

# Изучение теплофизических и механических свойств вещества в экстремальных условиях

И.К.Красюк, П.П.Пашинин, А.Ю.Семенов, В.Е.Фортов

*Представлены основные результаты проведенных в Институте общей физики РАН за последние 10 лет исследований свойств вещества в экстремальных условиях, созданных с помощью мощного лазерного излучения. Обсуждаются проблемы, связанные с измерением температуры вещества за фронтом ударной волны. Приведены результаты экспериментального изучения механических свойств вещества при сверхвысоких скоростях деформирования. Даны примеры эффективного использования численного моделирования при исследовании механических и гидродинамических процессов, протекающих в веществе при воздействии на него лазерным излучением большой мощности.*

**Ключевые слова:** лазерное излучение, ударная волна, уравнение состояния, давление, температура, скорость деформирования, откол, численное моделирование.

## 1. Введение

В течение последних 10 лет в Институте общей физики РАН (ИОФ РАН) проводились исследования свойств вещества в экстремальных условиях, создаваемых с помощью мощного лазерного излучения (см., напр., [1 – 12]). Эти исследования во многом были инициированы академиком А.М.Прохоровым и осуществлялись при его постоянном внимании и поддержке. В них помимо сотрудников ИОФ РАН принимали участие сотрудники Института теплофизики экстремальных состояний Объединенного института высоких температур РАН и Института проблем химической физики РАН.

Лазеры дают уникальную возможность изучения физических свойств вещества при высоких концентрациях энергии. Так, например, в экспериментах по лазерному термоядерному синтезу в центре оболочечных сферических мишеней в зависимости от их типа и условий облучения можно получить значительное сжатие вещества мишени (1000 г/см<sup>3</sup>) либо сильный его нагрев (100 кэВ). В типичных условиях при действии импульса лазерного излучения на мишень в результате поглощения энергии веществом мишени образуется высокотемпературная плазма. Гидродинамический разлет плазмы приводит к воздействию на мишень абляционного давления, вызванного импульсом отдачи. Под действием этого импульса в мишени формируется и начинает двигаться ударная волна, амплитуда которой может достигать сотен мегабар. За фронтом этой волны происходит нагрев и сжатие вещества мишени. Разработанные к настоящему времени экспериментальные методы позволяют изучать с по-

мощью таких ударных волн термодинамические характеристики вещества для получения широкодиапазонных (в широком диапазоне изменения переменных) полупирических уравнений состояния (УРС). При этом использование лазеров дает возможность проникнуть в ранее не изученные области фазовых диаграмм.

Раздел 2 настоящей статьи относится к применению мощных лазерных ударных волн для изучения теплофизических свойств вещества в экстремальных условиях. Обсуждаются проблемы, связанные с измерением температуры вещества за фронтом ударной волны. Одной из них является экранировка оптического излучения из горячей области веществом в волне разгрузки. Другая проблема связана со спецификой лазерного метода генерации ударных волн. Поскольку на лицевой поверхности мишени образуется высокотемпературная плазма, ее излучение может привести к предпрогреву мишени и, следовательно, к изменению ее исходных характеристик.

В разд.3 представлено другое направление, связанное с применением лазерных ударных волн, – исследование механических свойств вещества при сверхвысоких скоростях его деформирования. При отражении ударной волны от тыльной поверхности мишени вблизи нее возникает область растягивающих напряжений, или «отрицательных» давлений. В результате на тыльной стороне мишени развивается явление откола, приводящее к отрыву части материала мишени. Использование лазерных ударных волн позволило изучить такие явления при скоростях деформирования, при которых динамическая прочность вещества приближается к ее теоретическому пределу.

В разд.4 содержится обзор численных методов, применяемых в разд.2 и 3 для моделирования изучаемых ударно-волновых явлений. Приведены примеры эффективного использования численного моделирования при исследовании механических и гидродинамических процессов, протекающих в веществе при воздействии на него лазерным излучением большой мощности.

**И.К.Красюк, П.П.Пашинин, А.Ю.Семенов.** Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38; e-mail: krasyuk@kapella.gpi.ru

**В.Е.Фортов.** Институт теплофизики экстремальных состояний Объединенного института высоких температур РАН, Россия, 127412 Москва, ул. Ижорская, 13/19

Поступила в редакцию 29 января 2003 г.

## 2. Теплофизические характеристики плотной плазмы в волне разгрузки

Одно из важных применений лазерных ударных волн – использование их при создании широкодиапазонных полуэмпирических уравнений состояния вещества [13]. Метод исследования основан на использовании алгебраических соотношений между гидродинамическими величинами на поверхности разрыва, являющихся следствием общих законов сохранения массы, импульса и энергии в случае одномерного стационарного движения [14]:

$$\begin{aligned} V &= (D - U)V_0/D, \\ P &= P_0 + DU/V_0, \\ E &= E_0 + 0.5(P_0 + P)(V_0 - V). \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь  $V = 1/\rho$  – удельный объем;  $P$  – давление;  $E$  – внутренняя энергия;  $D$  – скорость движения фронта ударной волны по невозмущенному покоящемуся веществу;  $U$  – массовая скорость, т.е. скорость частиц за фронтом ударной волны. Величины с индексом «0» относятся к невозмущенному веществу перед фронтом ударной волны. Регистрируя любые два из пяти параметров ( $P$ ,  $V$ ,  $D$ ,  $U$  и  $E$ ), с использованием соотношений (1) можно найти гидродинамические и термодинамические характеристики вещества и установить между ними связь с помощью калорического УРС

$$E = E(P, V). \quad (2)$$

В случае металлов обычно измеряют кинематические параметры  $D$  и  $U$ . При этом измерения сводятся к регистрации времен, за которые фронт ударной волны проходит фиксированные (базисные) расстояния. Точность измерения скоростей  $D$  и  $U$  движения ударной волны в практически важных случаях должна быть не хуже 5% – 10%.

Использование динамических методов диагностики, основанных на соотношениях (1), для получения ударных адиабат предполагает стационарность и одномерность исследуемых гидродинамических течений исследуемого вещества. Стационарность и одномерность обеспечиваются выбором толщины мишени и диаметра пятна облучения. С помощью УРС в калорическом виде (2) можно проводить гидродинамические расчеты адиабатических течений вещества. Однако учет процессов теплопереноса или излучения нагретого вещества требует явного задания температуры как функции давления и объема:

$$T = T(P, V). \quad (3)$$

В настоящее время при построении термодинамически полных УРС применяется косвенный метод, основанный на решении линейного однородного дифференциального уравнения относительно  $T$  (см., напр., [15])

$$\left[ P + \left( \frac{\partial E}{\partial V} \right)_P \right] \frac{\partial T}{\partial P} - \left( \frac{\partial E}{\partial P} \right)_V \frac{\partial T}{\partial V} = T, \quad (4)$$

следующего из первого начала термодинамики и дополненного в качестве граничного условия хотя бы одним значением температуры, известным из эксперимента. При этом используется калорическое УРС (2), определенное для рассматриваемой области  $P$ – $V$  плоскости.

Интерес к прямому измерению температуры в динамических экспериментах вызван тем, что новые данные по температуре в разных областях  $P$ – $V$  плоскости могли бы способствовать уточнению зависимостей  $T = T(P, V)$ , получаемых в результате решения уравнения (4). Отметим, что из-за экспериментальных трудностей и неоднозначности интерпретации получаемых данных только небольшое число из имеющихся работ по лазерной генерации ударных волн посвящено прямому измерению температуры вещества за фронтом ударной волны в металлах.

В случае металлов прямое измерение температуры вещества за фронтом ударной волны оптическими методами представляет собой весьма сложную задачу, главным образом из-за наличия экранировки излучения из горячих областей мишени парами вещества в волне разгрузки. Малая длительность воздействия также усложняет задачу. Возникает необходимость в удовлетворении ряда требований к конструкции и точности изготовления мишени, качеству и мощности лазерного пучка, пространственному и временному разрешению регистрирующей аппаратуры. При типичной длительности лазерного воздействия около 1 нс толщина мишени не должна превышать 15–20 мкм, а диаметр пятна облучения должен составлять не менее 150–200 мкм. Преодоление возникающих экспериментальных трудностей может быть достигнуто применением измерительной аппаратуры с высоким временным и пространственным разрешением и выполнением особых требований к точности и чистоте изготовления мишеней из исследуемого материала.

Начальное состояние мишени также имеет существенное значение, т.к. лазерная генерация ударных волн связана с образованием на ее лицевой поверхности высокотемпературной плазмы и, следовательно, возможен предпрогрев вещества мишени рентгеновским излучением плазменной короны и потоком быстрых электронов. Это требует развития адекватных методов измерения температуры предпрогрева и определения начального состояния вещества исследуемой мишени.

В данной работе обсуждается возможность использования пирометрических методов измерения температуры вещества за фронтом ударной волны при выходе ее на свободную поверхность мишени (рис.1). Проведено сравнение экспериментальных результатов [16–18], полученных при измерении нагрева вещества в случае лазерной генерации ударных волн в алюминии, с результатами численного моделирования. Показано, как предпрогрев мишени может существенно повлиять на характеристики оптического сигнала, который регистрируется с тыльной поверхности мишени, и, следовательно, на точность измерений температуры и давления в веществе за фронтом ударной волны.

### 2.1. Условия эксперимента

Схема эксперимента описана в [16] и приведена на рис.2. Использовалось лазерное излучение с длиной волны 0.53 мкм и интенсивностью на мишени до  $3 \times 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup>. Лазерный импульс с длительностью по полувывсоте 0.6 нс имел гауссову форму. Применялась специальная техника сглаживания для получения равномерного распределения интенсивности по фокальному пятну диаметром 200 мкм [19]. Опыты проводились со ступенчатыми мишенями из алюминия, которые были изготовлены методом напыления. Выбор материала мишени

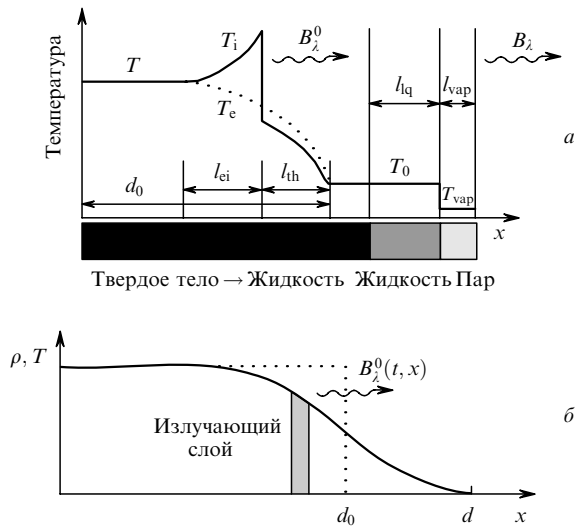


Рис.1. Структура фронта ударной волны перед выходом ее на свободную поверхность мишени в двухтемпературном приближении с учетом предпрогрева мишени ( $T_i$  и  $T_e$  – ионная и электронная температуры,  $T_0$  – температура предпрогрева,  $T_{vap}$  – температура паров вещества) (а) и схематическое изображение пространственных профилей плотности  $\rho$  и температуры  $T = T_i = T_e$  в процессе истечения вещества в вакуум, т.е. его разгрузки, после выхода ударной волны на свободную поверхность (б). Пунктирная линия на рис.1,б соответствует началу положению тыльной поверхности мишени ( $x = d_0$ ).

вызван тем, что УРС алюминия хорошо изучено (см., напр., [15, 20]). Толщина базы мишени равна 9.4 мкм, а высота ступени – 4 мкм при ширине переходной зоны около 2 мкм (рис.2). Качество изготовления мишеней контролировалось электронным микроскопом. Высота ступени измерялась с точностью не хуже 0.05 мкм.

Излучение с тыльной стороны мишени регистрировалось с помощью электронно-оптической камеры (ЭОК) с временным разрешением 5 пс, оснащенной прибором с зарядовой связью (ПЗС-матрица) из 12-битных элементов (общее число элементов  $512 \times 512$ ). Качество ударной волны таково, что разброс времени выхода фронта ударной волны на тыльную поверхность мишени из алюминия толщиной 13.8 мкм не превышает  $\pm 5$  пс в пределах пятна диаметром 200 мкм. Этот разброс в целом характеризует качество изготовления мишени и степень однородности ее облучения. Точность определения скорости ударной волны в этих условиях не хуже 2.5% при ее абсолютной величине 24.5 км/с.

Для измерения «цветовой» температуры вещества в волне разгрузки использовался двухканальный пирометр для регистрации свечения с тыльной поверхности

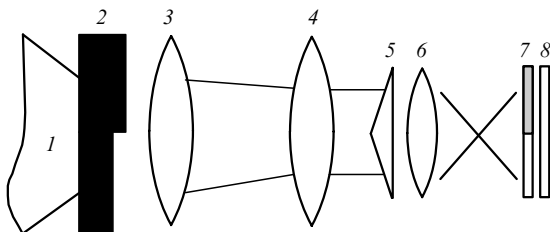


Рис.2. Схема лазерного эксперимента [16]: 1 – лазерный пучок; 2 – ступенчатая мишень; 3, 4, 6 – линзы; 5 – бипризма для расщепления светового потока мишени на два; 7 – комбинация из «красного» и «синего» светофильтров; 8 – входная щель ЭОК.

