений и колебательных взаимодействий рассматриваемых объектов. В результате этих взаимодействий происходит взаимная компенсация свободных электронных связей граничных атомов углерода соприкасающихся нанокристаллических частиц, что и приводит к сцеплению их кристаллических решеток. При достаточно плотной упаковке наноалмазов сцепление кристаллических решеток обеспечивает значительный (на несколько порядков) рост размеров частиц в метастабильных условиях для алмаза, т. е. при нулевом давлении и повышенных остаточных температурах. Данный механизм коалесценции, не связанный с фазовыми превращениями углерода, скорее всего, справедлив для наноалмазов водного синтеза, у которых толщина наружного аморфного слоя сравнима с длиной ковалентных электронных связей (см. [80]). В реальных условиях опытов могут работать и другие механизмы, обусловленные локальным разогревом, аморфизацией и перекристаллизацией поверхностных слоев соприкасающихся наночастиц [5]. В частности, локальный разогрев и аморфизация могут быть причиной зафиксированного в [45, 63, 64] незначительного (до 10 %) сажеобразования при слабом динамическом нагружении порошка наноалмазов.

Полученные в [64] результаты свидетельствуют в пользу перспективности развиваемого двухстадийного подхода к разработке и исследованию сверхтвердых материалов на основе детонационных наноалмазов водного синтеза [42]. Данный подход заключается в предварительном укрупнении частиц наноалмазов путем слабого динамического нагружения и в последующей статической термобарической обработке полученного алмазного порошка в условиях, соответствующих описан-

ным в [65] технологиям статического синтеза алмаза. Полученный при слабом динамическом нагружении пористого образца из наноалмазов поликристаллический алмазный порошок со средним размером частиц 15 мкм в течение 20 с подвергался статической термобарической обработке при давлении 8 ГПа и температуре 1870 К. Были изготовлены первые лабораторные образцы сверхтвердых компактов миллиметровых размеров с пикнометрической плотностью $\rho \approx 3,1 \text{ г/см}^3$. Измеренные значения твердости по Виккерсу образцов лежат в диапазоне $H_V = 25 \div 78 \text{ ГПа}$. Рентгеноструктурный анализ показал, что компакты представляют собой поликристаллические алмазы с межплоскостными расстояниями $d_{111} = 0,2059 \text{ нм}$, $d_{220} = 0,1259 \text{ нм}$, $d_{311} = 0,1073 \text{ нм}$, причем форма сигнала отраженного рентгеновского пучка свидетельствует о наличии в образце аморфной фазы углерода. Значения относительной плотности ρ/ρ_d (ρ_d — теоретическая плотность кристалла алмаза) и твердости по Виккерсу образцов [64] соответствуют общеизвестным данным для компактов, получаемых взрывным прессованием алмазных порошков при максимальных давлениях порядка 10^2 ГПа (см. [81, 82]). Значения H_V в [64] соответствуют диапазону $H_V = 43 \div 80 \text{ ГПа}$ компактов, получаемых взрывным прессованием нанокристаллического нитрида бора, а также в целом превосходят микротвердость $H_V = 25 \text{ ГПа}$ образца, полученного из смеси алмазных порошков с размерами частиц $4 \div 6 \text{ нм}$ и $0,25 \div 1 \text{ мкм}$ путем прессования взрывом при давлении 71 ГПа (см. [82]). Верхняя граница $H_V = 78 \text{ ГПа}$ твердости по Виккерсу компактов [64] соизмерима с твердостью серийных синтетических алмазов [83]. Зафиксированный в [64] разброс значений H_V обусловлен большим диапазоном размеров частиц алмазного микропорошка ($1 \div 100 \text{ мкм}$), получаемого путем динамического нагружения порошка детонационных наноалмазов [42] с размерами частиц $2 \div 20 \text{ нм}$. Поэтому дальнейшее усовершенствование предлагаемой двухстадийной технологии получения сверхтвердых материалов связано с поиском условий динамического нагружения порошка наноалмазов, обеспечивающих получение кондиционных алмазных частиц микронных размеров.

