

Math-Net.Ru

All Russian mathematical portal

V. A. Agureikin, S. I. Anisimov, A. V. Bushman,
G. I. Kanel', V. P. Karyagin, A. B. Konstantinov,
B. P. Kryukov, V. F. Minin, S. V. Razorenov,
R. Z. Sagdeev, S. G. Sugak, V. E. Fortov, Thermo-
physical and gas-dynamic studies of the meteorite
shield for the Vega spacecraft,
TVT, 1984, Volume 22, Issue 5, 964–983

<https://www.mathnet.ru/eng/tvt8039>

Use of the all-Russian mathematical portal Math-Net.Ru implies that you
have read and agreed to these terms of use
<https://www.mathnet.ru/eng/agreement>

Download details:

IP: 216.73.216.141

October 17, 2025, 07:21:32



УДК 629.785:523.6+533.95

ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИЕ И ГАЗОДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОБЛЕМЫ ПРОТИВОМЕТЕОРИТНОЙ ЗАЩИТЫ КОСМИЧЕСКОГО АППАРАТА «ВЕГА»

*Агурейкин В. А., Анисимов С. И., Бушман А. В.,
Канель Г. И., Карягин В. П., Константинов А. Б.,
Крюков Б. П., Минин В. Ф., Разоренов С. В.,
Сагдеев Р. З., Сугак С. Г., Фортон В. Е.*

Описана физическая модель и приведены результаты численных расчетов разрушения защитных экранов зонда «Вега» под действием ударов микрометеоритов в окрестности кометы Галлея. Построено полуэмпирическое уравнение состояния и предложены реологические соотношения для описания свойств конструкционных материалов в мегабарном диапазоне давлений при кратковременных импульсных нагрузках. Определены размеры кратеров и сквозных отверстий в защитных экранах в зависимости от массы и плотности метеоритных частиц. Вычислены размеры и скорости откольных элементов, оценено их воздействие на второй экран. Рассчитаны параметры плазменных струй и фазовый состав продуктов разрушения.

Проблема защиты космических аппаратов от ударов микрометеоритов привлекает в последние годы большое внимание в связи с проектами исследования кометы Галлея с помощью космических зондов [1].

Согласно проектам «Вега» и «Джотто», траектории аппаратов проходят через пылевое облако в непосредственной близости от ядра кометы. Оценки показывают, что при этом можно ожидать столкновений с пылевыми частицами, имеющими массу 10^{-1} – 10^{-3} г и скорость относительно аппарата 60–80 км/с [1, 2]. Энергетическим эквивалентом ударов таких частиц является взрыв ~ 1 –100 г тринитротолуола. Однако начальная плотность энергии при ударе микрометеоритов примерно на три порядка выше, чем при взрыве химических взрывчатых веществ. Для защиты от высокоскоростных ударов предложено использовать систему из нескольких (в простейшем случае — двух) экранов, расположенных на достаточном расстоянии друг от друга [3]. При столкновении с первым (внешним) экраном происходит разрушение пылевой частицы и части экрана, прилегающей к месту удара. Продукты разрушения, состоящие в основном из материала первого экрана и находящиеся в плазменной и мелкодисперсной конденсированной фазах, задерживаются вторым экраном. При этом существенно, что воздействие плазменной струи является уже не столь резко локализованным, как удар первичной частицы, поскольку при движении в вакуумном промежутке между экранами струя успевает заметно расшириться. Скорости продуктов разрушения первого экрана, находящихся в конденсированном состоянии, как показывают оценки, не должны превышать 1,5–2 км/с¹, поэтому защита от их воздействия не представляет особых трудностей.

Для оценки параметров противопылевой защиты необходима детальная информация о характере и размерах ударных разрушений в широком диапазоне скоростей соударения. В настоящее время такого рода информация имеется лишь для скоростей, не превышающих ~ 20 км/с. При приближении к этой границе резко возрастают трудности контроля фазового

¹ Заметим, что речь идет о достаточно крупных конденсированных частицах, представляющих опасность для элементов конструкции ($m > 10^{-7}$ г). В продуктах разрушения могут присутствовать очень мелкие частицы, скорость которых достигает 5–10 км/с.

состава, плотности и температуры ударника [4]. Наиболее интересная для космических исследований и ряда других приложений область скоростей соударения 20–100 км/с остается пока недоступной для прямых экспериментов ввиду отсутствия подходящих методов безнагревного неразрушающего ускорения макрочастиц в конденсированном состоянии. Отметим, что диапазон скоростей около 100 км/с вызывает повышенный интерес, поскольку при соударениях с такими скоростями реализуются плотности энергии, достаточные для инициирования термоядерных реакций с инерционным удержанием плазмы [5].

Плотности энергии, соответствующие скоростям удара ~ 100 км/с, удается получить при воздействии на конденсированное вещество лазерного излучения (или потоков заряженных частиц) большой мощности. В таких экспериментах возникает, однако, нетривиальная задача определения параметров лазерного импульса, вызывающего те же разрушения, что и удар твердой частицы с заданными массой, плотностью и скоростью. Решение этой задачи требует сложных численных расчетов.

Вопрос о параметрах противопопылевой защиты аппарата «Вега» рассматривался в [2], где для оценки разрушений, производимых ударом пылевых частиц, использовались экстраполированные в область высоких скоростей экспериментальные данные и расчетные результаты, полученные в рамках упрощенных физических моделей. Поскольку прямые количественные эксперименты в интервале скоростей вблизи 100 км/с в настоящее время невозможны, единственным способом получения более точных сведений о высокоскоростном пробивании являются численные расчеты. Эти расчеты должны быть основаны на достаточно полной и близкой к действительности физической модели, построенной с учетом всей доступной информации о термодинамических, прочностных и реологических свойствах материалов защитных экранов в мегабарном диапазоне давлений при ультракоротких длительностях ударного нагружения. Построение такой модели и сами численные расчеты сопряжены с весьма серьезными трудностями.

Прежде всего, необходима информация об уравнении состояния вещества в обширной области фазовой диаграммы от сильносжатого и разогретого конденсированного состояния с давлениями $p \sim 50$ Мбар и температурами $T \sim 10^6$ К до газовой фазы с практически нулевыми давлением и температурой [6]. Оценки показывают, что моделирование ударов пылевых частиц для условий проекта «Вега» требует уравнения состояния, охватывающего диапазон, составляющий семь десятичных порядков по плотности и четыре порядка по температуре.

Далее нужна адекватная модель разрушения материала под действием механических напряжений, правильно описывающая процесс дробления среды и образования откольных фрагментов. Наконец, необходим численный метод, позволяющий рассчитывать течения сплошной среды с большими деформациями и значительными изменениями пространственного масштаба.

В выполненных работах по численному моделированию высокоскоростного удара [2, 7, 8] эти трудные вопросы полностью не решены. Практически все известные расчеты относятся к отдельным стадиям процесса и основаны на упрощенных термодинамических соотношениях и схематичных моделях процесса разрушения.

В данной работе построена физическая модель, с достаточной полнотой описывающая все стадии ударного разрушения, и выполнены численные расчеты повреждений первого и второго защитных экранов аппарата «Вега». Описанию физико-механических моделей посвящены первый и второй разделы статьи: в первом разделе описана методика построения полуэмпирического широкодиапазонного уравнения состояния и приведены результаты расчета термодинамических свойств алюминия — основного материала защитных экранов; во втором — обсуждается полуэмпирическая модель разрушения металла под действием ударных механических напряжений. С использованием данных, полученных в специально поставленных взрывных экспериментах, определены параметры этой физико-механической мо-

дели для случая алюминия. В третьем разделе описана методика численного моделирования высокоскоростного удара, в четвертом приведены результаты моделирования. Рассмотрено взаимодействие первичных высокоскоростных частиц с первым экраном. Определены размеры кратеров и сквозных отверстий, рассчитаны параметры плазменной струи; оценены массы и скорости откольных фрагментов; изучено взаимодействие струи и откольных частиц со вторым экраном. Обсуждается возможность воздействия на второй экран первичных пылевых частиц, проникающих через отверстия, пробитые в первом экране. В заключительном пятом разделе обсуждаются возможности экспериментальной проверки и уточнения результатов описанных численных расчетов.

1. Полуэмпирическое широкодиапазонное уравнение состояния алюминия. При высокоскоростном ударе материал экрана сначала сжимается в ударной волне, а затем расширяется в идущих от свободных границ волнах разгрузки [9]. Термодинамическое состояние вещества изменяется при этом в очень широких пределах. Для гидродинамического расчета удара необходимо уравнение состояния, справедливое во всей области изменения параметров вещества и правильно описывающее высокотемпературные фазовые переходы. Существующие теоретические методы расчета термодинамических свойств веществ применимы в узких областях параметров для конкретного фазового состояния [10] и фактически не могут быть использованы для проведения необходимых в данном случае «сквозных» гидродинамических расчетов во всей области фазовой диаграммы. Альтернативный подход состоит в конструировании полуэмпирической модели, в которой общий вид функциональных зависимостей термодинамических потенциалов устанавливается на основе теоретических соображений, а для определения значений коэффициентов в этих зависимостях используются экспериментальные данные. Такой подход позволяет максимально использовать имеющуюся экспериментальную и расчетную информацию и дает возможность построить уравнение состояния в форме, удобной для проведения численных расчетов.

Общая процедура построения полуэмпирических уравнений состояния основана на представлении свободной энергии в виде суммы членов, описывающих вклады электронов и решетки [9, 10]. Использованная в [11, 12] форма записи этих слагаемых позволяет корректно учесть ангармонизм решетки, эффекты плавления, вклад электронов проводимости и распространить термодинамическое описание на всю практически важную область фазовой диаграммы. Использование при этом всего известного набора экспериментальных и теоретических данных обеспечивает высокую точность термодинамического описания.