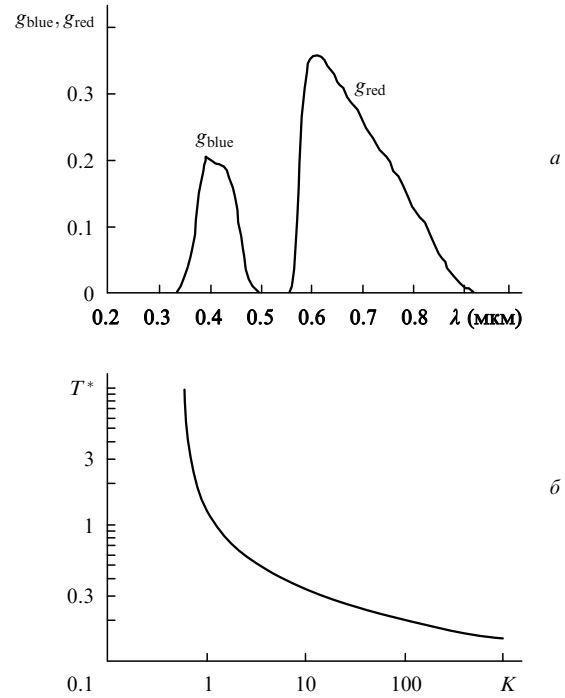


Рис.3. Характеристики двухканального пирометра: «синяя» и «красная» спектральные чувствительности каналов пирометра  $g_{blue}(\lambda)$  и  $g_{red}(\lambda)$  (а) и эффективная цветовая температура, рассчитанная по формуле (7) (б).

мишени в «красной» (600 мкм) и «синей» (400 мкм) областях спектра. Оптическая система состояла из бипризмы и двух светофильтров. Характеристики спектрального пропускания каждого из каналов [16–18] с учетом чувствительности фотокатода ЭОК представлены на рис.3,а.

### 2.2. Численное моделирование

Для определения характеристик ударных волн по результатам экспериментальных измерений был применен метод численного моделирования. Численно решались одномерные нестационарные дифференциальные уравнения гидродинамики, которые выражают законы сохранения массы, импульса и энергии. При этом учитывалось широкодиапазонное полумпирическое УРС исследуемого вещества [15].

Для решения данной задачи была создана специальная компьютерная программа (гидродинамический численный код) в лагранжевых переменных [21]; более подробные сведения о численном методе даны в разд.4 настоящей работы. Связь между амплитудой импульса абляционного давления  $P_a$  и интенсивностью лазерного излучения  $I$  задавалась соотношением подобия [13]

$$P_a = A_p I^m, \tag{5}$$

где коэффициент  $A_p$  и показатель степени  $m$  определяются конкретными условиями лазерного воздействия [3].

Для вычисления временного хода температуры свечения исследуемого вещества в волне разгрузки, которая образуется после выхода ударной волны на свободную (тыльную) поверхность мишени (рис.1,б), использовался подход работы [14], но уже с привлечением упомянутого выше гидродинамического кода для вычисления пространственных профилей плотности и температуры вещества в фиксированные последовательные моменты вре-

мени существования волны разгрузки (см. задачу 4 в разд.4). С течением времени в процессе разгрузки вещества мишени излучение из горячей области экранируется слоем более холодного вещества (рис.1,б). В результате на приемник попадает излучение из более холодных слоев, расположенных ближе к границе расширяющегося вещества. Излучающий слой находится на таком расстоянии от границы с вакуумом, на котором оптическая толщина для регистрируемого излучения приближенно равна единице. Если не принимать во внимание влияние теплопроводности и излучения, то профили газодинамических параметров при выходе ударной волны на свободную поверхность мишени, необходимые для расчета эффективной температуры свечения, могут быть найдены на основе решения газодинамической задачи о распаде разрыва. В этом случае решение будет находиться на изэнтропе разгрузки вещества мишени в вакуум.

Следуя [14], рассмотрим свечение слоя вещества с распределением температуры и плотности в нем, как на рис.1,б. Спектральная яркость излучения на свободной поверхности рассматриваемого слоя может быть вычислена по следующей формуле [14]:

$$B_{\lambda} = \int dx B_{\lambda}^0(T(x, t)) \tilde{\chi}_{\lambda}(x, t) \exp \left[ - \int_0^x \tilde{\chi}_{\lambda}(\xi, t) d\xi \right], \quad (6)$$

где

$$B_{\lambda}^0 = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp[hc/(\lambda kT)] - 1},$$

$$\tilde{\chi}_{\lambda}(x, t) = \chi_{\lambda}(x, t) \{ 1 - \exp[-hc/(\lambda kT(x, t))] \}$$

– соответственно спектральная яркость равновесного излучения и коэффициент поглощения светового излучения с учетом вынужденного испускания. Интервал в (6) рассчитывается по всей глубине мишени от ее границы с вакуумом ( $x = d$ ). Эффективная цветовая температура  $T^*$  определяется, как известно, из соотношения

$$\frac{\int g_{\text{red}} B_{\lambda} d\lambda}{\int g_{\text{blue}} B_{\lambda} d\lambda} = K(T^*) = \frac{\int g_{\text{red}} B_{\lambda}^0 d\lambda}{\int g_{\text{blue}} B_{\lambda}^0 d\lambda}, \quad (7)$$

где  $g_{\text{red}}$  и  $g_{\text{blue}}$  – «красная» и «синяя» спектральные чувствительности каналов пирометра (рис.3,а).

Для расчета коэффициента поглощения плазмы в настоящей работе использовался численный код [22, 23], основанный на применении обобщенной «химической» модели, учитывающей эффекты неидеальности, вырождения и переход металл – диэлектрик. В этом коде коэффициент поглощения вычисляется после нахождения состава плазмы суммированием вкладов всех каналов фотоионизации с добавлением вклада тормозного поглощения в поле ионизованных атомов.

Использование выражения (6) при расчетах представляет значительные трудности. Это связано, во-первых, с очень большим диапазоном изменений коэффициента поглощения  $\chi(x, t)$  (до пяти порядков) и, во-вторых, с резкими градиентами  $\chi(x, t)$  вдоль оси  $x$ . Вследствие указанных трудностей вычисление интеграла (6) проводилось численным методом с применением неравномерной сетки с автоматическим сгущением в областях больших градиентов и немонотонностей подынтегральных функций. Построенный алгоритм является комбинацией ана-

литических формул точного интегрирования и методов приближенного представления функций. В качестве еще одного приближения для вычисления коэффициента поглощения использовалась формула Крамерса – Унзоляда, выведенная для случая однократно ионизованного газа водородоподобных атомов алюминия [14]:

$$\frac{1}{\chi_{\lambda}} = \frac{1.2 \times 10^{-3}}{\lambda^3 \rho T} \exp \left( \frac{5.99 - 1.24/\lambda}{T} \right). \quad (8)$$

Здесь  $\chi_{\lambda}$  измеряется в мкм;  $\lambda$  – длина волны излучения в мкм;  $\rho = \rho(x)$  и  $T = T(x)$  – соответственно пространственные распределения плотности (в г/см<sup>3</sup>) и температуры (в эВ) в излучающем слое. Атомный вес алюминия равен 26.98, потенциал ионизации – 5.99 эВ. В расчетах степень ионизации принималась равной единице.

### 2.3. Обработка экспериментальных результатов

На рис.4 и 5 приведены экспериментально полученные в [16] хронограммы свечения в «красной» и «синей» областях спектра на тыльной поверхности мишени ступенчатой формы. Для снижения влияния статистических ошибок в последующей обработке были объединены результаты двух экспериментов с близкими характеристиками лазерного облучения мишени. Для сглаживания кривых свечения применялся метод наименьших квадратов с последовательным подбором наименьших аппроксимирующих функций. Результаты сглаживания показаны на рис.4 и 5 жирными линиями. При выборе аппроксимирующих функций учитывалось требование совпадения положений максимумов «красного» и «синего» сигналов, вытекающее из свойств излучения черного тела.

Для нахождения температуры использовалась вычисленная функциональная зависимость отношения интенсивностей равновесного излучения в «красной» и «синей» областях спектра от температуры черного тела (рис.3,б). Эта зависимость получена с учетом спектральных чувст-

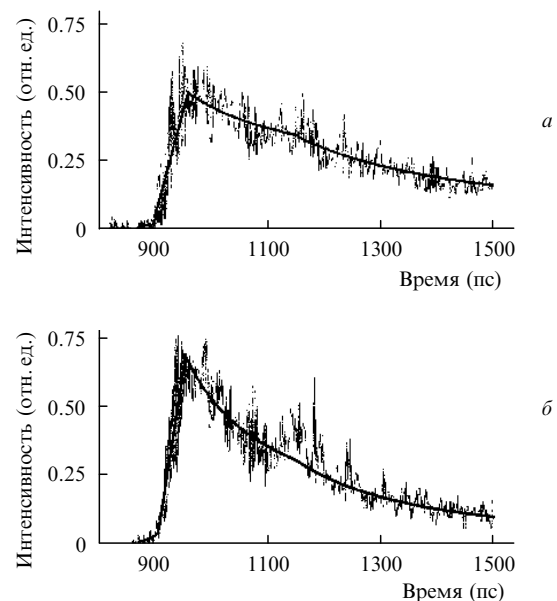


Рис.4. Световые сигналы, зарегистрированные от базовой поверхности мишени, в «красной» (а) и «синей» (б) полосах пропускания пирометра. Жирные кривые – результаты их сглаживания. Интенсивности на обоих рисунках представлены в одинаковых относительных единицах.

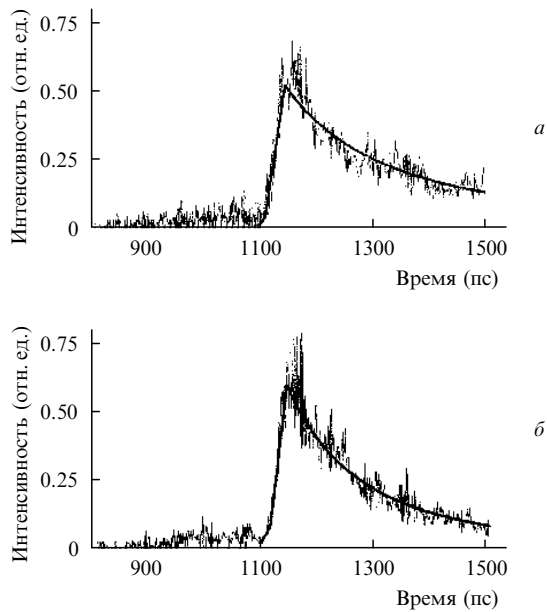


Рис.5. Световые сигналы, зарегистрированные от ступеньки мишени, в «красной» (а) и «синей» (б) полосах пропускания пирометра. Жирные кривые – результаты их сглаживания. Интенсивности на обоих рисунках представлены в одинаковых относительных единицах.

вительностей каналов  $g_{red}$  и  $g_{blue}$ , приведенных на рис.3,а. Результаты определения цветовой температуры излучения на базовой поверхности мишени и ступени приведены на рис.6 жирными линиями. Сравнение поведения температуры на обеих поверхностях мишени показыва-

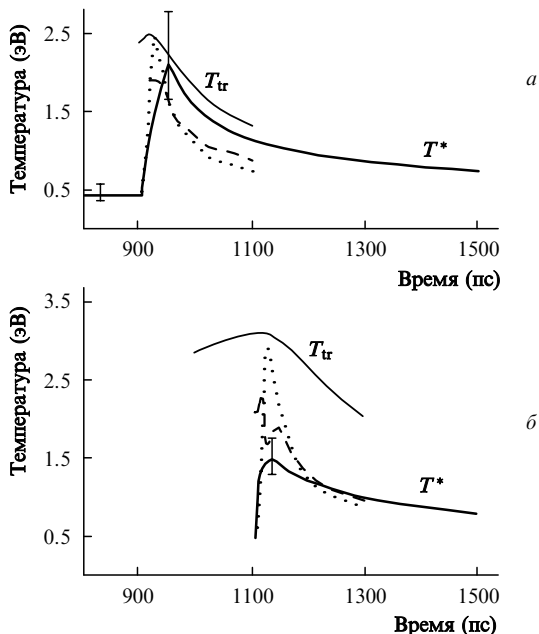


Рис.6. Вычисленные по полной газодинамической модели и рассчитанные по результатам эксперимента временные профили температуры в волне разгрузки при выходе ударной волны на базовую поверхность мишени (а) и ее ступеньку (б). Сплошная жирная кривая – рассчитанная экспериментальная цветовая температура  $T^*$ , сплошная тонкая – вычисленная максимальная «истинная» температура  $T_{tr}$ , пунктирная – температура, вычисленная по формулам (6) и (7) и полуэмпирической модели оптической плотности, штриховая – температура, вычисленная по формулам (6) и (7) и формуле Крамерса – Унзоляда для оптической плотности.

