

## ВОЛНА РАЗРЕЖЕНИЯ И ГРАВИТАЦИОННОЕ РАВНОВЕСИЕ В ДВУХФАЗНОЙ СРЕДЕ ЖИДКОСТЬ–ПАР

Н. А. Иногамов<sup>a\*</sup>, С. И. Анисимов<sup>a†</sup>, Б. Ретфельд<sup>a,b‡</sup>

<sup>a</sup> Институт теоретической физики им. Л. Д. Ландау Российской академии наук  
142432, Черноголовка, Московская обл., Россия

<sup>b</sup> Технический университет, Брауншвайг, Германия

Поступила в редакцию 5 марта 1998 г.

Рассматриваемые в настоящей работе задачи связаны с действием лазерного излучения или пучка частиц на конденсированное вещество. При этом образуется горячая корона, реактивный импульс которой ускоряет холодное вещество. В системе координат, связанной с ускоряемой мишенью, оно (ускорение) эквивалентно гравитационному. Поэтому распределение плотности  $\rho$  в нулевом приближении является гидростатическим. В работе изучается структура такого течения в случае двухфазного уравнения состояния. Показано, что вместо степенного профиля плотности, имеющего место при постоянном показателе адиабаты, возникает сложное распределение, содержащее область с резким изменением  $\rho$ . Аналогичные особенности профиля плотности возникают при изохорическом нагреве вещества ультракоротким лазерным импульсом и последующем расширении нагретого слоя. Рассмотрено формирование волны разрежения и взаимодействие встречных волн разрежения в двухфазной среде. Учет двухфазности очень важен, поскольку в экспериментах часто реализуются такие условия ( $p_a \sim 1$  Мбар), при которых вещество фольги после расширения попадает в двухфазную область фазовой диаграммы.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Рассмотрим действие мощного лазерного или ионного пучка на первоначально твердый слой. Область нагрева за счет поглощения энергии пучка имеет определенную массовую толщину. Если толщина исходного слоя больше этой величины, то происходит разделение течения на горячую и холодную зоны [1–4]. Назовем их соответственно короной и фольгой. В экспериментах по ускорению фольг используются слои толщиной  $1 \div 100$  мкм. Корону и фольгу разделяет фронт абляции — область резкого изменения энтропии  $s$  вещества. Положение фронта задается поверхностью  $x = x_a$ , в которой достигает максимума функция  $-d \ln s/dx$ . Обычно  $-H(d \ln s/dx)_{max} \gg 1$ , где  $H$  — толщина фольги, ось  $x$  направлена в сторону вакуумного края, которым является тыльная сторона фольги.

Приведем типичные значения экспериментальных параметров, при которых эффекты двухфазности будут существенны. Плавление алюминия в ударной волне происходит при 1 Мбар [4]. Абляционные давления  $1 \div 3$  Мбар достигаются при интенсивностях падающего лазерного излучения  $I = 10^{12} \div 2 \cdot 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup> при длине волны

\*E-mail: nail@landau.ac.ru

†E-mail: anisimov@itp.ac.ru

‡E-mail: i2042803@aix3.thp.nat.tu-bs.de

$\lambda = 200$  нм и  $I = 3 \cdot 10^{12} \div 4 \cdot 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup> при  $\lambda = 500$  нм [2, 5]. Характерные длительности импульса  $\tau = 1 \div 10$  нс. Указанные эффекты важны также при действии субпикосекундных импульсов на вещество, если интенсивность импульса такова, что происходит прогрев до температур, заметно превышающих температуру плавления. В случае импульсов фемтосекундного диапазона толщина прогретых слоев гораздо меньше ( $H \sim 0.1$  мкм). В случае нагрева вещества пучком заряженных частиц размеры мишеней и продолжительности импульсов несколько больше, чем в случае лазерного нагрева. Этим вопросам посвящена обширная литература (см. [6, 7]).