Свободная энергия алюминия представляется в следующем виде:

$$F(V, T) = E_x(V) + F_e(V, T) + F_a(V, T), \quad (1)$$

где $E_x(V)$ — упругая составляющая энергии при $T=0$ К; F_e и F_a определяют вклад термического возбуждения электронов и решетки. Упругая энергия аппроксимируется выражением

$$E_x(V) = \begin{cases} 3V_{ox} \sum_{\alpha=1}^5 a_{\alpha} \alpha^{-1} (\sigma_x^{\alpha/3} - 1) & \text{для } \sigma_x \geq 1 \\ V_{ox} \left[A \left(\frac{\sigma_x^m}{m} - \frac{\sigma_x^l}{l} \right) + B \left(\frac{\sigma_x^n}{n} - \frac{\sigma_x^l}{l} \right) \right] + E_s & \text{для } \sigma_x < 1. \end{cases} \quad (2)$$

Здесь $\sigma_x = V_{ox}/V$, V_{ox} — удельный объем при $T=0$ К; a_{α} , A , B , m , n , l — постоянные. Запись $E_x(V)$ в форме (2) обеспечивает выполнение условий $E_x(V_{ox})=0$, $p_x(V_{ox})=0$, правильное значение энергии сублимации $E_x(\infty) = E_s$ [13] и согласие с расчетами по модели Томаса — Ферми при $\sigma_x \approx 20-500$. Вместе с тепловыми членами (2) дает табличные значения

[14] адиабатического модуля объемного сжатия и его производной по давлению при нормальных условиях ($V=V_0$, $T=298$ К).

Электронный вклад в свободную энергию задается выражением

$$F_e(V, T) = -c_e(\sigma, T) T \ln \left\{ 1 + \frac{2 \int \left(\int_0^T \beta(\tau) d\tau \right) dT}{3ZT} \sigma^{[-\gamma_e(\sigma, T)]} \right\}, \quad (3)$$

где теплоемкость электронного газа

$$c_e(\sigma, T) = \frac{3}{2} \left[Z + \frac{\sigma_e T_e^2 (1-Z)}{(\sigma + \sigma_e)(T^2 + T_e^2)} \right] \exp \left[-\frac{I(\sigma)}{T} \right],$$

коэффициент Грюнрайзена электронов

$$\gamma_e(\sigma, T) = \frac{2}{3} + \left(\gamma_0 + \gamma_m \frac{T}{T_g} - \frac{2}{3} \right) \exp \left[-\frac{T}{T_g} - \frac{(\sigma - \sigma_e)^2}{\sigma \sigma_d} \right], \quad \sigma = \frac{V_0}{V}$$

и аналог коэффициента электронной теплоемкости

$$\beta(T) = \beta_i + (\beta_0 - \beta_i + \beta_m T/T_b) \exp(-T/T_b)$$

записаны в форме, правильно передающей в плазменной области эффекты первой ионизации и поведение частично ионизованного вещества. Зависимость $I(\sigma) = I \exp(-\sigma/\sigma_i)$ описывает снижение потенциала ионизации с ростом плотности плазмы. Эмпирические константы T_b , T_g задают температурную зависимость β и γ , константы σ_e и T_e определяют характерную плотность перехода металл — диэлектрик и температуру перехода от однократно ионизованного газа к плазме со средним зарядом ионов Z .

Фононный вклад в свободную энергию имеет разную форму для твердой s и жидкой l фаз. В твердой фазе

$$F_a^{(s)}(V, T) = 3T \ln[\theta(\sigma)/T], \quad (4)$$

причем характеристическая температура $\theta(\sigma)$ аппроксимируется выражением

$$\theta(\sigma) = \theta_0 \sigma^{2/3} \exp \left\{ \frac{(\gamma_0 \sigma_e^{-2/3}) (B_s^2 + D_s^2)}{B_s} \operatorname{arctg} \left[\frac{x B_s}{B_s^2 + D_s(x + D_s)} \right] \right\}, \quad x = \ln \sigma.$$

Входящие сюда константы B_s и D_s определяются по экспериментальной зависимости коэффициента Грюнрайзена $\gamma = (d \ln \theta)/(d \ln \sigma)$ от плотности.

Свободная энергия жидкой фазы представляется в виде суммы

$$F_a^{(l)}(V, T) = F_l(V, T) + F_m(V, T), \quad (5)$$

где слагаемые выбраны таким образом, чтобы правильно учитывались эффекты ангармонизма F_l и обеспечивался правильный ход кривой плавления F_m . Колебательная часть свободной энергии имеет в жидкой фазе тот же вид, что и в твердой, но теплоемкость при этом является переменной

$$F_l(V, T) = \frac{3T}{2} \left[1 + \frac{\sigma T_l}{(\sigma + \sigma_l)(T + T_l)} \right] \ln \left[\frac{\theta^{(l)}(\sigma, T)}{T} \right]. \quad (6)$$

Значения констант σ_l и T_l определяют характерные плотность и температуру перехода теплоемкости к значению $^{3/2}$, соответствующему одноатомному идеальному газу. Для характеристической температуры $\theta^{(l)}(\sigma, T)$ зависимость от плотности и температуры аппроксимировалась

формулой

$$\theta^{(1)}(\sigma, T) = T_{ca} \sigma^{2/3} \frac{\theta_a(\sigma) + T}{T_{ca} + T},$$

где

$$\theta_a(\sigma) = \theta_{0i} \exp \left\{ \frac{(\gamma_{0i} - 2/3)(B_i^2 + D_i^2)}{B_i} \operatorname{arctg} \left[\frac{x B_i}{B_i^2 + D_i(x + D_i)} \right] \right\}.$$

Входящие в эти формулы константы T_{ca} , T_{sa} , B_i , D_i определяются из экспериментальных данных по ударному сжатию сплошных и пористых образцов.

Слагаемое $F_m(V, T)$ построено таким образом, чтобы обеспечить правильные значения скачков энтропии ΔS_m и объема ΔV_m при плавлении ($p=1$ бар). Оно резко уменьшается с ростом удельного объема в газовой фазе. С ростом сжатия относительный вклад F_m также медленно убывает, что соответствует уменьшению различий в свойствах жидкой и твердой фаз при уменьшении удельного объема. Значение ΔS_m бралось из таблиц [13], величина ΔV_m вычислялась с помощью соотношения Клапейрона — Клаузиуса по начальному наклону кривой плавления [15]. С учетом этого

$$F_m(V, T) = 3 \left\{ \frac{2\sigma_i^2 T_m}{1 + \sigma_i^3} \left[C_m + \frac{3A_m}{5} (\sigma_i^{3/3} - 1) \right] + T(B_m - C_m) \right\}, \quad (7)$$

где $\sigma_i = \sigma/\sigma_m$ — относительная плотность жидкой фазы на кривой плавления; константы A_m , B_m , C_m однозначно определяются из условия равновесия фаз на кривой плавления при нормальном давлении.

Формулы (1)–(7) полностью задают свободную энергию алюминия во всей практически интересной области фазовой диаграммы. Часть входящих в формулы постоянных определяется из табличных данных, остальные служат параметрами, определяемыми из условия наилучшего описания имеющихся экспериментальных и расчетных данных. Существенно, что область влияния каждого из таких параметров достаточно локализована, что позволяет проводить подбор отдельных параметров независимым образом.

Для определения констант в аппроксимирующих формулах использована весьма обширная и разнообразная экспериментальная информация. В области относительно невысоких давлений и температур использовался весь комплекс теплофизических данных, полученных в статических экспериментах, включающий результаты измерения плотности, теплоемкости, скорости звука и других величин в твердой и жидкой фазах. Точность уравнения состояния в этой области составляет 1–3%. Основным источником информации о термодинамических свойствах алюминия при высоких давлениях и температурах являются эксперименты по ударному сжатию сплошных и пористых образцов [9, 16–20].

На рис. 1, а представлена фазовая диаграмма алюминия, на которой нанесены ударные адиабаты образцов с различной начальной пористостью. Видно, что точность описания экспериментальных данных в традиционной области ударно-волновых исследований ($p < 5$ Мбар) достаточно высока. Это относится, в частности, к данным о скорости звука в сжатых ударной волной образцах [21, 22] (рис. 1, б) и к положению кривой плавления [15, 23]. Сравнение с экспериментами по повторному ударному сжатию [22, 24] и адиабатическому расширению ударно-сжатого алюминия [25, 26] показывает, что построенное уравнение состояния имеет высокую точность в областях фазовой диаграммы, удаленных от ударной адиабаты.

На рис. 2 приведена фазовая диаграмма алюминия в переменных p , S . Такое представление наиболее удобно для определения равновесного фазового состава изоэнтропически расширяющихся продуктов разрушения. На рисунке показана ударная адиабата алюминия, на которой точками отмечены начальные состояния, реализующиеся при ударе частиц из различных материалов (скорость удара 80 км/с).