ет следующее. Видно, что максимальная температура на ступени меньше, чем на базовой поверхности мишени. Кроме того, длительности фронтов нарастания температуры в этих случаях также различны: 52.5 пс для базовой поверхности и 33.5 пс для ступени. Иначе говоря, длительность фронта нарастания измеряемой температуры уменьшается с увеличением толщины мишени. Обратим внимание на то, что на переднем фронте кривой, полученной для базовой поверхности, можно обнаружить следы пьедестала, указывающего на наличие предпрогрева мишени до температуры  $0.45_{-0.06}^{+0.15}$  эВ.

## 2.4. Результаты численного моделирования

### 2.4.1. Определение амплитуды импульса давления

Амплитуда абляционного давления  $P_a$  на лицевой поверхности мишени определялась при сравнении измеренного времени и времени, полученного в результате численного моделирования процесса прохождения фронтом ударной волны базового расстояния, равного высоте ступени на мишени. При этом предполагалось, что импульс давления повторяет форму лазерного импульса с длительностью по полувысоте 0.6 нс.

Из сравнения рис.4,а и 5,а, а также рис.4,б и 5,б видно, что задержка появления сигнала свечения от ступени относительно сигнала от базовой поверхности мишени равна 203 пс. Это означает, что фронт ударной волны проходит дистанцию  $h_s = 4$  мкм (толщина ступени) за время  $t_s = 203$  пс. Расчеты показали, что измеренное время задержки  $t_s$  обусловлено амплитудой давления на лицевой поверхности мишени  $P_a = 6.8$  Мбар. Соответственно амплитуда давления ударной волны на базовом расстоянии внутри мишени (см. п.2.1)  $P_s = 6.5$  Мбар. С другой стороны, если предположить, что в данном случае распространение ударной волны имеет стационарный характер, то скорость ее фронта можно определить по формуле  $D = h_s/t_s = 19.7$  км/с. Тогда из таблицы ударной адиабаты алюминия для скоростей [15, 20] можно получить в стационарном приближении давление за ударной волной  $P_{st} = 6$  Мбар. Различие давлений  $P_s$  и  $P_{st}$  указывает на затухание ударной волны при распространении ее по ступени и, следовательно, на приближенность оценки амплитуды ударной волны в случае измерения средней скорости ее фронта.

### 2.4.2. Вычисление временного профиля цветовой температуры

С помощью численного гидродинамического кода, дополненного полуэмпирическим широкодиапазонным термодинамически полным реальным УРС алюминия, были найдены пространственные профили плотности вещества и его температуры в волне разгрузки в заданные моменты времени вблизи моментов времени выхода фронта ударной волны на свободные поверхности мишени (поверхность базы и поверхность ступени; см. также задачу 4 из разд.4). Затем, используя выражения (6), (7) и кривую на рис.3,б, были вычислены временные зависимости цветовой температуры от времени на базовой поверхности мишени и на ее ступени (рис.6).

Использование различных моделей для определения оптической плотности алюминия приводит к близким результатам, но при этом модель Крамерса – Унзоляда дает несколько большие значения. На рис.6 показаны также вычисленные временные профили максимальной

«истинной» температуры  $T_{tr}(t)$  вещества в волне разгрузки, которая определялась как максимальное значение в рассчитанном поле температур для каждого момента времени.

Сравнение экспериментальных и вычисленных значений температур указывает на существенную экранировку области мишени с максимальной температурой слоем вещества с более низкой температурой, отделяющим эту область от свободной поверхности мишени. На поверхности ступени экранировка проявляется сильнее, чем на базовой поверхности: если на базовой поверхности мишени относительное различие измеренной и максимальной температур не превышает 26 %, то на поверхности ступени измеренная температура в волне разгрузки оказывается почти в два раза меньше максимальной. Кроме того, на базовой поверхности мишени совпадение измеренной и вычисленной температур происходит значительно быстрее, а именно спустя 55 пс после момента выхода ударной волны на свободную поверхность. Для сравнения: на поверхности ступени время, после которого имеет место совпадение этих температур, превышает 400 пс. Далее методом численного моделирования будет показано, что на время нарастания световых сигналов и, следовательно, на длительность фронта нарастания регистрируемой температуры влияет предпрогрев мишени (рис. 1, а).

#### 2.4.3. Влияние структуры фронта ударной волны на длительность фронта нарастания оптических сигналов

Оценим зависимость длительности нарастания сигнала оптического свечения от тыльной поверхности мишени от характеристик фронта ударной волны. Конечность пространственного размера фронта  $l_f$  ударной волны приводит к увеличению длительности фронта наблюдаемого оптического сигнала  $t_f = l_f/D$ .

Схематично структура фронта ударной волны [14] показана на рис. 1, а. В сильной ударной волне за скачком уплотнения возникает резкое различие ионной ( $T_i$ ) и электронной ( $T_e$ ) температур: температура ионов значительно превышает температуру электронов. Так как интенсивность оптического излучения главным образом связана с электронной температурой, нарастание регистрируемого светового сигнала определяется скоростью выравнивания электронной и ионной температур.

Следуя [14], оценим ширину релаксационной зоны  $l_{ei} = t_{ei}D$  (где  $t_{ei}$  – время электрон-ионной термализации), в которой происходит выравнивание электронной и ионной температур. Для вещества в нормальных условиях оценки  $t_{ei}$  по Спитцеру [24] и по модели, учитывающей неидеальность плазмы [25], дают соответственно 15 и 0.2 фс. Следовательно, при  $D = 20$  км/с ширина релаксационной зоны  $l_{ei} = 4 \times 10^{-6} - 3 \times 10^{-4}$  мкм.

Учет электронной теплопроводности приводит к ширине предпрогревного слоя  $l_{th} = (2/5)\kappa/D = 2 \times 10^{-5} - 5 \times 10^{-3}$  мкм, где  $\kappa$  – коэффициент электронной теплопроводности (см., напр., [14]). Эти оценки показывают, что в случае нормального состояния вещества перед фронтом ударной волны ( $T = 293$  К,  $\rho = 2.7$  г/см<sup>3</sup>) полная ширина фронта не может превышать  $l_f = l_{ei} + l_{th} = 6 \times 10^{-3}$  мкм, а время нарастания регистрируемого оптического сигнала  $t_f^s = (l_{ei} + l_{th} + l_{opt})/D$  не должно быть больше 1 пс. Величина  $l_{opt}$  – это расстояние, начиная с которого сигнал из глубины мишени уже выходит наружу и регистрируется детектором, более строго – это тол-

щина холодного (непрогретого) вещества вблизи тыльной поверхности мишени, для которой оптическая толщина

$$\tau_{opt} = \int_{d-l_{opt}}^d dx \chi(x) \approx 1,$$

где параметр  $d$  характеризует положение границы мишень – вакуум (см. рис. 1, б). Заметим, что поскольку  $l_{ei} \ll l_{th}$ , то вкладом  $l_{ei}$  можно пренебречь. При комнатной температуре для алюминиевой мишени  $l_{opt} \approx 10^{-2}$  мкм.

Длительность фронтов экспериментально зарегистрированных световых сигналов оказывается значительно больше теоретически оцененной величины  $t_f^s$ . Одной из возможных причин уширения их фронтов может стать предпрогрев мишени вследствие его влияния на длительность фронта ударной волны и теплофизические характеристики мишени.

#### 2.4.4. Учет влияния предпрогрева мишени на характеристики ударной волны

Приведем результаты численного моделирования свечения вещества на свободной поверхности мишени толщиной 9.4 мкм с учетом ее предпрогрева. Расчеты выполнены в предположении, что нагрев мишени происходил в результате равномерного по ее объему выделения тепла с постоянной во времени плотностью мощности  $1.7 \times 10^{13}$  Вт/см<sup>3</sup>. Причиной предпрогрева может быть рентгеновское излучение, а также поток быстрых электронов из плазменной короны, образующейся на лицевой поверхности мишени в процессе лазерной генерации ударной волны, с предполагаемой интенсивностью  $2.3 \times 10^{10}$  Вт/см<sup>2</sup>, что составляет 0.1 % от интенсивности лазерного излучения. Это предположение согласуется с данными работы [26] о предпрогреве алюминиевой мишени и приводит к ожидаемому значению предпрогрева во фронте ударной волны 0.3–1 эВ [27, 28] (см. также рис. 6, а). Остальные условия расчета соответствовали экспериментальным [16].

Отметим, однако, для определенности, что в наших экспериментальных условиях, при  $I < 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup>, предпрогрев мишени связан скорее с рентгеновским излучением, а не с быстрыми электронами и что в действительности такое поглощение носит экспоненциальный характер. Предположение об однородности источника предпрогрева является упрощением, оправданным при условии, что толщина мишени меньше длины поглощения рентгеновского излучения.

Вначале были рассчитаны пространственные профили плотности и температуры с учетом предпрогрева мишени (рис. 7). После этого с помощью соотношений (6) и (7) вычислен временной ход цветовой температуры (рис. 8, б). Полученное таким образом время нарастания температуры  $t_2^s$  оказывается равным 22.5 пс, что сравнимо, но все же меньше экспериментально зарегистрированного значения 52.5 пс. На рис. 8, а представлены длительности световых сигналов в зависимости от толщины мишени, зарегистрированные в работах [16, 29, 30]. Видно, что при рентгеновском способе генерации ударных волн времена нарастания световых сигналов превышают значения, полученные при прямом лазерном воздействии на мишень.

Проведенный расчет показывает, что, начиная с момента времени  $t_T = 0.5$  нс после начала процесса, металл вблизи поверхности расширяется изотермически при

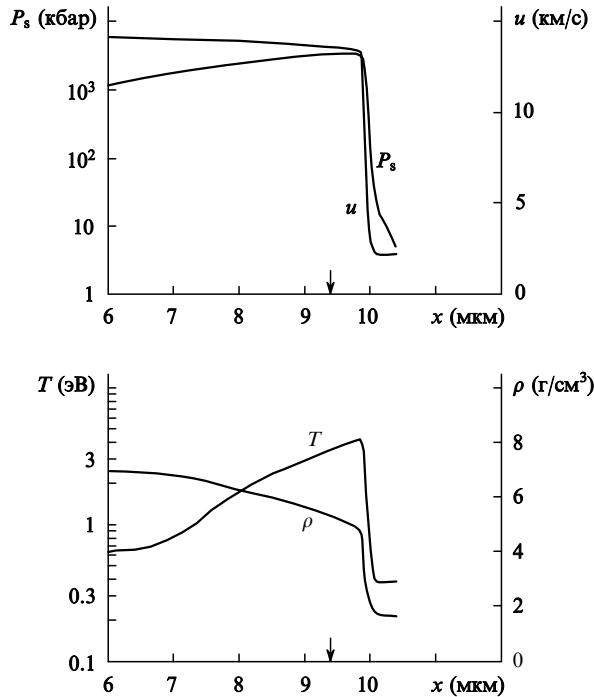


Рис.7. Пространственные профили характеристик вещества в случае предпрогрева мишени при температуре поверхности  $T_0 = 5200$  К в момент времени появления оптического сигнала на базовой поверхности мишени  $t_b = 900$  пс. Стрелками показано исходное положение базовой поверхности мишени;  $u$  – скорость вещества в мишени.

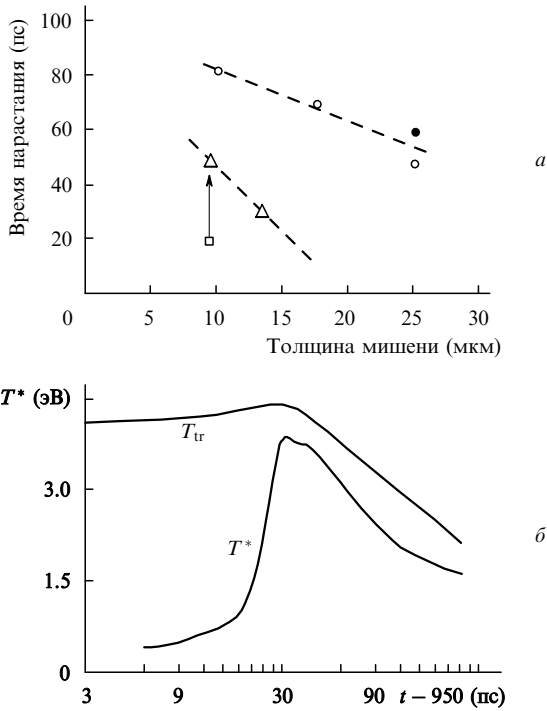


Рис.8. Зависимости длительности фронта экспериментально регистрируемого светового сигнала от толщины мишени в случае лазерного ( $\Delta$  [16]) и рентгеновского ( $\circ$  [29],  $\bullet$  [30]) способов генерации ударной волны и результат вычислений, представленных в п.2.4.4 ( $\square$ ) (стрелка показывает смещение результатов с учетом образования газовой фазы на поверхности мишени (см. п.2.4.5)) (а), а также вычисленные временные профили цветовой («наблюдаемой») температуры  $T^*$  в случае предпрогрева мишени и «истинной» максимальной температуры  $T_{tr}$  в ударно-сжатом веществе в момент времени 950 пс, соответствующий максимальному оптическому сигналу, регистрируемому от базовой поверхности мишени (см. рис.4) (б).