Другое направление работ связано с получением алмазных порошков с заданными размерами и дисперсией размеров частиц. Первые

лабораторные образцы подобного рода порошков получены по методике [45]. В специальных условиях динамического нагружения порошка наноалмазов водного синтеза [42] и последующей обработки полученных образцов удалось выделить фракцию алмазного порошка с «равновероятными» размерами частиц основного массива $1 \div 4 \text{ мкм}$, а также фракцию с «узким» логарифмически нормальным распределением размеров частиц в диапазоне $a = 0,3 \div 4,5 \text{ мкм}$ при среднем значении $\langle a \rangle = 1,5 \text{ мкм}$.

В § 2–4 достаточно подробно рассмотрены особенности импульсного механического воздействия на объекты, создаваемого расширяющимися ПВ. Кроме того, можно отметить специфические оптические эффекты, сопровождающие сильное расширение продуктов взрыва твердого ВВ в вакуумированный объем и в газовые среды. К ним относятся: 1) по видимому впервые зарегистрированное в опытах [84], неравновесное излучение ПВ на линии голубой люминесценции алмазов с длиной волны $\lambda = 445 \text{ нм}$; 2) отставание передней границы белого свечения воздуха от фронта УВ в ударной трубе [53] с плоским зарядом ВВ, аналогичное зарегистрированному в опытах [12] со сферическими зарядами ВВ; 3) зарегистрированное в опытах [85] возрастание мощности ультрафиолетового излучения при прохождении ударной волной ступеньки плотности ксенона.

В [84] установлено, что при выходе детонации на торец заряда ВВ время нарастания мощности излучения до максимума в вакуумированной камере составляет $\approx 1,5 \text{ мкс}$. Это больше значений времени химической реакции в детонационной волне, приведенных в [2, 38]. Последующее затухание свечения в инфракрасной области спектра связано с газодинамическим охлаждением ПВ при расширении в вакуумированный объем. Характер же свечения на линии $\lambda = 445 \text{ нм}$, т. е. сохраняющееся неравновесное излучение, по всей вероятности, связан с замораживанием состава ПВ (сохранением твердого углерода) и с высвечиванием примесных азотных центров в кристаллической решетке детонационных наноалмазов (содержание азота в детонационных наноалмазах велико — около 2 % [86]). Это неравновесное излучение указывает на наличие фонных возбуждений кристаллической решетки наноалмазов в ходе взрывного процесса, что создает опытную основу для разработанной в

[67, 87] модели роста алмазных частиц в результате взаимодействий углеродных кластеров с возбужденными высокочастотными колебаниями ковалентных связей атомов С. В соответствии с упомянутой моделью алмазные наночастицы с характерными размерами от 2 нм (минимальный размер детонационных наноалмазов) до $4 \div 5$ нм (средний размер детонационных наноалмазов) образуются за время $t \approx 10^{-10} \div 10^{-9}$ с. Адекватность этой оценки подтверждается расчетами авторов [88]. Отсюда можно сделать вывод, что основная доля детонационных наноалмазов образуется уже во фронте УВ в твердом ВВ. Это соответствует результатам работы [89], где на основе термодинамических расчетов скоростей детонации ВВ сделан вывод о том, что весь свободный углерод в зоне химических реакций в детонационной волне присутствует в виде алмазной фазы. В течении за фронтом УВ происходит рост размеров некоторой части образовавшегося массива наноалмазов. В релаксационной зоне детонационной волны за время $t \approx 10^{-7} \div 10^{-6}$ с могут вырасти частицы алмаза с характерными размерами $20 \div 40$ нм. Эта оценка приблизительно соответствует максимальному размеру детонационных наноалмазов [37–41, 88]. Далее, в волне Тейлора за время $t \approx 10^{-5} \div 10^{-4}$ с могут вырасти алмазные частицы размером до 100 нм. Эта оценка соответствует данным экспериментов [42], в которых исследовалось влияние масштабирования размера заряда ВВ на размеры синтезируемых алмазов. Таким образом, предложенная феноменологическая модель охватывает весь диапазон размеров алмазных наночастиц, синтезируемых из твердых ВВ. Данный пример показывает, что простой экспериментальный факт наличия неравновесного излучения ПВ на «дальней» стадии взрыва позволяет на качественном уровне рассматривать механизмы процессов в релаксационной зоне волны детонации. Следует отметить, что модель [67, 87], не противоречащая общепринятым представлениям о кинетике синтеза наноалмазов в детонационной волне (см. [5, 90–92]), дает нижние оценки времен образования алмазных наночастиц, учитывающие их коллективные квантовые свойства.