Горячий газ в короне создает давление  $p_a$ , которое ускоряет фольгу. Фронт абляции «поглощает» вещество фольги со скоростью  $v_a$ . Очень существенно то, что обычно эта скорость мала по сравнению со скоростью звука  $c_s$  в фольге. Поэтому в случае импульса продолжительностью  $\tau \sim H/v_a$  времени  $\tau$  достаточно для установления атмосферы (гидростатического равновесия). Она устанавливается за время  $\sim H/c_s$ . Пренебрегая скоростью  $v_a$  в сравнении с  $c_s$ , приходим к простой модели, в которой абляционной границей фольги является лагранжев слой, в котором поддерживается давление  $p_a$ . После «включения» давления  $p_a$  первоначально однородную фольгу «пробивает» ударная волна. Если давление  $p_a$  постоянно, то ударная волна стационарна. Такая волна оставляет за собой однородный энтропийный «фон».

В некоторый момент ударная волна выходит на тыльную сторону слоя. Течение, которое здесь возникает, описывается решением задачи о распаде разрыва [8–10]. В результате распада волна разрежения уходит в глубь фольги. Асимптотически за время порядка  $H/c_s$ , как сказано выше, происходит установление атмосферного распределения. Итак, в связи с проблемой действия лазерного излучения и пучков частиц на вещество представляют интерес задачи о волне разрежения (п. 3) и о структуре атмосферы (п. 2). К ним примыкает и задача о взаимодействии волн разрежения (п. 4). Рассмотрим сначала задачу об атмосфере. Ограничимся термодинамическим (т. е. равновесным) анализом. Он справедлив в «грязной» ситуации (малые кинетические времена) и при не слишком малых значениях  $H$  и  $\tau$ . Из результатов анализа следует, что учет двухфазности приводит к резкому изменению профиля плотности  $\rho(x)$  по сравнению с однофазным случаем.

## 2. ДВУХФАЗНАЯ ГИДРОСТАТИКА

2.1. *Термодинамическое описание: кривая равновесия фаз и изэнтропы.* Изохорический нагрев ультракоротким лазерным импульсом тонких слоев или нагрев ударной

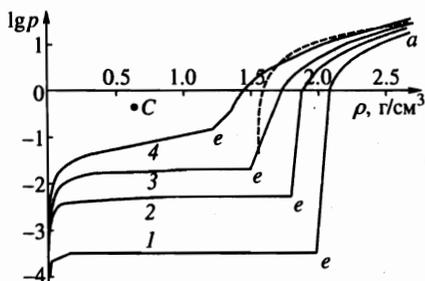


Рис. 1. Кривые 1, 2, 3 и 4 — изэнтропы Al с  $s = 3.05, 3.48, 3.76$  и  $4.12$  Дж/г·К

волной, возникающей при «включении» давления, создают однородное распределение энтропии  $s$ . В связи с этим представляет интерес анализ изэнтропической двухфазной атмосферы. Рассмотрим для примера изэнтропы алюминия (рис. 1). Они вычислены из широкодиапазонных уравнений состояния [4, 11, 12]. Изломы  $e$  изэнтроп связаны с пересечениями бинодали, ограничивающей двухфазную область со стороны жидкости. Давление приведено в ГПа, плотность — в г/см<sup>3</sup>. Критические параметры равны:  $T_c = 8000$  К,  $p_c = 0.45$  ГПа,  $\rho_c = 0.64$  г/см<sup>3</sup> и  $s_c = 4.83$  Дж/г·К (см. [4, стр. 345]). Все четыре изэнтропы проходят ниже критической точки. Она отмечена буквой  $C$  на рис. 1. Точка  $C$  вместе с точками  $e$  образует кривую кипения.