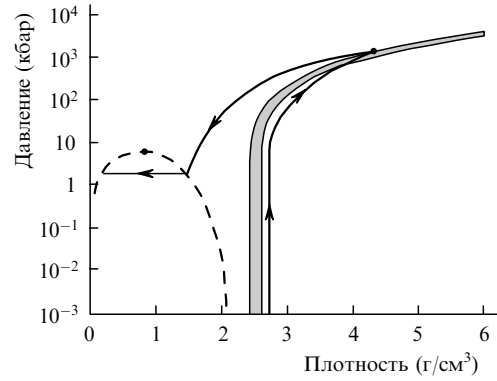


Рис.9. Фазовая диаграмма алюминия [34]. Заштрихованная область – область плавления. Штриховая кривая – линия равновесия системы жидкость – пар. Траектория, обозначенная стрелками, показывает изменение состояния исследуемого вещества в результате предпрогрева: сжатие, плавление, изотермическое расширение при  $T_0 = 5200$  К и попадание в неустойчивую область жидкость – пар.

температуре  $T_0 = 5200$  К = 0.45 эВ. Вследствие предпрогрева скорость расширения  $u_{exp}$  оказывается равной 2.2 км/с. Из-за этого расширения к моменту прихода фронта ударной волны на свободную поверхность мишени ее положение сдвигается вправо почти на 1 мкм (рис.7). Стрелками на рис.7 показано первоначальное положение границы мишень – вакуум. Высота ступеньки увеличивается на  $\delta h_s = u_{exp} t_s = 0.5$  мкм, что означает изменение базисного расстояния почти на 10%. Таким образом, предпрогрев мишени, приводя к изменению базисного расстояния, может значительно увеличить ошибку экспериментального измерения скорости фронта ударной волны. Вещество в волне разгрузки, проходя через твердое и жидкое состояния, входит в двухфазную область (рис.9). На рис.1,а эта область состояний соответствует  $T_0$  и  $l_{lq}$ .

**2.4.5. Вычисление характеристик газовой фазы материала на границе жидкость – вакуум**

Возможности компьютерной реализации численного кода не позволили с достаточной точностью определить плотность вещества в газовой фазе. На рис.1,а эта область состояний соответствует  $T_{var}$  и  $l_{var}$ . Для оценки характеристик вещества в газовой фазе были проведены аналитические оценки по модели испарения нагретого вещества [31]. В случае алюминиевой мишени атомная плотность частиц насыщенного пара  $n_0$  (в  $см^{-3}$ ) как функция температуры поверхности  $T_0$  (в эВ) определяется следующим полуэмпирическим выражением [32]:

$$n_0 = \frac{A}{T_0^{3/2}} \exp\left(-\frac{B}{T_0}\right), \tag{9}$$

где  $A = 2.47 \times 10^{23}$  и  $B = 3.08$  (см. [32]) – полуэмпирические коэффициенты. При  $T_0 = 0.45$  эВ формула (9) дает  $n_0 = 8.5 \times 10^{20} см^{-3}$ . Формирование газодинамического потока газа происходит на расстояниях  $l = 1/(\sigma n_0) = 1.8 \times 10^{-6} см$ , где  $\sigma = 6.4 \times 10^{-16} см^2$  – газокинетическое сечение для атомов алюминия [32]. Плотность испаренного вещества в гидродинамическом потоке  $n$  и его температура  $T$  связаны с плотностью насыщенного пара  $n_0$  и температурой поверхности  $T_0$  соотношениями [31]

$$n = 0.31n_0 = 2.6 \times 10^{20} см^{-3}, \quad T = 0.65T_0 = 0.3 эВ.$$

Газодинамическая скорость расширения облака пара  $u_{\text{вар}}$ , вычисленная по формулам, приведенным в [31], достигает 1.2 км/с. Так как эффективное время расширения пара  $t_{\text{вар}} = t_b - t_T \approx 0.4$  нс (где  $t_b = 0.9$  нс – момент появления оптического сигнала на базовой поверхности мишени, а  $t_T = 0.5$  нс – начало изотермического расширения), то к моменту выхода ударной волны на поверхность мишени пар занимает область протяженностью  $l_{\text{вар}} = u_{\text{вар}} t_{\text{вар}} = 0.54$  мкм. Оценка оптической толщины этого газового слоя алюминия дает  $\tau_{\text{opt}} = 0.25$ . Данный слой вносит в полное время нарастания оптического сигнала вклад  $t_3^s = l_{\text{вар}}/D = 27$  пс. Таким образом, согласно проведенным вычислениям в случае предпрогрева мишени суммарное время нарастания наблюдаемого оптического сигнала  $t^s = t_1^s + t_2^s + t_3^s$  может быть оценено как 50 пс, что в пределах ошибки совпадает с зарегистрированным значением 52.5 пс.

Численные расчеты и аналитические оценки показывают, что в результате предпрогрева на свободной поверхности мишени образуется слой вещества толщиной  $\sim 1.5$  мкм в смешанном состоянии жидкость–газ, в котором плотность меняется от 2.7 до  $1.2 \times 10^{-2}$  г/см<sup>3</sup>. На фазовой диаграмме алюминия (рис.9) траектория, обозначенная стрелками, показывает изменение состояния исследуемого вещества в результате предпрогрева. Возникающий при этом на свободной поверхности мишени слой вещества поглощает свет, что приводит к уменьшению амплитуды оптического сигнала и искажению результатов измерения «истинной» температуры.

Из проведенных оценок следует, что при интерпретации результатов экспериментальных измерений светового излучения необходимо принимать во внимание возможность образования на свободной поверхности мишени слоя вещества с параметрами, отличающимися от параметров исходного состояния. Время прохождения этого слоя ударной волной и релаксационные процессы во фронте ударной волны могут оказывать существенное влияние на длительность нарастания регистрируемого светового сигнала. Если это время окажется сравнимым с временем расширения вещества, экранировка излучения из областей с максимальной температурой может привести к заметному снижению наблюдаемой температуры по сравнению с ее реальным значением.

Таким образом, в экспериментах по применению лазерной генерации ударных волн для изучения теплофизических свойств вещества за фронтом ударной волны, наряду с другими проблемами, особое внимание следует уделять определению характеристик начального состояния мишени. Во-первых, даже незначительный предпрогрев мишени может привести к изменению ее геометрических размеров, что, в свою очередь, может оказать существенное влияние на точность ударно-волновых измерений, проводимых в предположении холодной мишени. Во-вторых, в результате предпрогрева на свободной поверхности мишени образуется рыхлый слой вещества с резкими изменениями параметров. Релаксационные процессы в этом слое могут привести к значительному искажению амплитуды и формы регистрируемых световых сигналов от свободной поверхности мишени, на основе которых определяется температура вещества в волне разгрузки.

Экспериментальное определение величины предпрогрева мишени и разработка мер по его исключению по-прежнему представляют собой достаточно сложную за-

дачу. Так как яркость излучения нагретого слоя сильно зависит от температуры, в одном эксперименте трудно разделить оптические сигналы от предпрогретого вещества и от вещества, нагретого в скачке уплотнения. Одним из путей решения этой проблемы, как показано в данной работе, является оценка предпрогрева мишени по длительности нарастания регистрируемого оптического сигнала. Для этого можно предложить следующий эксперимент. Необходимо использовать мишень, состоящую из двух фольг, находящихся друг от друга на расстоянии, на котором сохраняется одномерность условий облучения составной мишени (приблизительно 20–30 мкм). Толщины фольг равны толщинам базы и ступени мишени, выбранным в данном эксперименте по лазерной генерации ударных волн. В случае составной конструкции мишени яркая вспышка света при выходе ударной волны на тыльную поверхность второй фольги появится с задержкой 1–1.5 нс. При этом чувствительность регистрирующей аппаратуры может быть значительно повышена за счет снижения ее временного разрешения.

Для того чтобы уменьшить предпрогрев мишени, можно применить более простые способы, такие как нанесение на лицевую поверхность мишени пластикового аблятора с малым атомным номером  $Z$  и/или слоя вещества с  $Z$ , значительно превышающим атомный номер материала исследуемой мишени. В первом случае, как показано экспериментально в работе [33], интенсивность рентгеновского излучения от лицевой поверхности мишени снижается, что приводит к уменьшению предпрогрева. При этом наблюдается гораздо лучшее согласие измеренных и вычисленных характеристик оптического сигнала от свободной поверхности мишени.

### 3. Механические свойства вещества при больших скоростях деформирования, вызванного действием лазерной ударной волны

#### 3.1. Эксперимент

Рассмотрим результаты изучения динамической прочности алюминиевого сплава при больших скоростях деформирования. Для ее определения использовалось явление откола, возникающее при отражении фронта ударной волны от свободной поверхности мишени из исследуемого вещества [14] (рис.10). Ударная волна в мишени генерировалась под действием импульсного лазерного излучения на ее лицевую поверхность.

Эксперименты были выполнены в ИОФ РАН на лазерных установках «Камертон» и «Сириус» на неодимовом стекле. Основные параметры установок таковы: «Камертон» – длина волны излучения  $\lambda = 0.53$  мкм, максимальная энергия в импульсе  $E_{\text{max}} = 100$  Дж, длительность импульса излучения  $t_p = 2.5$  нс [35]; «Сириус» –  $\lambda = 1.06$  мкм,  $E_{\text{max}} = 60$  Дж,  $t_p = 5 - 80$  нс, форма импульса излучения – треугольная (подробнее см. в [36]). Схема эксперимента показана на рис.11.

Лазерное излучение фокусировалось на мишень в пятно диаметром 1 мм. Мишени представляли собой пластины из алюминиевого сплава АМг6М толщиной 180–460 мкм. Сплав АМг6М (см., напр., [32]) состоит из алюминия с добавками 0.3%–0.6% Mn и 5.5%–6.5% Mg, буква М в конце аббревиатуры означает, что сплав мягкий (отожженный), плотность сплава равна 2.61 г/см<sup>3</sup>, что



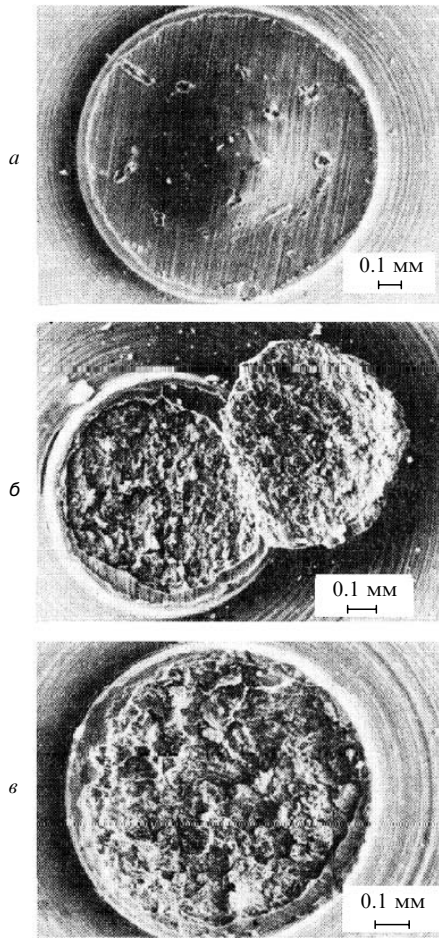


Рис.10. Результаты взаимодействия лазерной ударной волны с мишенью, приводящего к отколу. По мере возрастания абляционного давления на лицевой поверхности мишени можно наблюдать появление откола в центре цилиндрической ступенчатой мишени (154 кбар, а), его развитие (187 кбар, б) и завершение с полным отделением откольного слоя от мишени (247 кбар, в). Эксперименты проведены на лазерной установке «Сириус» ИОФ РАН.

несколько меньше плотности алюминия (2.70 г/см<sup>3</sup>). В соответствии с результатами численного моделирования (см. п.4.3) для уменьшения краевых эффектов мишени были изготовлены с выступом на их тыльной стороне высотой 100 мкм при диаметре 1 мм. Для определения момента времени откола  $t_{sp}$  в экспериментах с помощью осциллографа Tektronix TDS-744A измерялось время прилета откольного слоя на электроконтактный датчик  $t_{arr}$ . Датчик располагался на расстоянии 110–880 мкм от мишени.