Можно отметить другие возможности, открываемые наличием неравновесного излучения [84] ПВ на стадии сильного расширения. В первую очередь, это получение импульсного квазимонохроматического излучения на ли-

нии голубой люминесценции алмазов с задаваемой длительностью, определяемой длиной канала вакуумируемой камеры и скоростью разлета ПВ в вакуум, приблизительно равной скорости детонации. Кроме того, исследование спектра излучения детонационных наноалмазов при расширении ПВ в вакуум может способствовать уточнению представлений [93] о взрывном происхождении «космических» наноалмазов.

Эффект [53] отставания передней границы свечения от фронта взрывной УВ в атмосферном воздухе обусловлен распространением «внутренних» горячих слоев ударно-сжатого газа в трубе. В [53] экспериментальным путем найдены законы подобия движения передней и задней границ свечения в ударной трубе в диапазоне расстояний $x \approx (500 \div 1500)\Delta$, а также установлено, что светящаяся область нестационарной УВ в воздухе совпадает с областью интенсивной термической ионизации. Толщины «несветящегося» (h_1) и светящегося (h_2) слоев воздуха в ударной трубе, а также времена задержки (t_*) и длительности (t_{ir}) свечения связаны с координатой x_1 фронта УВ и временем t_0 его прихода в сечение x_1 соотношениями пропорциональности, вытекающими из упомянутых законов подобия: $h_1 \approx 0,18x_1$, $h_2 \approx 0,21x_1$, $t_* \approx 0,34t_0$, $t_{ir} \approx 0,73t_0$. Приведенные соотношения могут оказаться полезными при выборе редакции крупномасштабных опытов по исследованию релаксационных процессов в нестационарных УВ умеренной интенсивности.

Эффект [85] возрастания мощности излучения при прохождении УВ через область перепада начального давления ксенона обусловлен кумуляцией энергии УВ при распространении в сторону уменьшения плотности газа. Максимальная интенсивность ультрафиолетового (УФ) излучения в опытах [85] составляет $I \approx 5 \cdot 10^{22}$ квант/(см²·с) в спектральной полосе $\lambda = (300 \pm 15)$ нм. В соответствии с представлениями [94, 95] критическая интенсивность УФ-излучения, вызывающая самовоспламенение озона при давлении $10 \div 100$ Торр, составляет $I_* \approx 10^{17}$ квант/(см²·с). При достигнутых параметрах УФ-потока характерное время формирования волны горения в озоне $\tau_f = 1/f\sigma I \approx 4 \cdot 10^{-5}$ с ($\sigma \approx 10^{-19}$ см² — сечение поглощения УФ-квантов в О₃, $f \approx 5$ — квантовый выход фотохимической реакции разложения О₃). Длительность же действия разра-

ботанного в [85] источника светового излучения на порядок превышает оцененную величину τ_f . Можно отметить также, что мощность $\approx 10^7$ Вт светового источника [85] соответствует интенсивности УФ-излучения в момент минимума яркости при распространении УВ типичного сильного взрыва [96] в атмосфере. Это открывает возможности для лабораторного моделирования поведения озона в верхних слоях атмосферы под действием профилированного во времени УФ-излучения сильного взрыва.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Решение поставленных выше задач, осуществленное в рассмотренных в данном обзоре работах, способствует развитию общеизвестных представлений о поведении веществ при динамических воздействиях с темпом менее 10^5 с⁻¹. Изложенные положения создают основу для проведения дальнейших исследований ряда быстропротекающих процессов, так или иначе связанных с сильным расширением продуктов взрыва твердых ВВ. Это может привести к новым, не вполне ожидаемым результатам.