Для простоты во всех вариантах в качестве начальной выбрана плотность твердого алюминия  $\rho_{ss} = 2.7$  г/см<sup>3</sup>. Начальные давления и температуры на изэнтропах 1, 2, 3 и 4 равнялись соответственно 19.8, 23.3, 31.3 и 36.5 ГПа и 3960, 5990, 7610 и 10190 К, значения  $s$  на них равны соответственно 3.05, 3.48, 3.76 и 4.12 Дж/г·К<sup>1</sup>). Указанные изэнтропы использовались как для расчета гидростатического равновесия (п. 2.2), так и для расчета волн разрежения (пп. 3 и 4). В случае атмосферы слой изохорически нагревается, давление в нем становится равным  $p_a$ , затем это давление поддерживается на одной из границ слоя. В случае волн разрежения вещество изохорически нагревается, после чего начинается его разлет.

2.2. Структура атмосферы. Уравнение гидростатики  $p_x = -\rho g$  запишем в виде  $(\partial p / \partial \rho)_s d\rho/dX = -\rho$ , где  $X = gx$ . Отсюда

$$-\int_{\rho_{ss}}^{\rho} [c(\rho')]^2 \frac{d\rho'}{\rho'} = X, \quad (2.1)$$

где  $c(\rho)$  — скорость звука на данной изэнтропе. В (2.1) фронт абляции  $X_a$  выбран за начало отсчета оси  $X$  ( $X_a = 0$ ). Максимальная плотность  $\rho_{ss} = \rho_a$  достигается на фронте абляции. Уравнение (2.1) неявно определяет профиль  $\rho(X)$ , а вместе с ним и распределения всех остальных термодинамических переменных. Найдем функцию  $c(\rho)$  по изэнтропе и проинтегрируем (2.1). Результаты численного интегрирования показаны на рис. 2. Кривые 1–4 относятся к изэнтропам 1–4, приведенным на рис. 1. Плотность дана в г/см<sup>3</sup>, по оси ординат отложена величина  $X = gx$  («высота») в (км/с)<sup>2</sup>. Атмосфера с большим давлением  $p_a$  простирается до больших высот  $X = gx$ . Небольшое различие распределений при  $X = 0$  вызвано погрешностью аппроксимации. На отрезках кривых  $a$ – $e$  расположено  $\approx 10$  точек аппроксимации, а всего на кривых 1–4 имеется по  $50 \div 100$  таких точек. Здесь  $a$  — поверхность, на которой поддерживается давление  $p_a$ , а  $e$  — поверхность испарения (сравните соответствие точек  $a$  и  $e$  на рис. 1 и 2).

Наиболее важной особенностью двухфазных систем жидкость–пар является наличие узкой зоны, в которой резко меняется плотность. Функция  $\rho(X)$  плавно меняется

<sup>1</sup>) Следует отметить, что для большинства металлов точность полуэмпирических уравнений состояний в двухфазной и околоскритической областях сравнительно невысока. Исключение составляют металлы с низкими критическими температурами (ртуть и щелочные металлы), для которых имеются прямые экспериментальные данные. В связи с этим численные результаты, полученные с различными уравнениями состояний, могут отличаться. Это не меняет, однако, качественной картины рассматриваемых явлений. Лазерные и пучковые эксперименты открывают интересные возможности для уточнения уравнений состояния в тех областях, где более традиционные методы имеют ограниченную применимость.

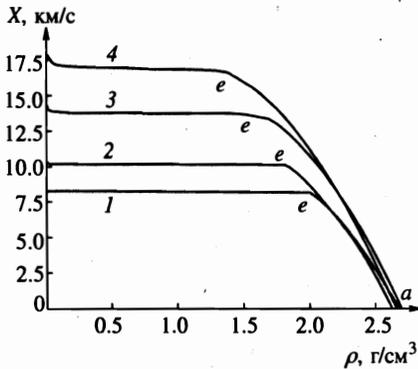


Рис. 2. Профили  $\rho(X)$  в ускоряемых фольгах при разных значениях параметра околоскритичности  $p_c/p_e$

на отрезках  $a-e$  и очень быстро (но непрерывно) убывает до значений много меньших  $\rho_e$  в узком слое, прилегающем сверху к поверхности  $e$  (здесь  $\rho_e$  — значение  $\rho$  в точке  $e$ ).