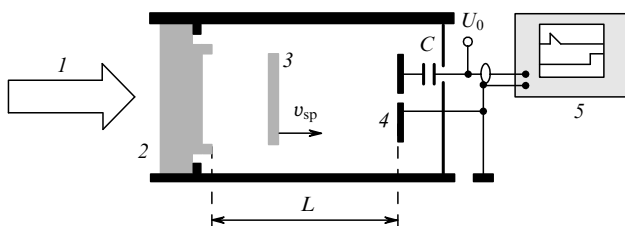


Рис.11. Схема эксперимента: 1 – лазерный пучок; 2 – мишень; 3 – откольный слой; 4 – электроконтактный датчик; 5 – осциллограф;  $C = 0.01$  мкФ,  $U_0 = 10$  В.

Откольная прочность и момент отделения откольного слоя от мишени определялись с использованием измеренной в каждом эксперименте толщины этого слоя  $h_{sp}$  и времени  $t_{arr}$ . Для изучения особенностей ударно-волнового упрочнения материала были выполнены эксперименты с искусственными откольными слоями. В этом случае фольга из алюминия толщиной 8–50 мкм прижималась к тыльной поверхности мишени с небольшим усилием.

### 3.2. Моделирование

Численное моделирование использовалось для вычисления в условиях каждого эксперимента скорости слоя вещества, отделяющегося от мишени в процессе откола. Для этого был разработан одномерный нестационарный гидродинамический код [21, 37, 38], основанный на численном решении дифференциальных уравнений, которые выражают законы сохранения массы, импульса и энергии и дополнены широкодиапазонным полуэмпирическим УРС исследуемого вещества [15]. Для моделирования сплава АМг6М применялось УРС алюминия, в котором начальная плотность  $\rho_0$  полагалась равной 2.61 г/см<sup>3</sup>. Связь между амплитудой импульса давления  $P_a$  и интенсивностью лазерного излучения  $I$  задавалась, как и в разд.2, соотношением подобия (5).

### 3.3. Определение момента времени откола $t_{sp}$

В неповрежденной после воздействия ударной волны части мишени с помощью микроскопа измерялись среднее положение плоскости откола  $S$  и средняя толщина откольного слоя  $h_{sp}$ . Для нахождения момента времени откола  $t_{sp}$  использовалось нелинейное уравнение

$$t_{sp} + L/v_{sp} = t_{arr}. \tag{10}$$

Здесь  $L$  – расстояние от тыльной стороны мишени до электроконтактного датчика. Скорость откольного слоя  $v_{sp}$  вычислялась с помощью численного расчета профиля давления  $P(t)$  в плоскости откола  $S$  по формуле

$$v_{sp} = m_{sp}^{-1} \int_{t_0}^{t_{sp}} P(t) dt, \tag{11}$$

где  $m_{sp} = \rho_0 h_{sp}$  – масса на единицу поверхности откольного слоя. Момент времени  $t_0$  соответствует началу импульса давления, действующему в плоскости откола (рис.12). Затем находилась откольная прочность материала  $\sigma^*$  по формуле  $\sigma^* = |P(t_{sp})|$ . Скорость деформирования материала в плоскости откола  $S$  в момент времени  $t_{sp}$ , определяемая формулой  $\dot{V}/V_0 = (dV/dt)/V_0 = -(d\rho/dt)/\rho_0$ , вычислялась численно.

Отметим, что разрушение материала является сложным, протяженным во времени кинетическим процессом [39]. Для простоты предполагалось, что откол происходит мгновенно по достижении отрицательным давлением предельного значения, соответствующего динамической прочности материала.

### 3.4. Результаты экспериментов

В проведенных экспериментах наблюдались два основных режима деформирования исследуемого материала, приводящих к его разрушению. Их можно определить как динамический и квазистационарный. Качественно различие этих механизмов состоит в том, что в

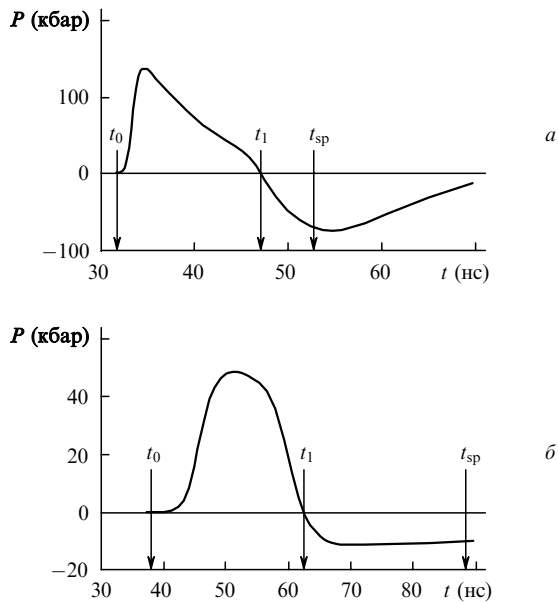


Рис. 12. Профили давления в динамическом (а) и квазистационарном (б) режимах откола.

первом случае нагрузка линейно нарастает вплоть до момента разрушения, а во втором происходит быстрое растяжение материала с последующим его разрушением при почти постоянной нагрузке (рис.12). Оба механизма являются конкурирующими: реализуется тот из них, для которого при заданных условиях ударно-волнового нагружения образца момент откола наступает раньше.

### 3.4.1. Динамический режим деформирования

Экспериментальная зависимость откольной прочности материала  $\sigma^*$  от скорости деформирования  $\dot{V}/V_0$  приведена на рис.13. Эти данные дополнены полученными ранее результатами взрывных экспериментов [40]. Видно, что в рассматриваемом режиме откольная динамическая прочность материала монотонно возрастает при увеличении скорости деформирования вплоть до  $10^7 \text{ c}^{-1}$  и может быть описана эмпирическим соотношением

$$\sigma^* = 0.74(\dot{V}/V_0)^{2/9}, \quad (12)$$

где  $\sigma^*$  измеряется в кбар, а  $\dot{V}/V_0$  – в  $\text{c}^{-1}$ . В диапазоне  $\dot{V}/V_0 = (1 - 1.5) \times 10^7 \text{ c}^{-1}$  откольная динамическая прочность резко возрастает до величины  $\sigma_{\text{dyn}}^* = 80$  кбар, оставаясь затем практически неизменной. Это указывает на достижение предельной динамической прочности исследуемого материала. Ее теоретическая оценка составляет  $\sim 100$  кбар [40], что соответствует приближению одно-временного разрыва всех связей твердого тела.

Как и следовало ожидать (см., напр., [41]), результаты экспериментов, проведенных с использованием искусственных откольных слоев (за исключением двух темных нижних точек на рис. 13), показали, что в плоскости контакта искусственного слоя с поверхностью мишени происходит упрочнение материала. Статическая прочность исследуемого материала  $\sigma_{\text{st}}^*$ , измеренная в пределах  $\dot{V}/V_0 \rightarrow 0$  и  $t \rightarrow \infty$ , равна 3.4 кбар [32] и показана на рис.13 тонкой штрих-пунктирной прямой.

### 3.4.2. Квазистационарный режим деформирования

В экспериментах на начальной стадии происходит деформирование материала со скоростью  $\dot{V}/V_0$ , превы-

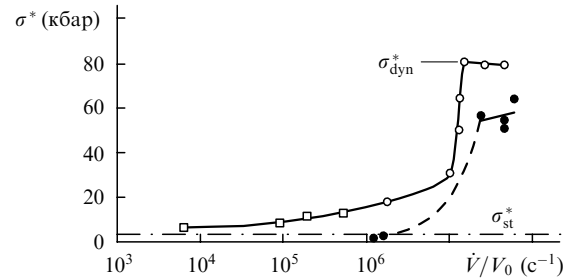


Рис.13. Зависимости откольной динамической прочности алюминиевого сплава АМг6М от скорости деформирования в случае динамического режима откола, полученные в лазерных (○) и взрывных (□) экспериментах, а также для искусственного откольного слоя (●). Сплошные кривые – результаты сглаживания экспериментальных данных методом наименьших квадратов, штриховая – результаты моделирования.

шающей  $5 \times 10^7 \text{ c}^{-1}$ , а затем материал находится в растянутом состоянии в течение промежутка времени  $\Delta t = t_{\text{sp}} - t_1$  при почти неизменной нагрузке, пока не произойдет разрушение (рис.12,б). Здесь  $t_1$  – момент времени, в который давление становится отрицательным. Экспериментальная зависимость откольной прочности от длительности квазистационарного отрицательного импульса давления показана на рис.14. Обработка результатов измерений методом наименьших квадратов показала, что динамическая прочность материала в этом случае почти обратно пропорциональна длительности  $\Delta t$  отрицательного импульса давления и удовлетворяет эмпирическому соотношению

$$\sigma^* = 7 \times 10^2 \Delta t^{-5/4}, \quad (13)$$

где  $\sigma^*$  измеряется в кбар, а  $\Delta t$  – в нс.

При малых  $\Delta t$  откольная прочность для квазистационарного режима стремится к предельной откольной прочности динамического режима, достижимой при больших  $\dot{V}/V_0$ . При  $\Delta t \rightarrow 80$  нс откольная прочность стремится к своему статическому значению 3.4 кбар. Результаты экспериментов, выполненных с использованием искусственных откольных слоев (рис.14), подтвердили и в этом случае вывод о значительном упрочнении материала при ударно-волновом воздействии.

В результате проведенных исследований впервые удалось фиксировать момент времени, когда происходит откол. При исследовании динамической прочности алюминиевого сплава АМг6М было установлено, что явление откола может иметь место при нестационарных нагрузках различного типа. Их можно называть нагруз-

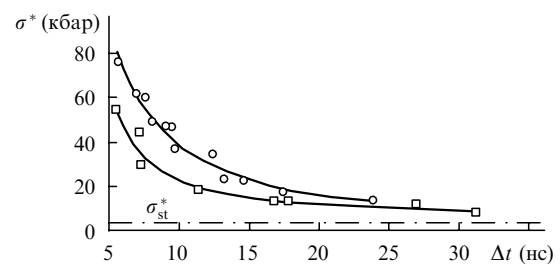


Рис.14. Зависимости откольной прочности алюминиевого сплава АМг6М от длительности растягивающего напряжения в случае квазистационарного режима откола, полученные в лазерных экспериментах (○) и для искусственного откольного слоя (□). Сплошные кривые – результаты сглаживания экспериментальных данных методом наименьших квадратов.

ками динамического, квазистационарного и промежуточного типов.

Для систематизации этих режимов оказывается удобным ввести параметр  $\xi = t_{sp}/t_m$ , где  $t_{sp}$  – момент времени, когда растягивающая нагрузка  $\sigma$  достигает величины  $\sigma_{sp}$ , при которой происходит откол, а  $t_m$  – момент времени, когда нагрузка  $\sigma$  становится максимальной. Тогда в первом режиме, при  $\xi \leq 1$ , разрушение материала имеет место при линейном нарастании нагрузки во времени. Во втором ( $\xi \geq 2$ ) – происходит быстрое растяжение и разрушение материала при почти постоянной нагрузке. Третий режим ( $1 < \xi < 2$ ) представляет собой комбинацию из стадий, сравнимых по продолжительности действия: на первой стадии нагрузка растет линейно во времени, а на второй она остается почти постоянной вплоть до момента отделения откольного слоя от мишени. При этом в эксперименте реализуется тот режим, для которого при заданных условиях ударно-волнового нагружения образца откол наступает раньше.

Впервые экспериментально определена предельная динамическая прочность алюминниевго сплава АМг6М, оказавшаяся равной 80 кбар, что близко к теоретической оценке 100 кбар.

#### 4. Численное моделирование ударно-волновых явлений

В настоящее время численное моделирование физических процессов является важной составной частью научного исследования. Результаты моделирования позволяют в ряде случаев получить новую информацию о внутреннем течении изучаемого процесса, характеристики которого пока не удастся измерить экспериментальными методами. В частности, такая информация, полученная из численных расчетов, позволила обнаружить и дать физическую интерпретацию ранее неизвестному механизму откола, который был описан в разд.3.

Моделирование явлений и процессов, изучаемых в некоторых прикладных исследованиях и экспериментах, делает необходимым дальнейшую разработку и усовершенствование методов, позволяющих получать надежные численные результаты. Это важно, например, при моделировании течения сред с достаточно произвольными УРС. К этим задачам относятся задачи моделирования распространения сильных ударных волн в различных средах, задачи высокоскоростного соударения, т.е. такие, где становятся существенными те или иные реальные свойства вещества. Эффективность использования численного моделирования при изучении теплофизических и механических свойств вещества при ударно-волновом нагружении продемонстрирована в разд.2 и 3.

Имеется целый ряд специальных программ и алгоритмов, которые позволяют учитывать свойства веществ (т.е. УРС) в широком диапазоне термодинамических параметров. В частности, это алгоритмы, с помощью которых по значениям плотности и внутренней энергии можно получать значения давления, скорости звука и температуры. Результаты могут быть представлены в виде как таблиц, так и аналитических формул, аппроксимирующих зависимости термодинамических свойств веществ. Применение УРС такого типа ставит задачу адаптации к ним существующих численных методов либо создания новых методов, приспособленных специально для таких УРС.