Автор выражает признательность Л. А. Мержиевскому за полезные критические замечания. Автор благодарит своих коллег — соавторов совместных работ за систематическое сотрудничество.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Ударные** волны и экстремальные состояния вещества / Под ред. В. Е. Фортова, Л. В. Алтшулера, Р. Ф. Трунина, А. И. Фунтикова. М.: Наука, 2000.
2. **Физика** взрыва: В 2 т. / Под ред. Л. П. Орленко. М.: Физматлит, 2002.
3. **Бейкер У., Кокс П.** Взрывные явления. Оценка и последствия: В 2 т. М.: Мир, 1986.
4. **Михайлин А. И., Орлов А. В., Садырин А. И., Сильников М. В.** Принципы ослабления поражающих факторов взрыва // Современные методы проектирования и отработки ракетно-артиллерийского вооружения: Сб. докл. науч. конф. Волжского регионального центра РАН / Под ред. Р. И. Ильяева, Е. В. Куличковой, А. Л. Михайлова и др. Саратов: ВНИИЭФ, 2000. С. 517–521.
5. **Даниленко В. В.** Синтез и спекание алмаза взрывом М.: Энергоатомиздат, 2003.
6. **Жерноклетов М. В., Зубарев В. Н., Телегин Г. С.** Изэнтропы расширения продуктов взрыва конденсированных ВВ // ПМТФ. 1969. № 4. С. 127–132.
7. **Шалль Р.** Физика детонации // Физика быстропротекающих процессов / Под ред. Н. А. Златина. М.: Мир, 1971. Т. II. С. 276–349.
8. **Козорезов К. И., Сергеев В. В.** Трехстадийная изэнтропа расширения продуктов детонации ВВ // Физика горения и взрыва. 1975. Т. 11, № 1. С. 102–107.
9. **Куропатенко В. Ф.** Уравнения состояния продуктов детонации плотных ВВ // Физика горения и взрыва. 1989. Т. 25, № 6. С. 112–117.
10. **Садовский М. А.** Механизм действия воздушных ударных волн взрыва по данным экспериментальных исследований // Физика взрыва. М., 1952. № 1. С. 22–110.
11. **Адушкин В. В., Коротков А. И.** Параметры ударной волны вблизи от заряда ВВ при взрыве в воздухе // ПМТФ. 1961. № 5. С. 119–123.
12. **Адушкин В. В.** О формировании ударной волны и разлете продуктов взрыва в воздухе // ПМТФ. 1963. № 5. С. 107–114.
13. **Дафф Р. Е., Блекуэлл А. Н.** Взрывные ударные трубы // Приборы для научных исследований. 1966. Т. 37, № 5. С. 39–46.
14. **Freiwald D. A.** Approximate blast wave theory and experimental data for shock trajectories in linear explosive-driven shock tubes // J. Appl. Phys. 1972. V. 43, N 5. P. 2224–2229.
15. **Попель О. С., Синкевич О. А., Шевченко А. Л.** Затухание ударной волны при разлете продуктов детонации ВВ в газ // Физика горения и взрыва. 1977. Т. 13, № 6. С. 936–939.
16. **Шемарулин В. Е., Мельцас В. Ю., Копытов Г. Ф. и др.** Влияние способа инициирования плоского заряда на процесс формирования ударной волны в трубе // Физика горения и взрыва. 1982. Т. 18, № 4. С. 103–107.
17. **Станюкович К. П.** Неустановившиеся движения сплошной среды. М.: Наука, 1971.
18. **Надаи А.** Пластичность и разрушение твердых тел. М.: Мир, 1959. Т. 2.
19. **Джонс Н.** Импульсное нагружение свободно опертой круговой жесткопластической пластины // Прикл. механика: Сб. переводов. Сер. Е. 1968. Т. 35, № 1. С. 66–73.
20. **Duffey T. A., Key S. W.** Experimental-theoretical correlations of impulsively loaded clamped circular plates // Experim. Mech. 1969. V. 9, N 6. P. 241–245.
21. **Физика** взрыва / Под ред. К. П. Станюковича. М.: Наука, 1975.
22. **Баженов В. Г., Батанин М. А.** Исследование упруго-пластических процессов деформирования круглых пластин при импульсном нагружении с учетом больших прогибов // Прикл. механика. 1978. Т. 14, № 3. С. 74–78.
23. **Мержиевский Л. А., Титов В. М., Фаденко Ю. И., Швецов Г. А.** Высокоскоростное метание твердых тел // Физика горения и взрыва. 1987. Т. 23, № 5. С. 77–91.