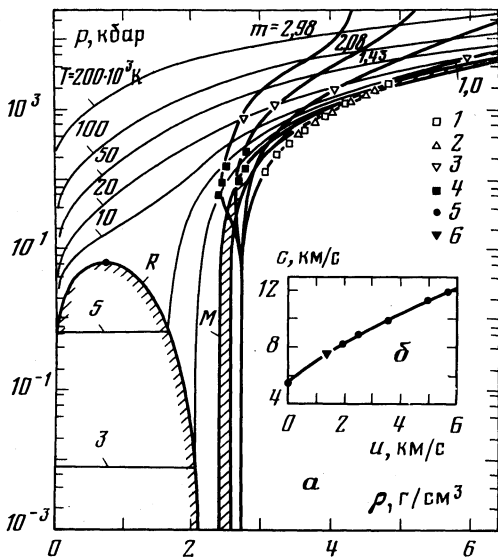


Рис. 1

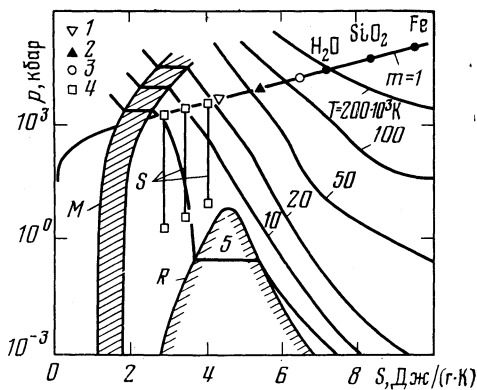


Рис. 2

Рис. 1. Фазовая диаграмма (а) алюминия и скорость звука на ударной адиабате (б): T — изотермы; m — ударные адиабаты при различной пористости ($m = \rho_0/\rho_{00}$); M — область плавления; R — кривая равновесия жидкость — пар. Экспериментальные данные: 1 — [16, 17]; 2 — [18]; 3 — [19]; 4 — [20]; 5 — [21]; 6 — [22]

Рис. 2. Диаграмма давление — энтропия для алюминия: S — изоэнтропы расширения (точки — состояния алюминия, возникающие после удара частиц из различных материалов). Остальные обозначения см. на рис. 1. Экспериментальные данные: 1 — [19]; 2 — [28]; 3 — [29]; 4 — [26]

Особое внимание при определении коэффициентов уравнения состояния уделялось правильному описанию немногочисленных пока опытов по получению сверхвысоких давлений в алюминии. Эта область очень важна для моделирования удара со скоростями порядка 100 км/с. На рис. 3 показано сравнение имеющихся экспериментальных результатов с расчетами по различным моделям. Видно, что, в отличие от модели Томаса — Ферми с поправками [27], предлагаемое уравнение состояния правильно описывает весь набор экспериментальных данных об абсолютных измерениях сжимаемости алюминия при сверхвысоких давлениях [28, 29].

Таким образом, представленное в данном разделе уравнение состояния алюминия хорошо воспроизводит всю совокупность разнородных статических и динамических экспериментальных данных в широкой области фазовой диаграммы. Включение в численные газодинамические расчеты реального уравнения состояния и рассматриваемой в следующем разделе реологической модели позволяет существенно повысить достоверность результатов численного моделирования процесса высокоскоростного удара.

2. Прочностные и реологические свойства алюминия при ударно-волновых нагрузках. При скорости удара ~ 80 км/с начальное давление за фронтом ударной волны составляет несколько десятков мегабар, а удельная энергия более чем в сто раз превышает теплоту сублимации. Вещество, подвергнутое такому сжатию, полностью испаряется в волне разгрузки. Эта стадия процесса разрушения хорошо описывается уравнениями газодинамики без учета прочностных эффектов. Ввиду малого размера микрометеорита время действия высокого давления оказывается ограниченным, поэтому ударная волна в экране быстро затухает, и энергия, сообщаемая веществу, становится недостаточной для испарения. На некотором удалении от места удара оказывается возможным только плавление, а затем — дробление металла. Динамика последнего процесса определяется механизмом зарождения и роста микротрещин. В модели, описывающей движение среды на этой стадии, необходимо учитывать сдвиговую прочность мате-

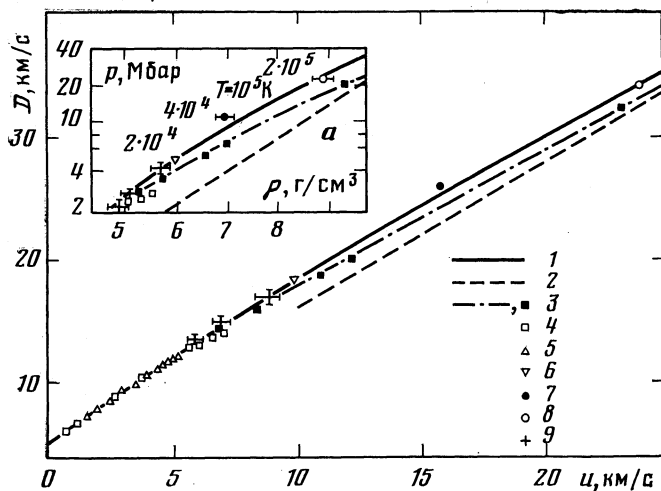


Рис. 3. Ударная адиабата алюминия при сверхвысоких давлениях (a — в переменных p , ρ): 1 — расчет по уравнению состояния данной работы; 2 — расчет по модели Томаса — Ферми с поправками [27]. Экспериментальные данные: 3 — интерпретация сравнительных экспериментов по сжимаемости алюминия и кварцита согласно [27]; 4 — [16, 17]; 5 — [18]; 6 — [19]; 7 — [28]; 8 — [29]; 9 — [26]

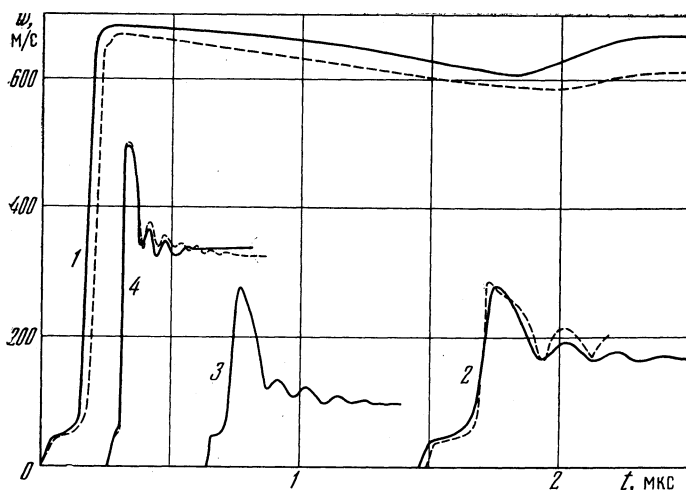


Рис. 4. Экспериментальные (сплошные линии) и расчетные профили скорости свободной поверхности (образцы из сплава АМг6М): 1 — детонация заряда взрывчатого вещества в контакте с образцом толщиной $H=10$ мм; 2 — удар алюминиевой пластиной толщиной $h=0,4$ мм по образцу с $H=9,6$ мм; 3 — то же при $h=0,19$ мм, $H=4$ мм; 4 — то же при $h=0,19$ мм, $H=1,8$ мм

риала для твердой фазы и сопротивление разрушению разрывом (объемную прочность) для твердой и жидкой фаз.

Известно, что прочностные свойства материалов зависят от скорости деформирования, поэтому используемые в расчетах прочностные характеристики веществ необходимо определять в условиях, близких к реальным условиям высокоскоростного удара. Оценки показывают, что характерный временной масштаб пробивания первого защитного экрана аппарата «Вега» составляет десятки — сотни наносекунд. Для этого диапазона длительностей нагрузки известные [30—32] значения прочности на разрыв различаются примерно на порядок. Ввиду такой неопределенности

был проведен цикл измерений прочностных характеристик алюминиевого сплава АМг6М в условиях одномерного ударно-волнового нагружения.

Методом емкостного датчика [33] регистрировались профили скорости $w(t)$ свободной тыльной поверхности образцов толщиной 1,8–10 мм, нагружаемых ударом алюминиевых фольг толщиной 0,2–0,4 мм или детонацией заряда взрывчатого вещества в непосредственном контакте с образцом. Типичные графики скоростей приведены на рис. 4, где четко виден выход на поверхность упругого предвестника с амплитудой, равной $\sigma_g = \rho_0 c_l w_g / 2 \approx 3,7$ кбар, что соответствует динамическому пределу текучести $\sigma_T \approx 1,8$ кбар (здесь $c_l = 6,4$ км/с — скорость продольной упругой волны, w_g — скорость поверхности в момент выхода на нее упругого предвестника). Вслед за этим регистрируется выход на поверхность пластической ударной волны и головной части падающей волны разрежения. Отражение импульса сжатия от свободной поверхности сопровождается появлением растягивающих напряжений, приводящих к разрушению образца. В результате падения растягивающих напряжений при разрушении появляется волна сжатия (откольный импульс). Затухающие колебания скорости поверхности вызваны многократными отражениями откольного импульса от свободной поверхности и зоны разрушения. Из графиков видно, что заметное торможение откольной пластины на фоне колебаний скорости поверхности продолжается ~ 200 нс. Это и есть характерное время, необходимое для завершения разрыва образца в данных условиях.

Растягивающие напряжения σ^* в плоскости откола определялись из профилей скорости $w(t)$ по разности Δw скоростей в первом максимуме и первом минимуме [34]

$$\sigma^* = \frac{\rho_0 c_0}{2} (\Delta w + \delta w),$$

где c_0 — средняя скорость звука (принятая равной 5,3 км/с); δw — поправка, учитывающая нагон фронтом откольного импульса, распространяющегося по растянутому материалу со скоростью c_l , разгрузочной части исходного импульса, имеющей скорость c_0 . Появление минимума на профиле $w(t)$ можно интерпретировать как достижение равенства между скоростью роста объема трещин $\dot{V}_c$ и скоростью деформирования в разгрузочной части падающего импульса

$$\dot{V}_c \approx \dot{w}_l / (2\rho_0 c_0).$$

При $\dot{V}_c = \dot{V}$ происходит экранировка части падающего импульса [35]. Из соотношения времен первого и последующих колебаний скорости поверхности можно заключить, что заметной задержки разрушения не происходит и полученные значения разрушающих напряжений соответствуют началу разрушения.