Выше поверхности  $e$  находится испаренная часть атмосферы. Доля жидкой фазы в ней быстро убывает с  $X$ . Происходит переход от пузырькового к капельному состоянию (к пару). Двухфазный слой очень тонок по сравнению с масштабом  $X_e - X_a$ , где  $X_e$  — координата точки  $e$ . Это означает, что мал его масштаб однородности ( $1/|d \ln \rho(X_e + 0)/dX|$ ). Формально двухфазный слой простирается в бесконечность. Он остается двухфазным на всех высотах, поскольку изэнтропа, попав в двухфазную область, остается в ней при дальнейшем понижении  $\rho$ . Давление в этом слое вблизи поверхности  $e$  убывает медленно (участки изэнтроп примерно параллельны оси абсцисс на рис. 1). В связи со сказанным отметим работы [13, 14], посвященные исследованиям внутренней структуры двухфазного вещества и влиянию двухфазности на движение среды в околоскритической области.

При смещении вдоль бинодали в сторону критической точки плотность  $\rho_e$  убывает, а энтропия  $s$  увеличивается. При  $s \approx s_c$  и выше профили переменных становятся довольно плавными (без резких градиентов по  $X$ ). При  $s > s_c$  ( $s_c = 4.83$  Дж/г·К [4, 11, 12]) изэнтропы при расширении входят в двухфазную область через кривую конденсации (левую по отношению к точке  $C$  на рис. 1 ветвь кривой равновесия). Отметим, что все адиабаты оканчиваются в двухфазной области.

Важно отметить, что давление  $p_e$ , при котором начинается испарение, мало. Отношение  $p_a/p_e$  составляет от 2.5 до 5 десятичных порядков для кривых, приведенных на рис. 1. Поэтому масса  $m_e$ , испаренная с тыльной стороны фольги («хвост»), мала,  $m_e/m_{total} = p_e/p_a$ . «Хвост» растет и по массе, и по толщине с увеличением  $s$  (ср. кривые 1–4 на рис. 2).

При сильном уменьшении давления на отрезке  $a-e$  плотность изменяется слабо ( $\rho_e/\rho_a = 0.5 \div 0.7$ ). С этими двумя обстоятельствами и связано появление описанного выше профиля плотности. Качественно это напоминает скачок плотности на краю слоя жидкости в поле тяжести. Действительно, если жидкость граничит сверху с вакуумом (пренебрежем испарением), то давление на ее крае обращается в нуль, а плотность скачком изменяется от конечной величины до нуля.

Понятно, что если точка  $a$  близка к точке  $e$  ( $p_a \approx p_e$ ,  $p_a > p_e$ ,  $s_a = s_e$ ), то массы жидкого и испаренного слоев и их толщины должны быть одного порядка.

Сильное уменьшение  $p$  при малом изменении  $\rho$  вызвано тем, что значения про-

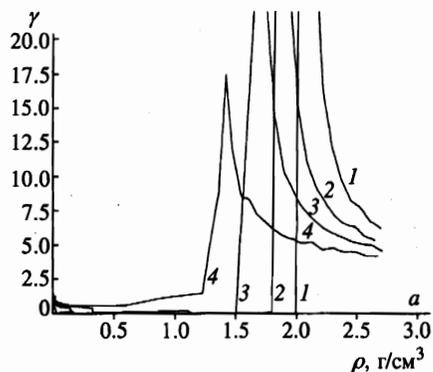


Рис. 3

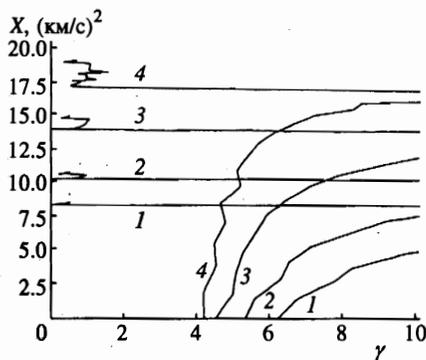


Рис. 4

Рис. 3. Зависимости  $\gamma(\rho)$  на изэнтропах 1-4Рис. 4. Зависимости  $\gamma(X)$ . Цифры 1-4 относятся к изэнтропам 1-4 на рис. 1