24. Мержиевский Л. А., Титов В. М. Высоко-скоростной удар // Физика горения и взрыва. 1987. Т. 23, № 5. С. 92–108.
25. Фомин В. М., Гулидов А. И., Сапожников Г. А. и др. Высокоскоростное взаимодействие тел. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 1999.
26. Held M. Fragment generator // Propellants, Explosives, Pyrotechnics. 1988. V. 13. P. 135–143.
27. Лин Э. Э., Пащенко Э. Н., Сиренко А. В. Способ ударных испытаний объекта: Пат. 2091746 // Бюл. изобрет. 1997. № 27.
28. Хорев И. Е., Зелепугин С. А., Коняев А. А. и др. Разрушение преград группой высокоскоростных тел // Докл. АН. 1999. Т. 369, № 4. С. 481–485.
29. Хорев И. Е., Якушев В. К., Зелепугин С. А. и др. Метание и соударение группы высокоскоростных тел // Докл. АН. 2003. Т. 389, № 2. С. 197–202.
30. Роман О. В., Андилевко С. К., Карпенко С. С. и др. Эффект сверхглубокого проникания. Современное состояние и перспективы (обзор) // Инж.-физ. журн. 2002. Т. 75, № 4. С. 187–199.
31. Буравова С. Н. Эффект фокусировки волн разгрузки и повреждаемость преграды под действием потока частиц // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15, вып. 17. С. 63–67.
32. Буравова С. Н. Откольная модель эрозионного изнашивания поверхности под действием потока частиц // Журн. техн. физики. 1992. Т. 62, вып. 8. С. 58–66.
33. Naimark O., Collombet F., Lataillade J.-L. Super-deep penetration phenomena as resonance excitation of self-keeping spall failure in impacted materials // J. Phys. IV. France 1997. V. 7. P. 773–778.
34. Григорян С. С. О природе «сверхглубокого» проникания твердых микрочастиц в твердые материалы // Докл. АН СССР. 1987. Т. 292, № 6. С. 1319–1322.
35. Динамика удара / Дж. А. Зукас, Т. Николас, Х. Ф. Свифт и др. М.: Мир, 1985.
36. Lin E. E., Mel'tsas V. Yu., Novikov S. A., et al. Investigation of directed group acceleration of solid fragments by expanding explosive products // Proc. 16th Intern. Ballistics Symposium and Exhibition, San Francisco, CA, September 23–27, 1996. V. 2. P. 651–663.
37. Ставер А. М., Губарева Н. В., Лямкин А. И., Петров Е. А. Ультрадисперсные алмазные порошки, полученные с использованием энергии взрыва // Физика горения и взрыва. 1984. Т. 20, № 5. С. 100–104.
38. Титов В. М., Анисичкин В. Ф., Мальков И. Ю. Исследование процесса синтеза ультрадисперсного алмаза в детонационных волнах // Физика горения и взрыва. 1989. Т. 25, № 3. С. 117–126.