Результаты измерения откольной прочности представлены на рис. 5 в виде зависимости разрушающего напряжения σ^* от скорости деформирования $\dot{V}/V_0$. В пределах погрешности измерений эти данные описываются формулой

$$\sigma^* = 0,93 (\dot{V}/V_0)^{0,2}, \text{ кбар.}$$

Отсюда следует зависимость начальной скорости разрушения от напряжения

$$\dot{V}_c = 1,44 V_0 \sigma^{*5}, \quad (8)$$

где V_0 — удельный объем сплошного материала при нормальных условиях в $\text{см}^3 \cdot \text{г}^{-1}$; напряжение — в кбар; скорость роста объема трещин $\dot{V}_c$ — в $\text{см}^3 \cdot \text{г}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$.

Для расчета разрушений при произвольно изменяющейся нагрузке используем континуальный подход [30, 36], описывающий разрушение как непрерывный процесс накопления повреждений в материале. В [37] предложено простое кинетическое уравнение, описывающее скорость роста удельного объема трещин или пор $\dot{V}_c$ как функцию действующего напря-

жения σ и достигнутой степени разрушения V_c .

$$\dot{V}_c = \begin{cases} k_1 \left(|\sigma| - \frac{\sigma_0 a}{a + V_c} \right) (V_c + V_{c0}) \text{sign } \sigma & \text{при } |\sigma| > \frac{\sigma_0 a}{a + V_c} \\ 0 & \text{при } |\sigma| < \frac{\sigma_0 a}{a + V_c}, \end{cases} \quad (9)$$

где σ_0 — начальный порог разрушения; k_1 — постоянная, обратно пропорциональная вязкости материала; V_{c0} — удельный объем потенциальных очагов разрушения; a — постоянная, определяющая уменьшение порога-

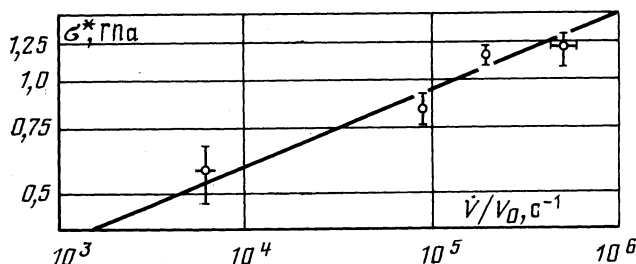


Рис. 5. Откольная прочность сплава АМг6М в зависимости от крутизны импульса нагрузки

вого напряжения в разрушенном материале и имеющая величину порядка $10^{-2} V_0$.

Из результатов экспериментов, описанных в этом разделе, следует, что начальный объем пор V_{c0} , фигурирующий в уравнении (9), зависит от величины растягивающего напряжения σ . Такая зависимость вполне понятна, поскольку в реальном материале существует спектр начальных очагов разрушения, которые активируются и начинают расти при различных уровнях напряжения. Вычисляя из (9) начальную скорость деформации, находим

$$\dot{V}_c \simeq k_1 \sigma V_{c0}.$$

Сравнивая это выражение с (8), получаем

$$V_{c0} = k_2 \sigma^4. \quad (10)$$

Заметим, что из формулы (8) удастся определить лишь произведение $k_1 k_2$. Практика расчетов откольных разрушений с использованием кинетического уравнения (9) показывает, что хорошее согласие с экспериментальными данными достигается, если положить $k_1 = 10^7$ кбар $^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$. Значение предела прочности σ_0 заключено между истинным напряжением разрыва в статических условиях и величиной откольной прочности. В данной работе оно определялось путем линейной экстраполяции данных об откольной прочности к нулевой скорости деформирования. Таким образом, кинетика роста разрушений в материале АМг6М описывается уравнением (9) вместе с соотношением (10) для V_{c0} при следующих значениях констант: $k_1 = 10^7$ кбар $^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$, $k_2 = 1,5 \cdot 10^{-7} V_0$ кбар $^{-4}$, $\sigma_0 = 5$ кбар, $a = 10^{-2} V_0$.

3. Методика газодинамического расчета высокоскоростного удара. Для течений, вызванных высокоскоростным ударом, характерны некоторые особенности, делающие численный расчет таких течений нетривиальной задачей. Отметим, прежде всего, что пространственный масштаб течения изменяется со временем в очень широких пределах. Если на начальной стадии он имеет порядок размера пылевой частицы ($\sim 10^{-1} - 10^{-2}$ см для наиболее крупных частиц), то на стадии формирования плазменной струи его величина становится порядка расстояния между первым и вторым экранами (~ 10 см). В результате расчет без перестройки пространственной сетки оказывается практически невозможным. Другой особенностью течения, проявляющейся в основном на начальной стадии удара, является его резкая пространственная неоднородность. Расчет таких те-

чений в лагранжевом представлении связан с большими трудностями. В то же время расчет движения среды на заключительной стадии удара предпочтительнее проводить именно в лагранжевых координатах. Это связано с тем, что при расчетах на эйлеровой сетке необходимо учитывать перенос кинетического параметра разрушения V_c (ур. (9)) из ячейки в ячейку с последующим усреднением его по объему ячеек. Это приводит, как известно, к аномально быстрой «диффузии» переносимой величины по сетке и делает схемы, содержащие эйлеров этап, малопригодными для расчетов стадии механического разрушения.

В данной работе начальная гидродинамическая стадия процесса, где прочностные эффекты несущественны, моделировалась методом частиц в ячейках [38] или методом крупных частиц [39], обеспечивающими достаточную точность и устойчивость расчета течений с большими деформациями. После падения давления в расходящейся ударной волне до $\sim 1-0,5$ Мбар расчет течения в экране проводился по лагранжевой программе, использование которой обеспечивало корректное описание упругопластических эффектов и развития разрушения во времени.

Остановимся несколько подробнее на этой программе [37, 40]. Вычислительный алгоритм строится на основе законов сохранения массы, энергии и импульса в интегральной форме

$$\frac{d}{dt} \int_{(V)} \rho dV = 0; \quad \frac{d}{dt} \int_{(V)} \rho u_i dV = \int_{(\Sigma)} \sigma_{ij} u_j d\Sigma, \quad (11)$$

$$\frac{d}{dt} \int_{(V)} \rho \left(E + \frac{u^2}{2} \right) dV = \int_{(\Sigma)} \sigma_{ij} u_i n_j d\Sigma, \quad i, j = 1, 2, 3,$$

где V — объем элемента среды; Σ — поверхность, ограничивающая этот объем; n_i — вектор внешней нормали; u_i — скорость; σ_{ij} — компоненты тензора напряжений.

При построении конечно-разностной системы все кинематические величины определялись в узлах сетки, физические переменные (напряжения, внутренняя энергия и др.) — внутри ячеек. Объем интегрирования в скалярных уравнениях системы (11) отождествлялся с объемом счетной ячейки, а в уравнении импульса определялся по положениям четырех узлов сетки, ближайших к рассматриваемому узлу [41]. Используемая схема является полностью консервативной на произвольной прямоугольной сетке и имеет второй порядок точности на равномерной сетке. Подавление счетных осцилляций осуществлялось путем введения объемных (линейной и квадратичной) и сдвиговой искусственных вязкостей и продольно-поперечного сглаживания по скоростям [42].

Расчет тензора напряжений проводился в приращениях с использованием закона Гука для связи между скоростью деформаций и скоростью изменения девиаторного напряжения. Переход от упругой деформации к пластической задавался условием текучести Мизеса, которое реализовалось с использованием процедуры приведения напряжения к кругу текучести. В расчетах учитывалось деформационное упрочнение, а также снижение предела текучести и модуля сдвига, вызванное разрушением материала. Зависимость модулей упругости неразрушенного материала от давления и температуры строилась в приближении постоянного коэффициента Пуассона.

Расчет течения в струе и взаимодействия струи со вторым экраном выполнялся методом частиц.