#### 4.1. Особенности численного моделирования ударно-волновых явлений

Рассмотрим несколько подробнее те специфические трудности, которые приходится преодолевать при использовании широкодиапазонных УРС в приложениях к уравнениям газовой динамики, представляющих собой запись законов сохранения массы, импульса и энергии (см., напр., [14, 37, 38]). В настоящее время существует ряд достаточно надежных и широко применяемых численных методик для расчета течений сред с модельными, в частности идеально-газовыми, УРС. Тем не менее при попытке распространения их в область неидеальных УРС возникают следующие частные проблемы.

Обратимся сначала к неявным дискретным разностным схемам, которые применяются для аппроксимации исходных уравнений в частных производных. При использовании неявных разностных схем, представляющих собой нелинейные системы алгебраических уравнений относительно искомых значений сеточных функций, возникают трудности, связанные со сходимостью итерационных процессов, которые применяются для нахождения решения. Это объясняется довольно часто нестандартным поведением УРС в тех или иных областях. Дополнительными трудностями, например для итерационного метода Ньютона, являются, во-первых, требование знания производных термодинамических величин, что также усложняет УРС, и, во-вторых, разрывы самих производных. Используемая иногда квазилинеаризация уравнений не упрощает подход, т.к. она применима далеко не всегда и может вносить неконтролируемую погрешность.

Последнее замечание можно адресовать и тем методам, как явным, так и неявным, в которых необходимо учитывать те или иные формы искусственной вязкости. В частности, нередко используемая квадратичная вязкость Неймана – Рихтмайера [42, 43], выведенная в предположении об идеально-газовом УРС, может привести при неадекватном ее применении к принципиальным погрешностям [44]. Что касается реального широкодиапазонного УРС, то здесь подобные погрешности могут, вообще говоря, даже возрасти. При этом отсутствует надежная процедура контроля вносимой погрешности.

То же относится и к численным методам (как явным, так и неявным), основанным на тщательной предварительной многопараметрической настройке численного алгоритма, исходящей из тех или иных принципов. Например, это может касаться метода коррекции потоков [45, 46], где численное решение специально корректируется, исходя из свойств точного решения нелинейного эволюционного уравнения. При использовании таких методов может иногда возникать вопрос об адекватности той или иной априорной настройки метода на решение, свойства которого, строго говоря, заранее неизвестны. Возникает впечатление, что при некоторых достаточно сложных взаимодействиях может произойти искажение численного решения.

Подобные аргументы приводят к выводу о необходимости использования при газодинамических расчетах с произвольными УРС алгоритмов, которые являлись бы в некотором смысле наиболее естественными для данной системы уравнений, без привнесения извне каких-либо дополнительных соображений, не вытекающих из специфики этих УРС. Такой подход позволяет провести отбор и оставить в рассмотрении только те методы, которые опираются непосредственно на свойства самих уравне-

ний газовой динамики. Это – метод С.К.Годунова [47–49] и его гибридные модификации, а также методы типа метода С.К.Годунова, такие как методы Роу [50–51], Куранта–Изаксона–Риса [52] и некоторые другие (см. ссылки в [37, 38]). Здесь под гибридностью понимается возможность схемы менять свои свойства, например порядок аппроксимации. Все рассматриваемые методы являются явными и позволяют наиболее адекватно описывать область влияния газодинамической системы уравнений.

Метод С.К.Годунова, вообще говоря, нелинейный и основан на точном решении задачи о распаде произвольного газодинамического разрыва (задача Римана). Метод Роу является «полулинейным»: при вычислении сеточных функций на границах разностных ячеек используется специальная явная процедура усреднения, зависящая от решения, которая позволяет сохранить ряд свойств метода С.К.Годунова, основанного на точном решении. К сожалению, применение метода Роу накладывает определенные требования на используемое УРС [37, 38]. Метод Куранта–Изаксона–Риса является в некотором смысле «линейным»: при нахождении сеточных величин на границах разностных ячеек применяются инварианты Римана локально линеаризованной системы уравнений гиперболического типа. Дополнительным его преимуществом по сравнению с двумя предыдущими методами служит снятие требования о дивергентности исходной системы уравнений. Это позволяет, в частности, строить разностные схемы, в том числе для принципиально нелинейной системы уравнений двухтемпературной газовой динамики. В данном методе можно использовать достаточно произвольные УРС. В численных расчетах метод Куранта–Изаксона–Риса показал высокую надежность, работоспособность и «неприхотливость» для широкой области взаимодействий и всех используемых УРС (см., напр., [2, 21, 37, 38]).

Несколько слов о гибридности, или переменном порядке, численного метода. Цель введения гибридности состоит в том, чтобы, не меняя алгоритма сквозного расчета, обеспечить второй порядок точности в областях гладкости решения и возможность вести расчет по надежной схеме первого порядка точности, обладающей хорошими сглаживающими свойствами в областях с сильными градиентами искомых функций. Тем самым введение гибридности позволяет в рамках одного алгоритма совместить положительные свойства как схем первого порядка точности (например, монотонность и отсутствие осцилляций в области больших градиентов), так и схем второго порядка точности (повышенную точность в областях плавного поведения решения). В частности, для уравнений газовой динамики гибридность схем дает возможность повысить точность расчета контактных разрывов, волн разрежения и т. д. и избежать при этом нефизичных осцилляций на фронтах ударных волн.

#### 4.2. Результаты численных расчетов отколов в одномерном случае

На основе разработанного численного метода был проведен ряд расчетов как тестовых, так и имеющих прикладное значение одномерных и двумерных задач (подробнее см. в [2, 21, 37, 38]).

*Задача 1.* На рис.15 показаны численные результаты газодинамического моделирования распространения

ударной волны в алюминиевой мишени, которые были получены в лагранжевых координатах. При вычислениях использовалось реальное УРС материала мишени – алюминия. Исходные условия следующие. На алюминиевую мишень толщиной 50 мкм слева (рис.15,а) действует импульс давления трапецевидной формы общей длительностью 0.3 нс с участками роста и падения давления, длительности которых соответственно равны 0.03 и 0.01 нс. Максимальная амплитуда импульса равна 28 Мбар. Численное моделирование проводилось для случая широкодиапазонного УРС [15, 34, 53], которое использовалось как в табличной форме, так и в виде аналитических аппроксимаций, оформленных как компьютерные программы. Результаты численного моделирования сравнивались с результатами расчетов [54], проведенных по численному коду Lasnex (США) с помощью УРС типа приведенного в [20].

На рис.15,а представлены профили давления в ударной волне в различные моменты времени после начала действия импульса давления; кривые 1, 2, 3 и 4 относятся к моментам времени 0.65, 0.9, 1.2 и 1.5 нс. Треугольниками у кривых обозначены максимальные значения давления, полученные при решении той же задачи по коду Lasnex в соответствующие моменты времени. Небольшие расхождения в максимальных давлениях на рис.15,а объясняются различиями в используемых УРС [20]. На рис.15,б показано движение фронта ударной волны, которое было вызвано действием импульса той же трапецевидной формы при максимальном давлении 13 Мбар. Точки – результаты работы [54]. Отметим, что в нашем случае связь скорости фронта ударной волны  $D$  относительно покоящегося газа и скорости вещества за ударной волной  $U$  для алюминия определялась полуэмпирическим соотношением:  $D = 5.289 + 1.238U$  [15]. На рис.15,в приведены зависимости от координаты максимальных давлений, которые достигаются в данной точке мишени за все время взаимодействия. Для подтверждения надежности численного счета для всех задач проводилась проверка сходимости. Видна сходимость численных результатов при шаге пространственной сетки  $\Delta x = 0.5, 0.25$  и  $0.125$  мкм для кривых 1, 2 и 3 соответственно.

В расчетах, результаты которых приведены на рис.15, число Куранта  $C$ , отвечающее за условие их устойчивости, полагалось равным 0.2. Напомним, что теоретическая оценка устойчивости дает  $C \leq 1$ . Использование в

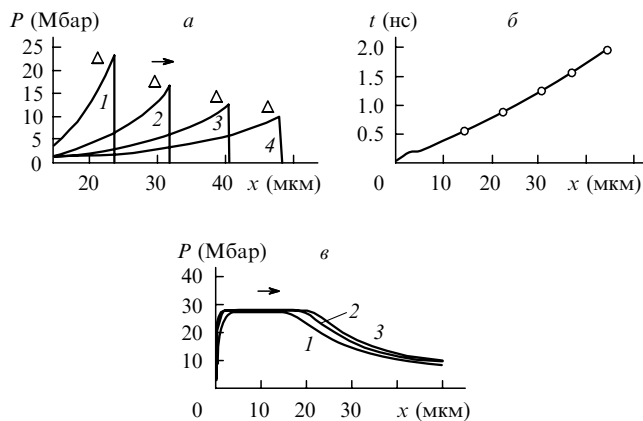


Рис.15. Моделирование распространения ударной волны в плоской алюминиевой мишени. Стрелки указывают направление движения волны.

вычислениях больших чисел Куранта, равных 0.8–0.9, приводило иногда к появлению нефизических значений термодинамических переменных, которые оказывались ниже значений, определяемых кривыми «холодного» сжатия для давления и внутренней энергии.

В расчетах использовалось широкодиапазонное полумпирическое УРС, которое описывало твердое состояние, жидкость, газ, плазму и их смеси [15]. Данное УРС зависит примерно от 50 параметров, большинство из которых являются фундаментальными константами вещества, при этом 15 параметров выбираются из условия наилучшего совпадения экспериментальных значений температур и плотностей в точках перехода, в частности металл–диэлектрик, на фазовых диаграммах. Численное моделирование проводилось для УРС, представленного в двух формах. Первая форма – это таблицы, где приведены скорости звука и давления как функции плотности и внутренней энергии, которые хранились в компьютерной памяти. Вторая форма – программный пакет, с помощью которого с требуемой точностью вычислялись скорость звука и давление  $P(\rho, \epsilon)$ , где  $\epsilon$  – внутренняя энергия. В таблицах плотность и внутренняя энергия обычно брались в логарифмических единицах с заданием примерно 3–5 точек на один порядок величины.

При использовании версии метода Куранта–Изакона–Риса с явным вычислением производных  $P_\rho$  и  $P_\epsilon$  полученные результаты приходилось корректировать, чтобы избежать значений из нефизических областей параметров. В частности, это имело место, когда внутренняя энергия оказывалась ниже энергии, определяемой кривой «холодного» сжатия. Численный алгоритм в работе [21] (см. также [37, 38]) был специально построен для устранения подобных проблем. Результаты моделирования различных явлений, инициируемых ударной волной в металлах, полученные с его помощью, продемонстрировали надежность и эффективность этого алгоритма.

**Задача 2.** На рис.16 показаны результаты численного исследования другой задачи, а именно изучения воздействия на материал трапециевидного импульса давления с максимальной амплитудой 130 кбар и длительностью 20 нс и его отражения от свободной поверхности. Импульс действовал на мишень слева (рис.16,а). Выбиралась алюминиевая мишень толщиной 500 мкм, шаг дискретной сетки по пространству  $\Delta x$  был равен 1 мкм. Решение этой задачи связано с интерпретацией экспериментальных данных [35, 36].

На рис.16,а приведены профили давления в моменты времени 70, 120 и 170 нс (кривые 1, 2 и 3), отсчитываемые от начала действия импульса на мишень. Стрелки показывают направление распространения импульса внутри материала мишени. Видно, что импульс давления сжатия с первоначально положительной амплитудой после отражения его от свободной поверхности трансформируется в импульс растягивающего отрицательного давления. На рис.16,б показано изменение давления во времени в точке, отстоящей на расстояние 60 мкм от свободной поверхности. В этой точке в экспериментах наблюдался откол, т. е. разрушение материала под действием растягивающего давления с образованием поперечной трещины и отлета части материала в виде «откольной пластины». Наибольшее по модулю отрицательное растягивающее давление, полученное в численных расчетах в месте экспериментального откола, позволяет оценить коэффициент динамической прочности материала. На рис.16,в представлена зависимость от времени максимального (по модулю) давления по глубине всей мишени, а на рис.16,г – скорости свободной поверхности мишени  $u_{vac}$ . Таким образом, рис.16 иллюстрируют основные черты явлений, инициируемых в материале относительно слабой ударной волной, в частности трансформацию сжимающего положительного импульса давления в отрицательный импульс, который разрушал материал. Успешное моделирование этих процессов позволило получать физически значимые результаты, изложенные в предыдущих разделах.

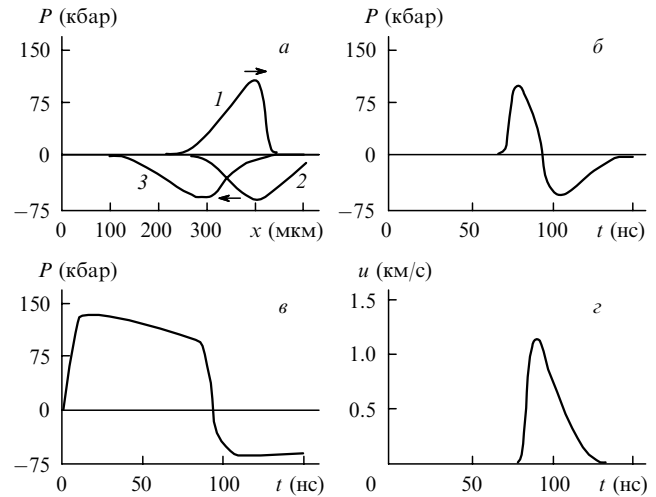


Рис.16. Моделирование распространения импульса давления и его отражения от свободной поверхности.