39. Волков К. В., Даниленко В. В., Елин В. И. Синтез алмаза из углерода продуктов детонации ВВ // Физика горения и взрыва. 1990. Т. 26, № 3. С. 123–125.
40. Дробышев В. М. Детонационный синтез сверхтвердых материалов // Физика горения и взрыва. 1983. Т. 19, № 5. С. 158–160.
41. Ставер А. М., Лямкин А. И. Получение ультрадисперсных алмазов из взрывчатых веществ // Ультрадисперсные материалы. Получение и свойства: Межвуз. сб. / Под ред. А. М. Ставера. Красноярск: КрПИ, 1990. С. 3–22.
42. Выскубенко Б. А., Даниленко В. В., Лин Э. Э. и др. Влияние масштабных факторов на размеры и выход алмазов при детонационном синтезе // Физика горения и взрыва. 1992. Т. 28, № 2. С. 108–109.
43. Kondo K., Sawai S. Fabricating nanocrystalline diamond ceramics by a shock compaction method // J. Amer. Ceram. Soc. 1990. V. 73, N 7. P. 1983–1991.
44. Прюммер Р. Обработка порошкообразных материалов взрывом. М.: Мир, 1990.
45. Лин Э. Э., Медведкин В. А., Новиков С. А., Сухаренко В. И. Способ изготовления мелкодисперсного алмазного порошка: Пат. 2090499 // Бюл. изобрет. 1997. № 26.
46. Рогозин В. Д. Взрывная обработка порошковых материалов. Волгоград: Изд-во Волгоград. гос. техн. ун-та, 2002.
47. Лин Э. Э., Сиренко А. В., Фунтиков А. И. Экспериментальное изучение расширения продуктов взрыва листового заряда в камере // Физика горения и взрыва. 1980. Т. 16, № 4. С. 133–137.
48. Лин Э. Э., Мазанов В. А., Сиренко А. В. Экспериментальное определение коэффициента Грюнайзена продуктов взрыва твердых взрывчатых веществ в стадии сильного расширения // V Забабахинские научные чтения: Тр. междунар. конф. / Под ред. В. А. Симоненко, Б. К. Водолаги. Снежинск: Изд-во РФЯЦ-ВНИИТФ, 1999. С. 216–220.
49. Махов М. Н. Определение энергосодержания индивидуальных ВВ // Хим. физика. 2000. Т. 19, № 6. С. 52–56.
50. Лин Э. Э. Сильное расширение продуктов взрыва твердых ВВ: Эмпирическое уравнение состояния, импульсные нагрузки, применение // III Харитоновские тематические научные чтения. Экстремальные состояния вещества. Детонация. Ударные волны: Тр. междунар. конф. / Под ред. А. Л. Михайлова. Саров: ВНИИЭФ, 2002. С. 142–144.
51. Лин Э. Э., Мельцас В. Ю., Портнягина Г. Ф. Сравнение экспериментальных и расчетных данных по давлению при сильном расширении продуктов взрыва в замкнутом объеме // Труды РФЯЦ-ВНИИЭФ. Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2003. Вып. 4. С. 266–275.