На всех этапах расчета для материала экрана использовалось полуэмпирическое уравнение состояния, описанное в разделе 1. Уравнение состояния для налетающей частицы, химический состав которой точно не известен, в большинстве вариантов ради простоты принималось аналогичным уравнению состояния алюминия. Расчеты для нескольких вариантов с ис-

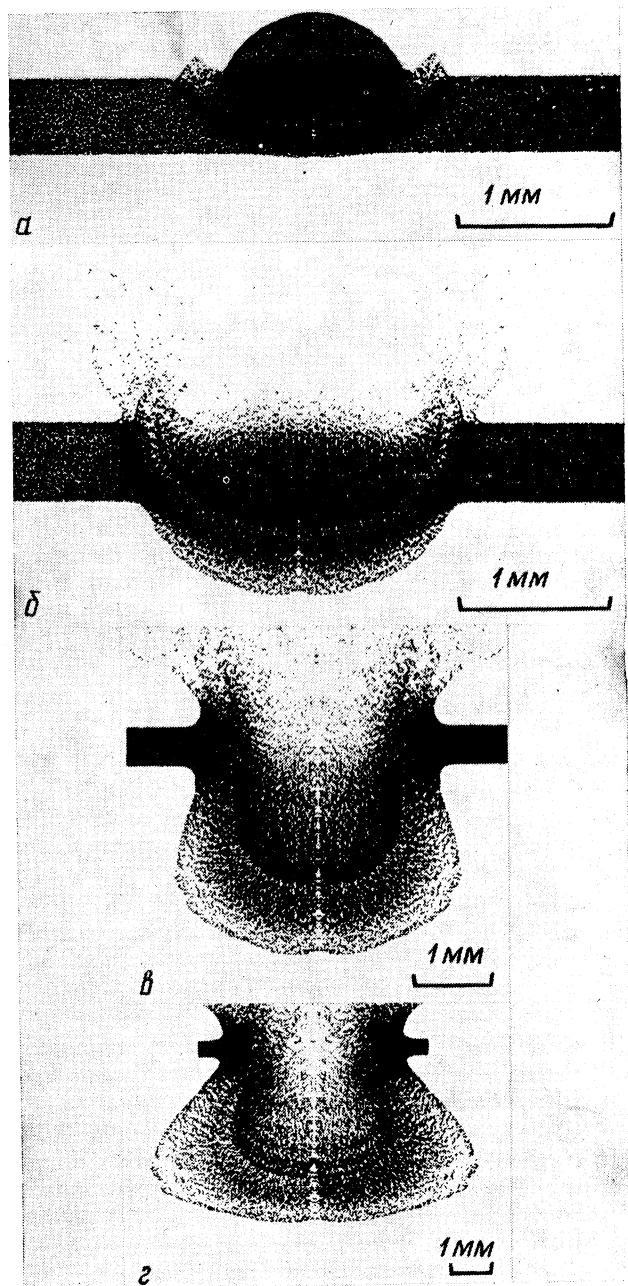


Рис. 6. Последовательные стадии пробивания алюминиевого экрана: а — $t=10$ нс; б — 20; в — 50; г — 100

пользованием других уравнений состояния показали, что параметры отверстий, кратеров и плазменных струй практически не зависят от того, каким уравнением состояния описывается вещество пылевой частицы. Это вполне понятно, поскольку масса участвующего в движении вещества экрана при рассматриваемых скоростях удара всегда намного больше массы первичной частицы.

Уравнение состояния вводилось в программу в виде таблицы значений функции $p(E, V)$. Шкала по оси E выбиралась экспоненциальной ($E_{j+1} = \mu E_j$) с крайними значениями $E_{\min} = 10^{-1}$ кДж/г, $E_{\max} = 5 \cdot 10^3$ кДж/г. Предельные значения удельного объема принимались равными $V_{\min} = 6 \cdot 10^{-2}$ см³/г, $V_{\max} = 10^6$ см³/г. Шкала по оси V строилась так, чтобы обес-

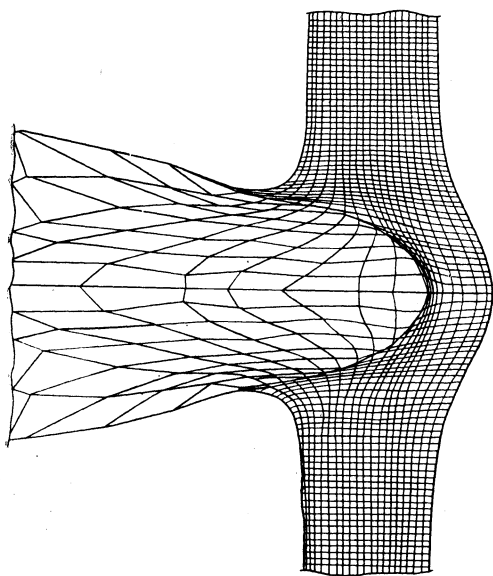


Рис. 7. Поле течения в первом экране через 170 нс после удара ($\rho=1$ г/см³, $m=6 \cdot 10^{-7}$ г)

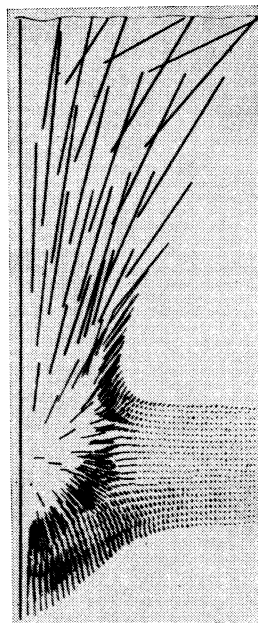


Рис. 8. Поле скоростей в экране и плазменной струе

печить возможность расчетов как гидродинамической (начальной) стадии, на которой изменения плотности очень велики, так и стадии механического разрушения, на которой плотность меняется мало и близка к плотности материала при нормальных условиях. С этой целью шаг экспоненциальной шкалы выбирался различным вблизи и вдали от $V_0=1/\rho_0$, и обе области плавно сшивались. Вместе с данными об уравнении состояния в программу вводились формулы для интерполирования функции $p(E, V)$ внутри таблицы и экстраполирования за ее пределы. Необходимые для определения фазового состава потока кривые плавления и равновесия жидкость — пар, а также кривая холодного сжатия ($T=0$ К) задавались в виде отдельных таблиц.

4. Результаты численного моделирования взаимодействия микрометеоритов с защитными экранами. Перейдем к обсуждению результатов расчетов. На рис. 6 показана общая картина течения, вызванного ударом частицы массой 10^{-3} г и плотностью 1 г/см³ по алюминиевому экрану толщиной 0,5 мм (скорость частицы равна 80 км/с и направлена по нормали к экрану). Плотность черных точек на рисунке соответствует распределению плотности вещества в плоскости симметрии течения. На рис. 6, а показана начальная стадия пробивания. Хорошо видны ударные волны, распространяющиеся по экрану и по налетающей частице. Рис. 6, б соответствует моменту времени, когда пробивание закончено и происходит формирование плазменной струи в области за первым экраном. На рис. 6, в, г представлена сформировавшаяся центральная часть струи с углом расходимости $\sim 80^\circ$. Из рисунков понятно, что толщина экрана 0,5 мм оказывается заведомо достаточной для полного испарения пылевой частицы массой 1 мг. Расчеты показывают, что частица массой 100 мг также полностью испаряется при столкновении с экраном такой толщины.

Согласно принятой модели пылевой обстановки в окрестности кометы Галлея [2], удары частиц массой ~ 1 мг представляют собой достаточно редкие события. Их вклад в суммарную площадь разрушенной части первого экрана пренебрежимо мал. Основная часть разрушения происходит от ударов частиц, масса которых близка к пределу пробивания. Из проведенных расчетов следует, что при плотности частицы 1 г/см³ и скорости

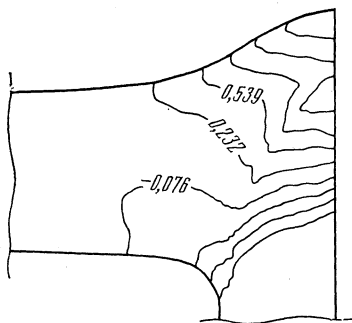


Рис. 9. Линии постоянной аксиальной компоненты скорости (разность значений на соседних линиях 0,307 км/с)

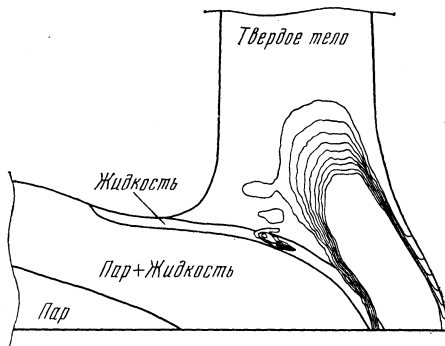


Рис. 10. Фазовый состав разрушенного вещества и положение изолиний степени разрушения (разность значений на соседних линиях равна 0,01 V_0)

80 км/с максимальная толщина пробиваемого алюминиевого экрана равна $\delta^* \approx 11d$, где d — диаметр частицы. Отсюда следует, что для защитного экрана толщиной 0,5 мм основное разрушение должно быть связано с частицами с массой порядка 10^{-7} г. Для этого интервала масс были проведены наиболее подробные расчеты всей картины разрушения.

На рис. 7 показано поле течения после удара по первому экрану пылевой частицы массой в $6 \cdot 10^{-7}$ г. Тыльная поверхность экрана заметно деформирована, а примыкающие к ней лагранжевы ячейки увеличены в объеме вследствие трещинообразования. На передней поверхности по периметру образующегося отверстия имеется острый «валик» сильно деформированного материала, имеющий тенденцию к закручиванию наружу. Эта особенность хорошо известна из эксперимента [43] и проявляется также и при меньших скоростях соударения. На рис. 8 показано поле скоростей в разлетающемся веществе для того же момента времени. Можно видеть, что движение среды происходит в основном в направлении от центра преграды. Распределение скорости резко неоднородно. Это хорошо видно на рис. 9, где представлены изолинии осевой составляющей скорости. Скорость тыльной поверхности экрана на оси удара составляет 1,5 км/с.

Информация о фазовом составе и степени разрушения вещества экрана (для этого же варианта расчета) приведена на рис. 10. Видно, что кратер заполнен парожидкостной смесью, которая отделена от твердой фазы тонкой прослойкой расплавленного вещества. Навстречу первоначальному движению частицы из кратера вытекает парожидкостный факел, в котором вещество частично ионизовано. Вблизи тыльной поверхности экрана расположена область разрушенного («разрыхленного») вещества, размер которой заметно превышает размер входного отверстия на передней стороне экрана.