циент динамической прочности материала. На рис.16,в представлена зависимость от времени максимального (по модулю) давления по глубине всей мишени, а на рис.16,г – скорости свободной поверхности мишени  $u_{vac}$ . Таким образом, рис.16 иллюстрируют основные черты явлений, инициируемых в материале относительно слабой ударной волной, в частности трансформацию сжимающего положительного импульса давления в отрицательный импульс, который разрушал материал. Успешное моделирование этих процессов позволило получать физически значимые результаты, изложенные в предыдущих разделах.

**Задача 3.** На рис.17 представлены результаты расчетов характеристик процессов, возникающих при генерации ударной волны путем столкновения алюминиевого ударника толщиной 10 мкм, летящего со скоростью 4 км/с, с алюминиевой пластиной толщиной 100 мкм. В расчетах шаг пространственной сетки  $\Delta x$  полагался равным 0.5 мкм. На рис.17,а приведены профили давления в ударной волне в момент времени 4.96 нс (кривая 1) и максимального давления в мишени (кривая 2). На рис.17,б показаны зависимости от времени давления для точек  $x = 0$  и 80 мкм (кривые 1 и 2), максимального давления по всей глубине мишени (кривая 3) и скорости свободной поверхности мишени (кривая 4). Постановка задачи связана с проведенными экспериментами. Численные расчеты позволяют определить скорость ударника по времени выхода ударной волны на свободную поверхность [36].

**Задача 4.** На рис.18 показана схема физических экспериментов по измерению нагрева вещества за фронтом сильной ударной волны, вызванной действием лазерного

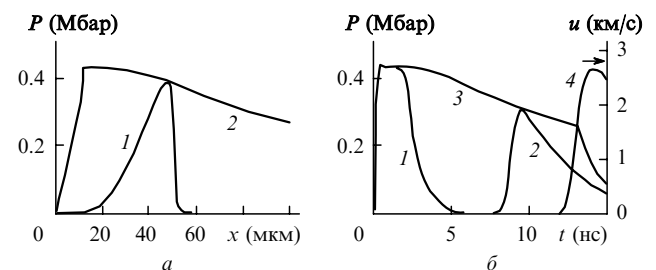


Рис.17. Распределения давлений и скорости при столкновении ударника с алюминиевой мишенью.

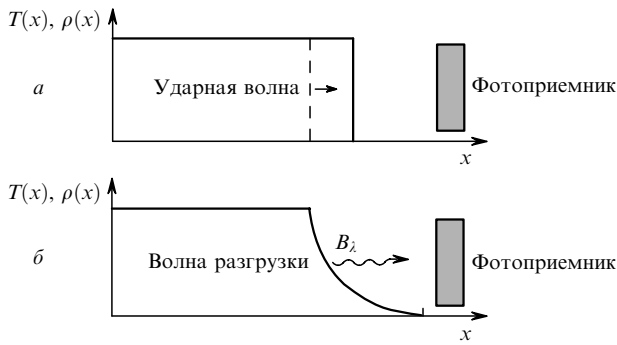


Рис.18. Схема измерений свечения поверхности металла на разных стадиях прохождения ударной волны по мишени.

излучения [7–9, 22, 23] (первые работы – [55–59]). В этом случае сильная ударная волна распространяется в металле (рис.18,*а*), а затем выходит на свободную поверхность мишень – вакуум и вызывает свечение плазмы металла в образующейся волне разрежения (рис.18,*б*). Свечение измеряется фотоприемниками одновременно для различных длин волн  $\lambda$ , обычно в «красном» и «синем» диапазонах излучения (см. (6), (7)). Проведенные измерения позволяют определить температуру и давление за фронтом ударной волны [8, 9]. Такие измерения налагают требования на однородность и одномерность исследуемых гидродинамических течений. Прямые измерения температуры плазмы в ударной волне являются сложной экспериментальной проблемой, т. к. тепловое излучение горячей плазмы металла экранируется и поглощается холодными парами металлов в волне разрежения, которая образуется после выхода ударной волны на свободную поверхность [14]. Экспериментально измеренное изменение температуры свечения поверхности металла во времени сравнивалось с найденным численно.

Численное определение временных профилей интегральной температуры проводилось путем решения нестационарных одномерных уравнений газовой динамики и вычисления профилей плотности  $\rho$  и температуры  $T$  в разные моменты времени процесса разрежения металла в вакуум (рис.18,*б*). Затем с помощью полученных профилей плотности и температурам по формуле (6) с учетом соответствующих коэффициентов поглощения [14] рассчитывалась суммарная спектральная яркость излучения по всей глубине металла на каждой длине волны.

Первые такие вычисления, проведенные для экспериментов с алюминием, свинцом и висмутом [22, 23, 59], были основаны на точном решении широкодиапазонного УРС для данного металла в виде волны разрежения. В дальнейшем для определения параметров ударной волны, генерируемой в экспериментах с алюминием, применялась конечно-объемная схема Куранта–Изаксона–Риса. В вычислительной модели использовались уравнения одномерной газовой динамики в лагранжевых координатах, которые дополнялись широкодиапазонным полумпирическим УРС для алюминия [34, 53].

Численное исследование подобных задач требует достаточно высокой точности вычислений профилей газодинамических величин в волнах разрежения в металлах. Для повышения точности расчетов применялись специальные модификации численного метода, описанные в [21, 37, 38]. Отметим, что рассмотренная модификация необходима при использовании только сложных УРС, но не идеально-газового УРС.

Таким образом, разработанный метод численного решения уравнений гидродинамики позволил использовать произвольные УРС вещества практически безо всяких ограничений. Созданные численные коды оказались надежным инструментом для проведения расчетов с произвольными УРС и для решения задач, характеризующихся большими градиентами искомых величин.

#### 4.3. Результаты численных расчетов отколов в двумерном случае

Рассмотрим результаты численного решения некоторых задач динамики твердого деформируемого тела, которые были получены также с применением метода Куранта–Изаксона–Риса. Использовалась неконсервативная форма уравнений механики твердого деформируемого тела в подвижной системе координат, связанной с границей тела. Особенности отколов в двумерном случае для цилиндрических мишеней иллюстрируют рис.19–21 (см. также рис.10). Схема экспериментов [2] представлена на рис.19. Стрелки показывают направление действия лазерного импульса с интенсивностью около  $10^{11}$  Вт/см<sup>2</sup>. В экспериментах применялись мишени как без выреза (рис.19,*а, б*), так и с цилиндрическим вырезом (рис.19,*в, з*). На рис.19 видны особенности возникновения откола в этих двух случаях, причем откол может быть полным (рис.19,*б, з*) и неполным (рис.19,*а, в*). Заметим, что на начальной стадии процесса вырез может способствовать образованию трещин вдоль боковой поверхности выступа. Поэтому полное отделение откольного слоя от мишени может происходить при одних и тех же условиях только в конфигурации, представленной на рис.19,*в*, в то время как в другой конфигурации (рис.19,*а*) полный откол не наблюдался.

На рис.10 представлены фотографии алюминиевой мишени (сплав АМг6М) с вырезом после откольных процессов, вызванных действием лазерного импульса. Фотографии относятся к разным стадиям откола в лазерных экспериментах с интенсивностями импульса  $3.0 \times 10^{11}$  (рис.10,*а*),  $3.5 \times 10^{11}$  (рис.10,*б*) и  $4.3 \times 10^{11}$  Вт/см<sup>2</sup> (рис.10,*в*). Возникающее при этом абляционное давление определяется по степенному закону (скэйлингу) [3] (см. формулу (5)) и равно 154, 187 и 247 кбар, а длительность лазерных импульсов треугольной формы составляет 40, 10 и 40 нс соответственно. Фотография на рис.10,*а* отвечает случаю неполного откола (рис.19,*в*), а на рис.10,*в* – полного (рис.19,*з*).

На рис.20 и 21 представлены результаты двумерного численного моделирования процессов откола в дефор-

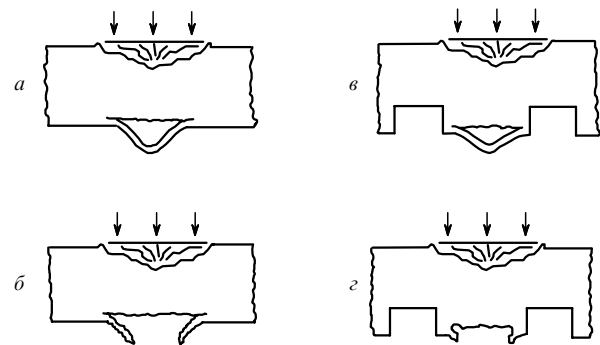


Рис.19. Схемы лазерных экспериментов для исследования процесса откола.

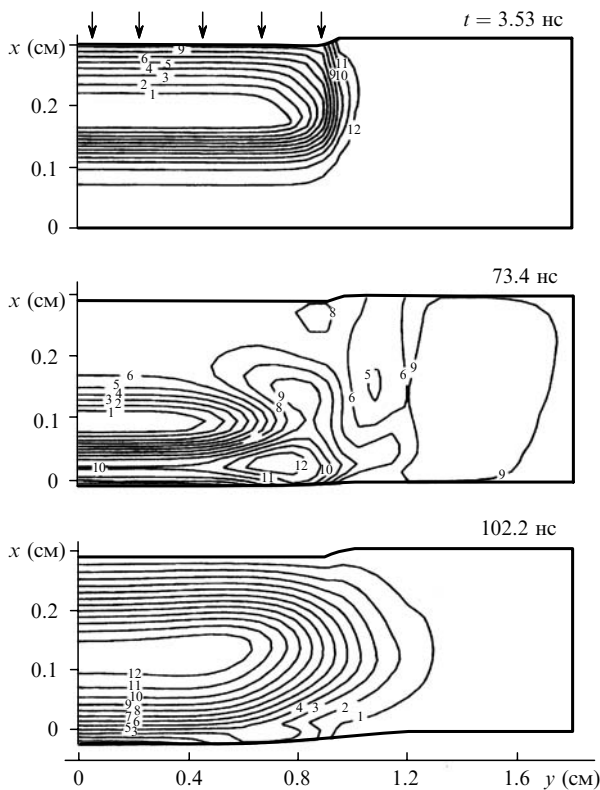


Рис.20. Результаты двумерного численного моделирования процесса откола для мишени без выреза.

мируемой мишени без выреза и с вырезом при одинаковом лазерном воздействии. Моделирование проводилось в подвижной цилиндрической системе координат, связанной с границей мишени. На этих рисунках изображены изолинии максимальных напряжений, причем больший номер изолинии соответствует большему напряжению. Расчеты проводились на квадратной сетке с числом узлов вдоль оси  $x$  от 40 до 320.

Данные рис.20 и 21 получены в условиях, при которых откол в экспериментах возникал только для мишени с вырезом. На рис.21 заштрихованы области, где могут появиться трещины. При этом вертикальная трещина может образоваться при  $t = 74.3$  нс, а горизонтальная – позже, при  $t = 103.2$  нс. Образовавшаяся горизонтальная трещина наложится на вертикальную (на нижнем рис.21 она не изображена). Действительно, такого рода трещины наблюдаются в экспериментах. Что касается мишени, показанной на рис.20, то в ней не возникает условий для образования трещин и эффект откола не наблюдается, что подтверждается экспериментами [2].

Результаты, представленные на рис.20 и 21, были получены сотрудниками Московского физико-технического института В.Д.Ивановым и И.Б.Петровым [60] в рамках проведения совместной с ИОФ РАН работы по теоретическому и экспериментальному исследованию откольных явлений. Дополнительные характеристики процесса откола, полученные методом численного моделирования в двумерном случае, можно найти в работах [1, 5, 6], сведения об использованной численной методике – в [60], а также в [61, 62].