52. **Лин Э. Э., Сиренко А. В., Фунтиков А. И.** Об изменении давления со временем в отраженной ударной волне при взрыве листового заряда ВВ // Физика горения и взрыва. 1979. Т. 15, № 2. С. 180–182.
53. **Лин Э. Э., Фунтиков А. И.** Экспериментальное изучение распространения ударной волны при взрыве плоского заряда ВВ в ударной трубе // Физика горения и взрыва. 1981. Т. 17, № 5. С. 137–139.
54. **Барышников А. Ф., Кайнов В. Ю., Лин Э. Э. и др.** Способ создания динамической нагрузки с помощью детонации распределенного заряда ВВ // Физика горения и взрыва. 1979. Т. 15, № 6. С. 160–162.
55. **Колегов Л. Е., Лин Э. Э., Рязанов В. Т., Фунтиков А. И.** Экспериментальное изучение деформирования и разрушения круглых алюминиевых пластин при воздействии на них ударной волны // ПМТФ. 1991. № 6. С. 93–97.
56. **Лин Э. Э., Гладцинов А. В., Жабицкий С. К. и др.** Об эффективности коллективного воздействия твердых тел на преграду при умеренной скорости соударения // Письма в ЖТФ. 2005. Т. 31, вып. 2. С. 6–12.
57. **Седов Л. И.** Методы подобия и размерности в механике. М.: Наука, 1967.
58. **Степанова Г. В.** Нестационарное отражение плоской ударной волны от жесткой стенки // Физика горения и взрыва. 1976. Т. 12, № 3. С. 468–471.
59. **Численное решение многомерных задач газовой динамики** / Под ред. С. К. Годунова. М.: Наука, 1976.
60. **Васильев М. Л., Гладцинов А. В., Табачковский А. В.** Методическое обеспечение испытаний осколочно-фугасных боеприпасов // Современные методы проектирования и отработки ракетно-артиллерийского вооружения: Сб. докл. науч. конф. Волжского регионального центра РАРАН / Под ред. Р. И. Илькаева, Е. В. Куличковой, А. Л. Михайлова и др. Саров: ВНИИЭФ, 2000. С. 276–278.
61. **Физические величины: Справочник** / Под ред. И. С. Григорьева, Е. З. Мейлихова. М.: Энергоатомиздат, 1991.
62. **Лин Э. Э., Мельцас В. Ю., Стадник А. Л., Янилкин Ю. В.** О механизме коллективного воздействия потока твердых частиц на преграду // Письма в ЖТФ. 2002. Т. 28, вып. 17. С. 90–94.
63. **Лин Э. Э., Новиков С. А., Казакова И. Ф. и др.** Компактирование ультрадисперсных алмазов при слабом динамическом нагружении // IV Забалахские научные чтения: Докл. междунар. конф. Снежинск: Изд-во РФЯЦ-ВНИИТФ, 1995. С. 192–194.
64. **Лин Э. Э., Новиков С. А., Глушак А. Б. и др.** Исследование условий получения порошков и компактов на основе наноалмаза // V Забалахские научные чтения: Тр. междунар. конф. / Под ред. В. А. Симоненко, Б. К. Водолаги. Снежинск: Изд-во РФЯЦ-ВНИИТФ, 1999. С. 672–678.
65. **Безруков Г. Н.** Алмаз // Физическая энциклопедия / Под ред. А. М. Прохорова. М.: Сов. энцикл., 1988. Т. 1. С. 60–62.
66. **Верещагин А. Л.** О фазовой диаграмме ультрадисперсного углерода // Физика горения и взрыва. 2002. Т. 38, № 3. С. 119–120.
67. **Лин Э. Э.** Стохастическая модель ударно-индуцированного роста кристаллических мезосистем в конденсированных средах // V Забалахские научные чтения: Тр. междунар. конф. / Под ред. В. А. Симоненко, Б. К. Водолаги. Снежинск: Изд-во РФЯЦ-ВНИИТФ, 1999. С. 679–688.
68. **Новиков С. А., Петров В. А., Тимошин Л. М.** Устройства взрывного типа для механических испытаний материалов и конструкций // Физика горения и взрыва. 1991. Т. 27, № 4. С. 87–94.
69. **Бичегов В. И., Залесский В. В., Могилев В. А. и др.** Импульсные газодинамические установки для испытаний РАВ на воздействие поражающих механических факторов // Современные методы проектирования и отработки ракетно-артиллерийского вооружения: Сб. докл. науч. конф. Волжского регионального центра РАРАН / Под ред. Р. И. Илькаева, Е. В. Куличковой, А. Л. Михайлова и др. Саров: ВНИИЭФ, 2000. С. 235–237.
70. **Разрушение разномасштабных объектов при взрыве** / Под ред. А. Г. Иванова. Саров: Изд-во РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2001.
71. **Могилев В. А., Копытов Г. Ф., Поддубный В. А. и др.** Генерирование воздушных ударных волн в ударных трубах взрывного действия // Современные методы проектирования и отработки ракетно-артиллерийского вооружения: Сб. докл. II науч. конф. Волжского регионального центра РАРАН / Под ред. Р. И. Илькаева. Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2003. С. 133–139.
72. **Иванов А. Г., Сырунин М. А., Телегин Г. С. и др.** Способ повышения безопасности ядерных боеприпасов: Пат. 2065222 // Бюл. изобрет. 1996. № 22.
73. **Лоборев В. М., Острик А. В., Петровский В. П., Чепрунов А. А.** Методы моделирования механического действия излучения на материалы и конструкции. Сергиев Посад: Изд-во Центрального физ.-техн. ин-та МО РФ, 1997.
74. **Якушев В. К.** Выброс тела из контейнера при сверхзвуковых скоростях полета // Современные методы проектирования и отработки ракетно-артиллерийского вооружения: Сб. докл. II науч. конф. Волжского регионального центра РАРАН / Под ред. Р. И. Илькаева. Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2003. С. 189–192.