изводной  $\gamma = (\partial \ln p / \partial \ln \rho)_s$  велики по сравнению с единицей в однофазном конденсированном состоянии. Графики  $\gamma(\rho)$  и  $\gamma(X)$  приведены соответственно на рис. 3 и 4. Значения  $\gamma$  растут при  $\rho \rightarrow \rho_e$ . Например,  $\gamma(\rho_e + 0) \approx 200$  на кривой 1 на рис. 3, 4. В двухфазной области, наоборот, эти функции вблизи точки  $\rho_e$  в случае изэнтроп 1, 2 и 3 малы по сравнению с единицей.

2.3. *Аналитические модели атмосферы.* Опишем профиль  $\rho(x)$  с помощью простых аналитических моделей. Сначала положим, что  $\gamma(\rho) \equiv \text{const}$  (политропическая атмосфера). Тогда, как нетрудно видеть, из уравнения гидростатики следуют степенные зависимости. Например, распределение  $\rho$  имеет вид

$$\rho / \rho_{sa} = [1 - (\gamma - 1)X / c_{sa}^2]^{1/(\gamma-1)} = (1 - 2X / Nc_{sa}^2)^{N/2}, \quad (2.2)$$

где  $c_{sa}$  — скорость звука на дне атмосферы,  $N = 2/(\gamma - 1)$ . Индекс  $sa$  показывает, что величина скорости звука определяется абляционным давлением.

В рамках второй модели аппроксимируем реальную изэнтропу с помощью двух политроп. В слое  $X_a < X < X_t$  функция  $\gamma(X) \equiv \gamma_a$ , а выше этого слоя при  $X > X_t$  полагаем, что  $\gamma(X) \equiv \gamma_t$ , причем  $\gamma_t > \gamma_a$ . Такая ступенчатая функция позволяет лучше аппроксимировать реальную изэнтропу, на которой, как видно из рис. 3 и 4, показатель  $\gamma$  растет с убыванием  $\rho$  в однофазной конденсированной области. В точке склейки  $X_t$  сшиваются плотности и давления, рассчитанные по формулам типа (2.2).

Сравнение моделей 1 и 2 с численным расчетом показано на рис. 5. Здесь тонкая сплошная кривая относится к модели 1, жирная кривая — к модели 2, а штриховая — к интегралу (2.1). Стрелкой отмечена точка сшивания решений. В этом примере  $s = 3.76$  Дж/г·К. В (2.2) подставлялись значения, взятые из табличной изэнтропы ( $c_{sa} = 7.2$  км/с,  $\gamma_a = 4.5$ ,  $X_t = 11$  (км/с)<sup>2</sup>,  $\rho_t = 1.837$  г/см<sup>3</sup>,  $p_t = 5.527$  ГПа,  $\gamma_t = 10$ ,  $c_t = 5.4$  км/с). Степенные распределения (2.2) при  $\gamma > 1$  обращаются в нуль на конечной высоте  $X_v = c^2/(\gamma - 1)$ . При больших  $\gamma$  они быстро убывают вблизи вакуумного края  $X_v$ . Все же это убывание степенное,  $\rho \propto (X_v - X)^{1/(\gamma-1)}$ , а не обрыв в точке  $X_e$  (ср.