Приведенные примеры показывают, что разработанные и созданные численные коды соответствуют международным стандартам и могут с успехом применяться для решения актуальных задач, связанных с воздей-

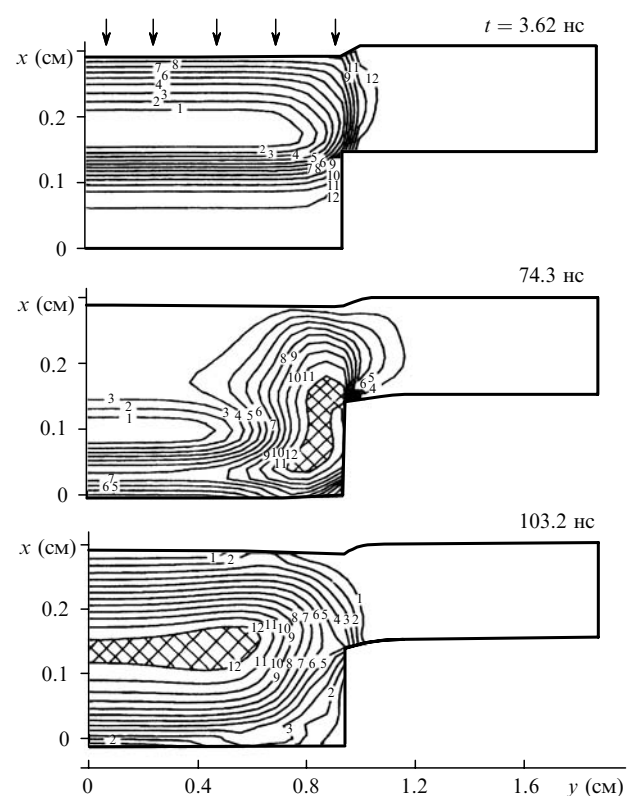


Рис.21. Результаты двумерного численного моделирования процесса откола для мишени с вырезом.

ствием мощных потоков лазерного излучения на вещество. Численное моделирование позволяет также существенно дополнить экспериментальные методы исследования на стадиях планирования и проведения экспериментов и адекватно интерпретировать полученные данные.

## 5. Заключение

Результаты проведенных исследований показывают перспективность использования лазерной генерации ударных волн для изучения теплофизических и механических свойств вещества в экстремальных условиях.

При изучении теплофизических свойств вещества за фронтом ударной волны необходимо применять регистрирующую аппаратуру с высоким пространственным и временным разрешением. При этом особое внимание следует обращать на начальное состояние мишени.

В исследованиях механических свойств вещества при больших скоростях деформирования и приближении его динамической прочности к предельному значению существенным является определение характера растягивающих напряжений в плоскости откола. При этом, интерпретируя полученные данные, следует принимать во внимание специфику проведения опытов: в процессе ударно-волнового взаимодействия может происходить динамическое упрочнение исследуемого материала.

Установлено, что лишь комплексное использование экспериментальных и численных методов дает возможность получения новых знаний в данной области исследований. Эффективное применение методов численного моделирования на основе уравнений гидродинамики стало возможным благодаря использованию реальных полуэмпирических широкодиапазонных УРС исследуемых веществ.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты № 94-02-03413, 95-0631, 97-02-16456, 00-02-17873, 00-02-17060, 03-02-16627).

1. Абазехов М.М., Вовченко В.И., Кильпио А.В., Костин В.В., Кочиев Д.Г., Красюк И.К., Пашинин П.П., Сучков Ю.А., Фортов В.Е. *Препринт Ин-та высоких температур АН СССР № 1-282* (М., 1990).
2. Вовченко В.И., Красюк И.К., Семенов А.Ю. *Труды ИОФ РАН*, **36**, 129 (1992).
3. Вовченко В.И., Красюк И.К., Пашинин П.П., Семенов А.Ю. *ДАН*, **338** (3), 322 (1994).
4. Vovchenko V.I., Krasnyuk I.K., Pashinin P.P., Semenov A.Yu. *Proc. XII Intern. Conf. on Laser Interaction and Related Plasma Phenomena* (Osaka, Japan, 1995; New York, Woodbury: American Institute of Physics, 1996, v. 369, pt 1, p. 369).
5. Костин В.В., Красюк И.К. *Изв. РАН. Сер. физич.*, **61** (7), 1359 (1997).
6. Костин В.В., Фортов В.Е., Красюк И.К., Кунижев Б.И., Темпрок А.И. *ТВТ*, **35** (6), 962 (1997).
7. Vovchenko V.I., Krasnyuk I.K., Pashinin P.P., Semenov A.Yu. In: *Advances in Laser Interaction with Matter and Inertial Fusion* (London: World Scientific Publ., 1997, p. 368).
8. Batani D., Koenig M., Benuzzi A., Krasnyuk I.K., Pashinin P.P., Semenov A.Yu., Lomonosov I.V., Fortov V.E. *Plasma Phys. Control. Fusion*, **41** (1), 93 (1999).
9. Batani D., Koenig M., Benuzzi A., Krasnyuk I.K., Pashinin P.P., Semenov A.Yu., Lomonosov I.V., Fortov V.E. *Laser and Particle Beams*, **17** (2), 265 (1999).
10. Красюк И.К. *УФН*, **169** (10), 1155 (1999).
11. Batani D., Fortov V.E., Kilpio A.V., Krasnyuk I.K., Lomonosov I.V., Pashinin P.P., Shashkov E.V., Semenov A.Yu., Vovchenko V.I. *Laser and Particle Beams*, **20** (2), 317 (2002).
12. Батани Д., Вовченко В.И., Канель Г.И., Кильпио А.В., Красюк И.К., Ломоносов И.В., Пашинин П.П., Семенов А.Ю., Фортов В.Е., Шашков Е.В. *ДАН*, **389** (3), 328 (2003).
13. Анисимов С.И., Прохоров А.М., Фортов В.Е. *УФН*, **142** (3), 395 (1984).
14. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений* (М.: Наука, 1966).
15. Бушман А.В., Фортов В.Е. *УФН*, **140** (2), 177 (1983).
16. Batani D., Bossi S., Hall T.A., Mahdih M., Koenig M., Krishnan J., Benuzzi A., Lower Th. In: *Advances in Laser Interaction with Matter and Inertial Fusion* (London: World Scientific Publ., 1997, p. 409).
17. Hall T.A., Benuzzi A., Batani D., Beretta D., Bossi S., Faral B., Koenig M., Krishnan J., Lower Th., Mahdih M. *Phys. Rev. E*, **55** (6), R6356 (1997).
18. Bossi S., Hall T.A., Mahdih M., Batani D., Koenig M., Krishnan J., Benuzzi A., Faral B., Boudenne J.M., Lower Th. *Laser and Particle Beams*, **15** (4), 485 (1997).
19. Koenig M., Faral B., Boudenne J.M., Batani D., Benuzzi A., Bossi S. *Phys. Rev. E*, **50** (5), R3314 (1994).
20. *SESAME Report on the Los Alamos Equation-of-State Library* (Los Alamos, T4 Group LANL, 1983, No. LALP-83-4).
21. Семенов А.Ю. *Ж. выч. мат. и мат. физ.*, **37** (11), 1376 (1997).
22. Семенов А.Ю., Полищук А.Я., Терновой В.Я., Фортов В.Е. *Препринт ИОФАН № 25* (М., 1991).
23. Semenov A.Yu. In: *Proc. XII Intern. Conf.* (Osaka, Japan, 1995; New York, Woodbury: American Institute of Physics, 1996, v. 369, pt 1, p. 434).
24. Спитцер Л. *Физика полностью ионизованного газа* (М.: Мир, 1965).
25. Lee Y.T., More R.M. *Phys. Fluids*, **27** (5), 1273 (1984).
26. McLean E.A., Gold S.H., Stamper J.A., Whitlock R.R., Griem H.R., Obenshain S.P., Ripin V.H., Bodner S.E., Herbst M.J., Gitomer S.J., Matzen M.K. *Phys. Rev. Lett.*, **45** (15), 1246 (1980).
27. Honrubia J.J., Dezulian R., Batani D., Bossi S., Koenig M., Benuzzi A., Grandjouan N. *Laser and Particle Beams*, **16** (1), 1 (1998).
28. Honrubia J.J., Dezulian R., Batani D., Bossi S., Koenig M., Benuzzi A., Grandjouan N. *Laser and Particle Beams*, **16** (1), 13 (1998).
29. Lower Th., Sigel R., Eidman K., Folders I.B., Huller S., Massen J., Tsakiris G.D., Witkowski S., Preuss W., Nishimura H., Shiraga H., Kato Y., Nakai S., Endo T. *Phys. Rev. Lett.*, **72** (20), 3186 (1994).
30. Evans A.M., Freeman N.J., Graham P., Horsfield C.J., Rothman S.D., Thomas B.R., Tyrrel A.J. *Laser and Particle Beams*, **14** (2), 113 (1996).
31. Анисимов С.И., Имас Я.А., Романов Г.С., Ходыко Ю.В. *Действие излучения большой мощности на металлы* (М.: Наука, 1970).
32. *Физические величины. Справочник*. Под ред. И.С.Григорьева, Е.З.Мейлихова (М.: Энергоатомиздат, 1991).
33. Benuzzi A., Koenig M., Faral B., Krishnan J., Pisani F., Batani D., Bossi S., Beretta D., Hall T., Ellwi S., Huller S., Honrubia J., Grandjouan N. *Phys. Plasmas*, **5** (6), 2410 (1998).
34. Бушман А.В., Канель Г.И., Ни А.Л., Фортов В.Е. *Теплофизика и динамика интенсивных импульсных воздействий* (Черноголовка: Изд-во Ин-та хим. физики АН СССР, 1988).
35. Кильпио А.В., Кочиев Д.Г., Малютин А.А., Пашинин П.П., Сучков Ю.А., Шашков Е.В. *Труды ИОФ РАН*, **36**, 202 (1992).
36. Вовченко В.И., Красюк И.К., Пашинин П.П., Прохоров А.М., Семенов А.Ю., Фортов В.Е. *Труды ИОФ РАН*, **36**, 5 (1992).
37. Куликовский А.Г., Погорелов Н.В., Семенов А.Ю. *Математические вопросы численного решения гиперболических систем уравнений* (М.: Физматлит, 2001).
38. Kulikovskii A.G., Pogorelov N.V., Semenov A.Yu. *Mathematical Aspects of Numerical Solution of Hyperbolic Systems. Monographs and Surveys in Pure and Applied Mathematics. V. 118* (Boca Raton, FL: Chapman & Hall/CRC, 2001).
39. Канель Г.И., Разоренов С.В., Уткин А.В., Фортов В.Е. *Ударно-волновые явления в конденсированных средах* (М.: Янус-К, 1996).
40. Канель Г.И., Фортов В.Е. *Успехи механики*, **10** (3), 3 (1987).
41. Канель Г.И., Разоренов С.В., Уткин А.В., Фортов В.Е. *Изв. РАН. Сер. Механика твердого тела*, № 5, 173 (1999).
42. von Neumann J., Richtmyer R.D. *J. Appl. Phys.*, **21** (3), 232 (1950).
43. Самарский А.А., Попов Ю.П. *Разностные методы решения задач газовой динамики* (М.: Наука, 1992).
44. Latter R. *J. Appl. Phys.*, **26** (8), 954 (1955).
45. Boris P.J., Book L.D. *J. Comput. Phys.*, **11** (1), 38 (1973).
46. Борис Дж.П., Бук Д.Л. В кн.: *Управляемый термоядерный синтез. Сер. Вычислительные методы в физике* (М.: Мир, 1980, с. 92).
47. Годунов С.К. *Успехи матем. наук*, **12**, № 1 (73), 176 (1957).
48. Годунов С.К. *Математический сборник*, **47** (89) (3), 271 (1959).
49. Годунов С.К., Забродин А.В., Иванов М.Я., Крайко А.Н., Прокопов Г.П. *Численное решение многомерных задач газовой динамики* (М.: Наука, 1976).
50. Roe P.L. *J. Comput. Phys.*, **43** (2), 357 (1981).
51. Roe P.L. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, **18**, 337 (1986).
52. Courant R., Isaacson E., Rees M. *Commun. Pure Appl. Math.*, **5** (3), 243 (1952).
53. Бушман А.В., Ломоносов И.В., Фортов В.Е. *Уравнения состояния металлов при высоких плотностях энергии* (Черноголовка: Изд-во Ин-та хим. физики РАН, 1992).
54. Trainor R.J., Lee Y.T. *Phys. Fluids*, **25** (10), 1898 (1982).
55. Ng A., Parfeniuk D., Da Silva L. *Phys. Rev. Lett.*, **54** (24), 2604 (1985).
56. Ng A., Parfeniuk D., Da Silva L. *Opt. Commun.*, **53** (6), 389 (1985).
57. Ng A., Chin G., Da Silva L., Godwal V.K., Cottet F. *Opt. Commun.*, **72** (5), 297 (1989).
58. Godwal V.K., Ng A., Da Silva L. *Phys. Rev. Lett.*, **144** (1), 26 (1990).
59. Квитов С.В., Бушман А.В., Кулиш М.И., Ломоносов И.В., Полищук А.Я., Семенов А.Ю., Терновой В.Я., Филимонов А.С., Фортов В.Е. *Письма в ЖЭТФ*, **53** (7), 338 (1991).
60. Иванов В.Д., Петров И.Б. *Труды ИОФ РАН*, **36**, 247 (1992).
61. Иванов В.Д., Кондауров В.И., Петров И.Б., Холодов А.С. *Математическое моделирование*, **2** (11), 11 (1990).
62. Магомедов К.М., Холодов А.С. *Степно-характеристические численные методы* (М.: Наука, 1988).