75. Абашкин Б. И., Гурьев Д. Л., Ермилов И. Н. и др. Воздействие низкоамплитудной ударной волны с остаточным давлением на гексагональный нитрид бора // Физика горения и взрыва. 1997. Т. 33, № 5. С. 122–127.
76. Долгушин Д. С., Анисичкин В. Ф., Комаров В. Ф. Ударно-волновое компактирование ультрадисперсных алмазов // Физика горения и взрыва. 1999. Т. 35, № 3. С. 143–145.
77. Дерибас А. А., Симонов П. А., Филимоненко В. Н., Штерцер А. А. Длинноимпульсное взрывное компактирование алмазного порошка // Физика горения и взрыва. 2000. Т. 36, № 6. С. 91–103.
78. Покропивный В. В., Скороход В. В., Покропивный А. В., Красников Ю. Г. Моделирование ударной генерации гиперзвуковых фононов и резонансный принцип активации компактирования нанопорошков // Письма в ЖТФ. 1997. Т. 23, № 12. С. 81–84.
79. Лин Э. Э. Ударно-индуцированный рост кристаллов в пористой среде из наноалмазов // Хим. физика. 1997. Т. 16, № 12. С. 113–115.
80. Байдакова М. В., Вуль А. Я., Сиклицкий В. И., Фалеев Н. Н. Фрактальная структура кластеров ультрадисперсного алмаза // Физика твердого тела. 1998. Т. 40, № 4. С. 776–780.
81. Бацанов С. С., Вазюлин В. А., Копанева Л. И. и др. Ударное прессование алмазного порошка // Физика горения и взрыва. 1991. Т. 27, № 4. С. 139.
82. Андриевский Р. А. Состояние разработок и перспективы в области порошковых наноструктурных материалов // Ультрадисперсные порошки, наноструктуры, материалы: Тр. Второй межрегион. конф. с международным участием (Ставеровские чтения 5–7 октября 1999 г.) / Под ред. В. Е. Редькина. Красноярск: Изд-во КГТУ, 1999. С. 190–196.
83. Безруков Г. Н., Бутузов В. П., Самойлович М. И. Синтетический алмаз. М.: Недра, 1976.
84. Выскубенко Б. А., Лин Э. Э., Сиренко А. В. О возможности регистрации люминесценции ультрадисперсных алмазов в детонационной волне // Физика горения и взрыва. 1993. Т. 29, № 1. С. 134–135.
85. Сиренко А. В., Лин Э. Э., Пащенко Э. Н. Источник света на основе взрывной ударной трубы со ступенькой плотности ксенона // Физика горения и взрыва. 1999. Т. 35, № 3. С. 136–139.
86. Верецагин А. Л., Сакович Г. В., Брыляков П. М. и др. Строение алмазоподобной фазы углерода детонационного синтеза // Докл. АН СССР. 1990. Т. 314, № 4. С. 866–867.
87. Лин Э. Э. О кластерном механизме синтеза алмазов из различных твердых форм углерода // Физика твердого тела. 2000. Т. 42, вып. 10. С. 1893–1898.
88. Анисичкин В. Ф., Долгушин Д. С., Петров Е. А. Влияние температуры на процесс роста ультрадисперсных алмазов в детонационной волне во фронте ДВ // Физика горения и взрыва. 1995. Т. 31, № 1. С. 109–112.
89. Gubin S. A., Pepekin V. I., Odintsov V. V. Thermodynamic calculation of detonation parameters // Combustion, Detonation, Shock Waves: Proc. Zel'dovich Memorial Intern. Conf. on Combustion (12–17 September 1994). 1995. V. 1. Moscow, 1995. P. 434–442.
90. Мальков И. Ю. Коагуляция углерода в условиях нестационарных течений продуктов детонации // Физика горения и взрыва. 1994. Т. 31, № 1. С. 155–157.
91. Верецагин А. Л. Детонационные наноалмазы: Бийск: Изд-во Алт. гос. техн. ун-та, 2001.
92. Титов В. М., Аульченко В. М., Евдокимов О. В. и др. Определение параметров наноструктур при детонации ВВ с помощью малоуглового рассеяния полихроматического синхротронного излучения // V Харитоновские тематические научные чтения. Вещества, материалы и конструкции при интенсивных динамических воздействиях: Тр. междунар. конф. / Под ред. А. Л. Михайлова. Саров: ВНИИЭФ, 2003. С. 261–264.
93. Верецагин А. Л. Превращения детонационных наноалмазов в межзвездном пространстве // Физикохимия ультрадисперсных (нано-) систем (18–22 августа, Томск): Сб. науч. тр. VI Всерос. (междунар.) конф. / Под ред. В. Ф. Петрунина. М.: Изд-во МИФИ, 2003. С. 261–265.
94. Намятов И. Г., Бабушок В. И. Критические условия взрывного разложения озона под действием УФ-излучения постоянной интенсивности // Физика горения и взрыва. 1996. Т. 32, № 3. С. 34–41.
95. Бабушок В. И., Минаев С. С., Намятов И. Г. Распространение волны химической реакции под действием УФ-излучения // Физика горения и взрыва. 1996. Т. 32, № 4. С. 32–35.
96. Физика ядерного взрыва. Т. 1: Развитие взрыва / Под ред. В. М. Лоборева, Б. В. Замышляева, Е. П. Маслина, Б. А. Шилобреева. М.: Наука, Физматгиз, 1997.

Поступила в редакцию 13/IX 2004 г.