Развитие разрушения во времени для этого варианта расчета иллюстрирует рис. 11. Видно, что первый очаг механического разрушения зарождается вблизи передней поверхности экрана на границе растущего кратера. Несколько позже формируется и начинает быстро расти второй очаг, расположенный на оси симметрии вблизи тыльной поверхности экрана. Этот очаг и образует зону откольного разрушения. Ввиду большой пластичности алюминия откалывающаяся пластина испытывает до момента отрыва значительную деформацию.

Зависимость картины пробивания от массы налетающей первичной частицы иллюстрируется рис. 12, 13, где показаны границы фаз и изолинии степени разрушения для ударов пылевых частиц с массами соответственно 10^{-7} и $3 \cdot 10^{-6}$ г по алюминиевому экрану толщиной 0,5 мм. Видно, что для более массивной частицы (рис. 13) процесс пробивания фактически завер-

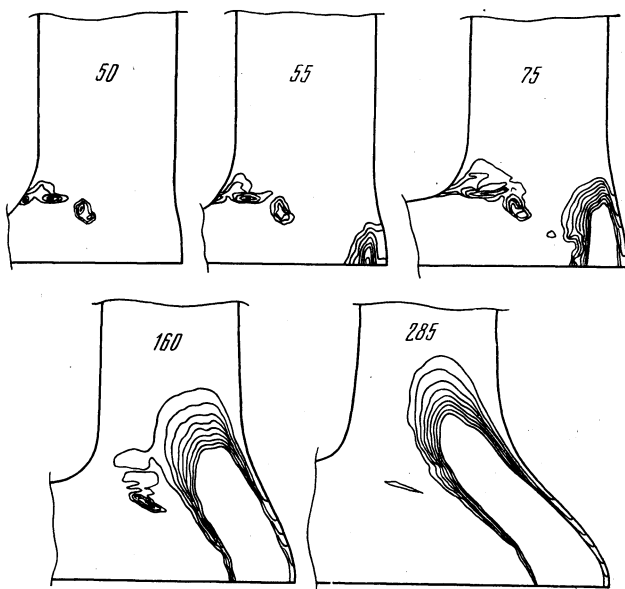


Рис. 11. Динамика развития разрушения (указано время от момента соударения, в нс)

шился. Образовалась откольная тарелка, механически не связанная с остальным экраном.

Распределения давления вдоль оси симметрии в момент образования сквозного отверстия показаны на рис. 14 для нескольких вариантов расчета. Остаточное давление в момент пробивания составляет 0,1–1 кбар. Растягивающие напряжения полностью локализованы в твердой фазе. В жидкой фазе давление практически везде положительно.

Для пылевых частиц, масса которых не очень далека от предела пробивания первого экрана, воздействие плазменной струи на второй экран незначительно, и основную опасность представляют откольные фрагменты. Используемая модель позволяет оценить их массы и скорости. На рис. 15 показано изменение скорости тыльной поверхности первого экрана в процессе отрыва откольной пластины (верхняя кривая соответствует массе первичной частицы $6 \cdot 10^{-7}$ г, нижняя — 10^{-7} г). Скорость начинает возрастать после выхода ударной волны на тыльную поверхность. Разрушение материала растягивающими напряжениями, возникающими во внутренних слоях экрана после отражения ударной волны от свободной поверхности, приводит к тому, что отрывающийся поверхностный слой испытывает незначительное торможение. Предельная скорость откольных фрагментов составляет 1–1,5 км/с при характерной толщине около 25 мкм. Используя для оценки повреждений второго экрана откольными частицами эмпирические формулы [43, 44], можно получить для глубин кратеров во втором экране значения от 0,15 до 0,25 мм. Несмотря на значительный разброс, обусловленный расхождениями между различными эмпирическими формулами, можно, по-видимому, утверждать, что второй экран толщиной 1 мм достаточен для защиты конструкции от ударов откольных частиц.

Для оценки эффективности противометеоритной защиты наиболее важна информация о размерах отверстий, пробиваемых пылевыми частицами в первом экране. Сечение экрана плоскостью, проходящей через ось отверстия, показано на рис. 16. В качестве границы отверстий принималась граница твердой фазы и изолиния разрушения, соответствующая 15%-му объему пор. Стрелками на рисунке показано направление движения отдельных участков тыльной поверхности. Видно, что отверстие имеет сложную форму и не может быть описано при задании единственного диаметра. В интервале масс, где существенны откольные явления, входной диаметр отверстия несколько меньше выходного. Отверстия, проби-

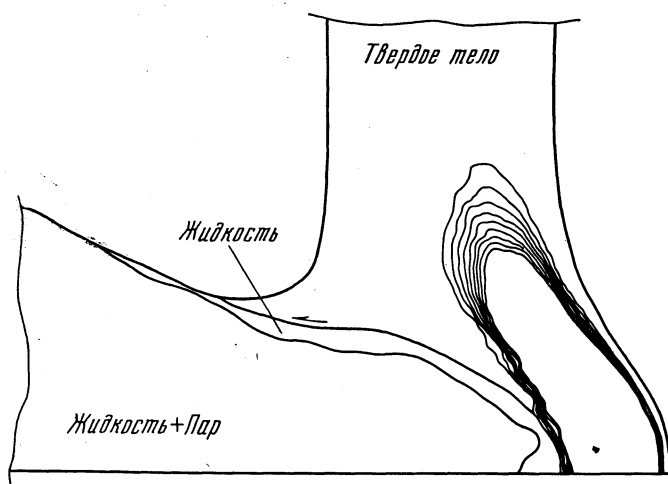


Рис. 12. Границы фаз и изолинии удельного объема трещин (масса частицы 10^{-7} г, время 350 нс)

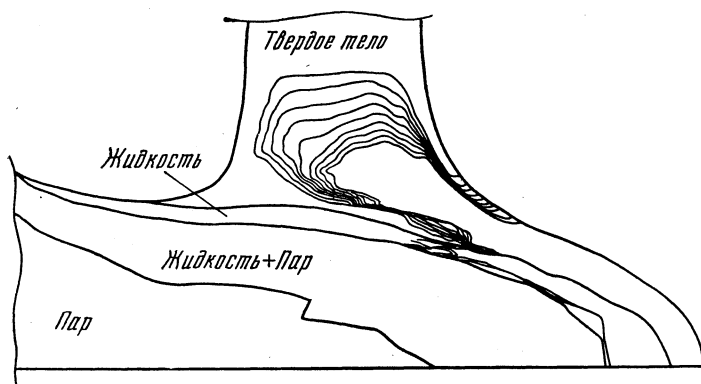


Рис. 13. Границы фаз и изолинии удельного объема трещин (масса частицы $3 \cdot 10^{-6}$ г, время 200 нс)

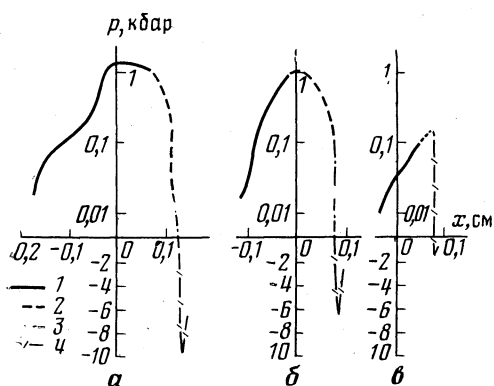


Рис. 14

Рис. 14. Профили давления вдоль оси симметрии (а — $m=3 \cdot 10^{-6}$ г; б — 10^{-6} ; в — 10^{-7}): 1 — пар; 2 — двухфазная смесь жидкость — пар; 3 — жидкость; 4 — твердое тело

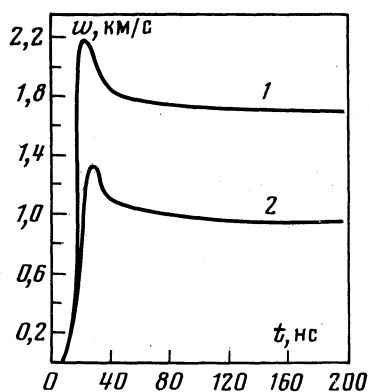


Рис. 15

Рис. 15. Скорость откольной пластины на оси симметрии

ваемые частицами различной массы, не обнаруживают геометрического подобия. На передней стороне экрана по периметру отверстия образуется характерный острый «валик».

Важной интегральной характеристикой разрушения является его средняя удельная энергия, равная отношению кинетической энергии пылевой частицы к массе удаленного из экрана вещества. Для алюминия на пределе пробивания эта величина составляет ~ 1 кДж/г, т. е. на порядок величины меньше удельной теплоты испарения при $T=0$ К. С ростом массы частицы удельная энергия разрушения растет и сравнивается с теплотой испарения при массе, в 60 раз превышающей пороговую. Заметим, что полное испарение ударно-сжатого алюминия в волне разгрузки достигается при условии, что энергия, сообщенная единице массы, в пять-шесть раз превышает теплоту испарения. Таким образом очевидно, что в рассматриваемых условиях основная масса вещества удаляется из экрана в конденсированном состоянии. Поэтому параметры отверстий определяются в основном прочностными и реологическими свойствами материала. Заметим также, что интервал масс, близких к порогу пробивания, корректность описания которого полностью определяется принятой реологической моделью, вносит наибольший вклад в интегральное разрушение первого экрана.

Для расчета площади разрушенной части экрана надо знать размер отверстий как функцию массы пылевых частиц. Строго говоря, параметры отверстий зависят также от формы частиц, их плотности и структуры, причем этой зависимостью, как показывают специально выполненные расчеты, нет оснований пренебрегать. Однако информация об упомянутых свойствах пылевых частиц столь бедна, что их учет был бы явным превышением точности в данной модели. Возникающая в результате неопределенность позволяет при оценке интегрального разрушения первого экрана ограничиться приближенным описанием отверстий путем задания некоторого их диаметра D .

Будем считать, что все отверстия образуются в результате удара однородных сферических частиц, имеющих плотность 1 г/см³. Диаметр отверстия D измеряется в передней плоскости защитного экрана. Расчет показывает, что отношение D к диаметру пылевой частицы d растет с ростом толщины экрана и достигает максимума вблизи порога пробивания ($8/d \approx 11$). Максимальное значение $D/d \approx 12$. Если условие пробивания не выполнено, в экране образуется кратер примерно полусферической формы. В широком диапазоне масс частиц глубина кратера примерно вдвое меньше, чем толщина экрана на пределе пробивания. На рис. 17 в качестве примера показан кратер в первом экране, образованный ударом пылевой частицы массой $1,1 \cdot 10^{-11}$ г. Диаметр кратера 23 мкм, глубина — 14 мкм. Часть массы под действием удара переместилась из кратера на поверхность экрана, образовав характерный «валик». Удельная энергия полного удаления вещества из экрана составляет 12 кДж/г. Если в массу разрушенного вещества включить массу «валика», энергия разрушения уменьшится до 5 кДж/г. Из-за малых размеров пылевой частицы образование отколов в рассматриваемом случае не происходит.

Описанный выше полный численный расчет динамики пробивания, учитывающий прочностные и реологические эффекты на стадии механического разрушения, требует значительных затрат времени ЭВМ. В связи с этим были проведены упрощенные расчеты для ряда вариантов, в которых использовался следующий приближенный подход. Размер отверстия

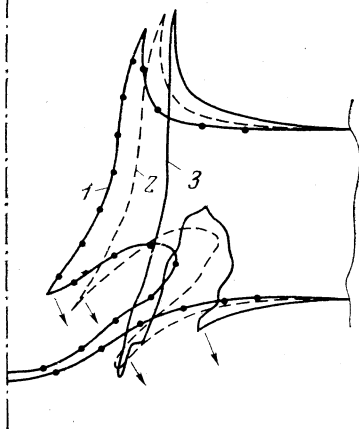


Рис. 16. Сечения отверстий, пробиваемых частицами: 1 — $m = 10^{-7}$ г; 2 — $6 \cdot 10^{-7}$ г; 3 — $3 \cdot 10^{-6}$ г. В случае 1 образование сквозного отверстия не завершено

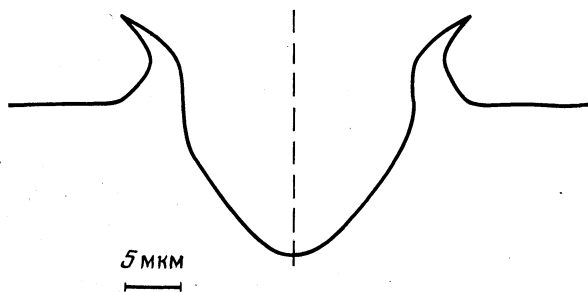


Рис. 17. Форма кратера в первом экране, образованного ударом пылевой частицы

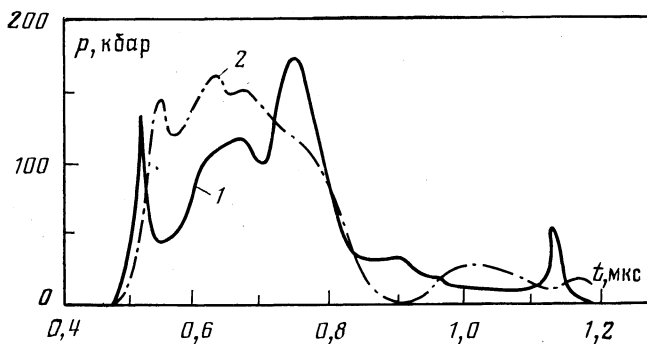


Рис. 18. Изменения давления на поверхности второго экрана

определялся по положению ударной волны в тот момент, когда удельная внутренняя энергия за волной достигала некоторого критического значения. Это значение, в свою очередь, определялось путем сопоставления расчетных и экспериментальных данных о пробивании при скорости удара 10–20 км/с. Отметим, что такой приближенный подход является достаточно грубым и пригоден только для оценок (он, например, дает иную, чем в строгом расчете, форму отверстия). Результаты приближенных расчетов можно описать простой формулой

$$D \approx d(1 + 6,5(\delta/d)^{0,25}).$$

Рассмотрим более подробно вопрос о параметрах плазменной струи и ее взаимодействии со вторым экраном. Энергия и импульс струи, очевидно, растут с ростом массы первичной частицы. Поэтому наиболее опасными являются самые крупные частицы, вносящие пренебрежимо малый вклад в интегральное разрушение первого экрана. Рассмотрим предельно неблагоприятную ситуацию: масса первичной частицы равна 100 мг и расстояние между экранами составляет 4 см¹. Изменение давления на поверхности второго экрана во времени для этого случая показано на рис. 18 (кривая 1 относится к центральной части площади, на которую воздействует струя; кривая 2 — к периферийной части). При столкновении со вторым экраном в струе образуется ударная волна, давление за которой остается постоянным до тех пор, пока не станет существенным боковой разлет вещества. В рассматриваемом варианте это наступает через ~300 нс с момента прихода струи, после чего давление резко падает. Максимальная величина давления составляет при этом около 100 кбар. Возбуждаемая в результате удара струи ударная волна во втором экране не вызывает испарения материала, но может вызвать расслоение экрана и образо-

¹ Согласно принятой в [2] модели пылевой обстановки в окрестности кометы Галлея, вероятность попадания частицы с массой в интервале 10–100 мг на площадку величиной 1 м² за все время пролета равна $3 \cdot 10^{-3}$. Расстояние между экранами в обсуждаемом варианте взято примерно вдвое меньше, чем среднее расстояние в системе защиты аппарата «Вега».

вание отколов. Контакт с горячей плазмой приводит к абляции тонкого поверхностного слоя экрана толщиной 10 мкм (по порядку величины). Для частицы массой 1 мг и при расстоянии между экранами 10 см воздействие плазменной струи на второй экран незначительно и не вызывает заметных повреждений.

Более опасным оказывается действие малых частиц конденсированной фазы. Кроме уже рассмотренных сравнительно крупных ($\sim 10^{-4}$ г) откольных фрагментов в продуктах разрушения присутствуют частицы меньшей массы, которые могут значительно ускоряться в расширяющейся плазменной струе. Оценки, основанные на численных расчетах и экспериментальных данных, полученных при низких скоростях удара [30], показывают, что представляющие опасность частицы имеют массы 10^{-7} – 10^{-4} г и скорости 1–10 км/с (частицы меньшей массы имеют более высокие скорости). Используя для расчета повреждений второго экрана такими частицами эмпирические формулы [43, 44], получим значения глубины кратеров в пределах $8 \cdot 10^{-3}$ – $4 \cdot 10^{-2}$ см и значения максимальной пробиваемой толщины — $(1-7) \cdot 10^{-2}$ см. Таким образом, второй экран толщиной в 1 мм оказывается достаточным для защиты от осколков первого экрана. Здесь необходимо, однако, сделать следующее замечание. Приведенные оценки соответствуют раздельному и независимому действию на второй экран плазменной струи и конденсированных частиц. Поскольку для последних оцененная выше верхняя граница толщины пробивания близка к 1 мм, представляется целесообразным усилить второй экран в тех местах, где его перфорация должна быть полностью исключена. Это можно сделать, вводя дополнительный слой легкого материала с высоким значением скорости звука. Для этой цели удобны, в частности, углеродо-волоконные или керамические композитные материалы. Отметим, что при выборе оптимальных параметров второго экрана желательно (и возможно) проведение прямых экспериментов.

Значительную опасность для космического аппарата представляют первичные пылевые частицы, попадающие непосредственно на второй экран через отверстия, пробитые в первом экране. Чтобы оценить суммарную площадь отверстий ΔA , примем распределение частиц по размерам в виде $dN = CR^{-4}dR$, пренебрежем различием в плотностях частиц, массы которых превышают предел пробивания первого экрана, и воспользуемся приведенными выше результатами расчетов отверстий. В результате получаем простое соотношение

$$\Delta A/A = \delta_0/\delta,$$

где постоянная $\delta_0 = 2 \cdot 10^{-5}$ см. Таким образом, за весь пролет оказывается разрушенной площадь, составляющая $4 \cdot 10^{-4}$ от общей площади первого экрана. Приняв для оценки, что площадь экспонированной поверхности космического аппарата «Вега» равна 10 м^2 , легко найти, что вероятность попадания на второй экран пылевой частицы, пробивающей в нем сквозное отверстие, составляет примерно 10^{-2} .

5. Описанная выше физическая модель основана на обширном экспериментальном материале и правильно учитывает все основные особенности процесса разрушения при высокоскоростном ударе. Тем не менее представляет несомненный интерес сравнить полученные с ее помощью выводы с прямыми экспериментами по пробиванию при высоких плотностях энергии. Выше отмечалось, что для этой цели можно использовать лазерное излучение или пучки частиц высокой энергии. Лазеры и ускорители частиц, обладающие необходимыми параметрами, созданы в последние годы в связи с исследованиями импульсного термоядерного синтеза. Они оказались весьма эффективными при изучении свойств вещества в области сверхвысоких давлений [45]. Эксперименты с такими установками открывают весьма важную возможность для проверки и уточнения физических моделей ударного разрушения.

Наметился определенный успех в работах по абляционному ускорению макрочастиц, поглощающих лазерное излучение. В работе [46], например, описаны опыты по ускорению углеродных фольг толщиной 10 мкм под действием лазерного излучения до скоростей порядка 100 км/с. При столк-

новении таких фолг с мишенью из того же материала достигалось давление ~ 20 Мбар. Трудность интерпретации результатов этих и других аналогичных опытов связана с тем, что ускоренные частицы находятся в плазменном состоянии, причем их масса, плотность и температура точно не известны.

Определенный интерес представляет сравнение параметров ударных разрушений, рассчитанных по описанной выше методике, с результатами экстраполяции экспериментальных данных, полученных при скоростях удара ~ 10 км/с. Удобно воспользоваться для экстраполяции эмпирическими формулами, выражающими зависимость глубины кратера, предельной толщины пробивания и диаметра отверстия от массы и скорости налетающих частиц.

Согласно формулам [43, 44], глубина кратера δ_∞ и предельная толщина пробивания δ^* пропорциональны $m^{0,352} \sim d^{1,056}$ (m — масса пылевой частицы). Численные расчеты и качественные соображения дают при высоких скоростях линейную зависимость δ_∞ и δ^* от d . При плотности пылевой частицы 1 г/см^3 и скорости 80 км/с численный расчет дает $\delta_\infty \simeq 6d$, $\delta^* \simeq 11d$. Эмпирическая зависимость, приведенная в [43], дает в этих же условиях $\delta_\infty = 6,2d^{1,056}$, $\delta^* = 17,5d^{1,056}$, что в практически интересном интервале масс не сильно отличается от результатов численного моделирования. Сильнее расходятся с результатами численных расчетов эмпирические формулы [44], согласно которым $\delta_\infty = 9,6d^{1,056}$ и $\delta^* = 20d^{1,056}$.

Значительно хуже обстоит дело с определением диаметра отверстий. Приводимая в [43] эмпирическая формула дает при 80 км/с и $\rho = 1 \text{ г/см}^3$ диаметры отверстий, в четыре — семь раз превышающие полученные в данной работе. Это ведет к завышению площади разрушенной части первого экрана почти на два порядка. Линейная зависимость диаметра отверстия от скорости, даваемая формулой [43], противоречит простейшим оценкам и для высоких скоростей является ошибочной.

Отметим, что между различными эмпирическими формулами, экстраполированными в область высоких скоростей, имеются большие расхождения, указывающие на некорректность экстраполяции. Таким образом, в настоящее время численное моделирование является, по существу, единственным методом изучения ударного разрушения при скоростях, превышающих 20 км/с . Кроме расчета формы и размеров кратеров и отверстий, численное моделирование позволяет получить ответы на многие вопросы, экспериментальное изучение которых представляет значительные трудности. К ним относятся определение фазового состава продуктов разрушения; исследование геометрии разлета плазменного факела (важное для постановки масс-спектроскопических измерений на пылевых частицах); расчет импульса отдачи, передаваемого экрану продуктами разрушения.

Заметим, что полет космического аппарата «Вега» в окрестность кометы Галлея предоставляет уникальную возможность для постановки прямого натурального эксперимента по высокоскоростному удару. Для проведения подобного эксперимента на борту космического аппарата необходимо установить прибор, осуществляющий фотоэлектрическую регистрацию повреждений пылезащитных экранов и параметров плазмы, образующейся в момент удара. Кроме информации о свойствах пылевой атмосферы кометы Галлея и эффективности выбранной системы противометеоритной защиты, такой эксперимент способствовал бы расширению фундаментальных представлений о физических свойствах вещества при сверхвысоких давлениях и температурах.

Авторы выражают благодарность А. А. Галееву, В. Д. Шапиро, В. И. Шевченко, Н. А. Иногамову, С. Б. Житеневу, А. Л. Ни, В. Я. Терновому за ценные советы и помощь на разных этапах работы, а также Е. Н. Аврорину, Н. Н. Анучиной и В. А. Архипову за обсуждение результатов и критические замечания.

Литература

1. Reinhardt R. ESA Bull., 1982, N 29, p. 68.
2. Sagdeev R. Z., Anisimov S. I., Galeev A. A. et al. Adv. Space Res., 1983, v. 2, p. 133.
3. Whipple F. L. In: Physics and Medicine of Upper Atmosphere/Ed. White, Benson; Albuquerque: Univ. New Mexico Press, 1952.
4. Титов В. М., Фадеев Ю. И. Космические исследования, 1972, т. 10, с. 589.
5. Proc. of the Impact Fusion Workshop. Report LA-8000-C, UC-21, 1979.
6. Фортгов В. Е. УФН, 1982, т. 138, с. 361.
7. Lane R., Felici F. ESA-Bull., 1982, N 32, p. 36.
8. Kreynhagen K. H., Schuster S. H. In: Impact and Explosion Cratering. Eds D. J. Reddy, R. O. Pepin, R. B. Merrill. N. Y.: Pergamon Press, 1977.
9. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966.
10. Бушман А. В., Фортгов В. Е. УФН, 1983, т. 140, с. 177.
11. Бушман А. В., Ни А. Л., Фортгов В. Е. В сб.: Уравнение состояния в экстремальных условиях./Под ред. Гадияка Г. В. Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1981, с. 3.
12. Бушман А. В., Грянов В. К., Канель Г. И. и др. Препринт ОИХФ АН СССР, М., 1983.
13. Hultgren R., Desai P. D., Hawkins D. T. Selected Values of the Thermodynamic Properties of the Elements. Metal Park: ASME, 1973.
14. Guinan M. W., Steinberg D. J. J. Phys. Chem. Solids, 1974, v. 35, p. 1501.
15. Lees J., Williamson B. H. J. Nature, 1965, v. 206, p. 278.
16. Альтшулер Л. В., Баканова А. А., Трунин Р. Ф. ЖЭТФ, 1962, т. 42, с. 91.
17. Альтшулер Л. В., Чекин Б. С. В сб.: Докл. I Всес. симп. по импульсным давлениям. М.: ВНИИФТРИ, 1974, т. 1, с. 5.
18. Mitchell A. C., Nellis W. J. J. Appl. Phys., 1981, v. 52, p. 3363.
19. Кормер С. Б., Фунтиков А. И., Урлин В. Д., Колесникова А. Н. ЖЭТФ, 1962, т. 42, с. 686.
20. Баканова А. А., Дудолов И. П., Сутулов Ю. Н. ПМТФ, 1974, в. 2, с. 117.
21. Альтшулер Л. В., Кормер С. Б., Бражник М. И. и др. ЖЭТФ, 1960, т. 36, с. 1061.
22. Neal T. J. Appl. Phys., 1975, v. 46, p. 2521; Phys. Rev. Ser. B, 1976, v. 14, p. 5172.
23. Assau J. R., Hayes D. B. J. Appl. Phys., 1975, v. 46, p. 4789.
24. Альтшулер Л. В., Петрунин А. П. ЖТФ, 1961, т. 31, с. 717.
25. Assau J. R. J. Appl. Phys., 1975, v. 46, p. 197.
26. Бушман А. В., Красюк И. К., Пашинин П. П. и др. Письма в ЖЭТФ, 1984, т. 39, с. 341.
27. Альтшулер Л. В., Калиткин Н. Н., Кузьмина Л. В., Чекин Б. С. ЖЭТФ, 1977, т. 72, с. 317.
28. Волюков Л. П., Волошин Н. П., Владимиров А. С. и др. Письма в ЖЭТФ, 1980, т. 31, с. 623.
29. Ragan C. E. Phys. Rev. Ser. A, 1982, v. 25, p. 3360.
30. Бушман А. В., Канель Г. И., Ни А. Л. и др. Препринт ОИХФ АН СССР, М., 1983.
31. Канель Г. И. ФГВ, 1982, № 3, с. 77.
32. Борин И. П., Новиков С. А. и др. ДАН СССР, 1982, т. 266, с. 1377.
33. Иванов А. Г., Новиков С. А. Приборы и техн. эксп., 1963, № 1, с. 135.
34. Новиков С. А., Дивнов И. И., Иванов А. Г. ФММ, 1966; т. 21, с. 608.
35. Канель Г. И., Черных Л. Г. ПМТФ, 1980, № 6, с. 78.
36. Davison L., Stevens A. L. J. Appl. Phys., 1972, v. 43, p. 988.
37. Сугак С. Г., Канель Г. И., Фортгов В. Е. и др. ФГВ, 1983, № 2, с. 121.
38. Харлоу Ф. В сб.: Вычислительные методы в гидродинамике./Под ред. Олдера Б. М.: Мир, 1967.
39. Белоцерковский О. М., Давыдов Ю. М. Метод крупных частиц в газовой динамике. М.: Наука, 1982.
40. Бушман А. В., Канель Г. И., Ни А. Л. и др. Препринт ОИХФ АН СССР, М., 1983.
41. Hirt C. M., Amsden A. A., Cook J. L. J. Comput. Phys., 1974, v. 14, p. 227.
42. Каширский А. В., Коровин Ю. В., Чудов Л. А. В сб.: Вычислительные методы и программирование. Вып. 19. М.: Изд-во МГУ, 1972.
43. Humes D. Proc. Meteor. Hazard Workshop, ESA SP-153, 1979, p. 73.
44. Fechtig H. Proc. Meteor. Hazard Workshop, ESA SP-153, 1979, p. 63.
45. Анисимов С. И., Прохоров А. М., Фортгов В. Е. УФН, 1984, т. 142, с. 395.
46. Rosen M. D., Phillion D. W. et al. Preprint UCRL-89750, Livermore: Univ. of California, 1983.