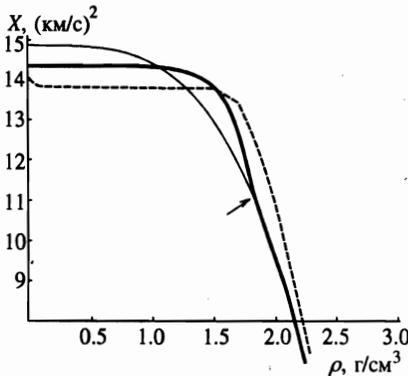


Рис. 5. Сравнение профилей, полученных при аналитических и разностной аппроксимациях изэнтропы. Однослойная (тонкая сплошная кривая) и двухслойная (жирная сплошная кривая) политропы и разностная аппроксимация (тонкие штрихи) приведены на примере изэнтропы 3. Стрелкой отмечена точка сшивания решений

штриховую и сплошные кривые на рис. 5 в области быстрого убывания).

Рассмотрим теперь случай «оборванной» политропы. Он моделирует зону очень больших  $\gamma$  вблизи и справа от точки  $e$  (см. рис. 1, 3 и 4). Это — частный случай двухступенчатой политропы (модель 2). При этом конечное значение  $\gamma$  заменяется в точке с конечными  $\rho_t$  и  $p_t$  значением  $\gamma = \infty$  (несжимаемая жидкость). В этом случае отрезок  $a - t$  профиля описывается формулой (2.2). В точке сшивания  $t$  к нему непрерывно по  $\rho$  и  $p$  пришивается плато — слой  $t-e$  толщиной  $\Delta X = p_t/\rho_t$  с постоянной плотностью  $\rho_t$ , в котором давление линейно снижается от  $p_t$  до нуля. В точке  $e$  плотность скачкообразно обращается в нуль.

Вид этого профиля мало отличается от показанного жирной кривой на рис. 5. Требуется лишь заменить плавно убывающую функцию в области выше точки  $t$ , отмеченной стрелкой, на ступеньку. Ниже точки  $t$  изэнтропа, а следовательно, и профиль плотности остаются неизменными.

Рассмотрим модель 3. Она основана на линейной аппроксимации давления на изэнтропе

$$p = p_a(\rho - \rho_e)/(\rho_{ss} - \rho_e). \tag{2.3}$$

При этом имеется скачок  $\rho$ , а не плавное убывание  $\rho$  до нуля, как в политропических моделях с конечными  $\gamma$ . Давление  $p$  (2.3) обращается в нуль при конечном значении плотности  $\rho$ . Зависимость (2.3), относящаяся к изэнтропе 3, показана на рис. 1 штриховой кривой ( $p_a = 31.3$  ГПа,  $\rho_e = 1.56$  г/см<sup>3</sup>).

Профиль  $\rho$ , следующий из изэнтропы (2.3), имеет вид

$$\rho(X) = \rho_{ss} \exp\left(-\frac{\rho_{ss} - \rho_e}{p_a} X\right), \tag{2.4}$$

при  $X_a < X < X_v$ ,  $X_v - X_a = [p_a/(\rho_{ss} - \rho_e)] \ln(\rho_{ss}/\rho_e)$ . При  $X > X_v$  плотность  $\rho(X)$  равна нулю. В точке  $X_v$  располагается скачок плотности.

Сравнение модели 3 с численным расчетом показано на рис. 6. Сплошная кривая — формула (2.4), штриховая — численный расчет изэнтропы 3.

Рассмотрим теперь структуру «хвоста», т. е. распределение переменных в испаренном веществе. Положим, что левее точки  $e$  (см. рис. 1) показатель  $\gamma$  мал ( $\gamma \ll 1$ ,  $\gamma \approx 0$ , см. рис. 3 и 4). Рассмотрим два слоя. Нижний слой — адиабата с большим  $\gamma$  или линейная по  $\rho$  изэнтропа (2.3) (нам потребуется ее отрезок  $a-t$ , не доходящий до  $p = 0$ ). При

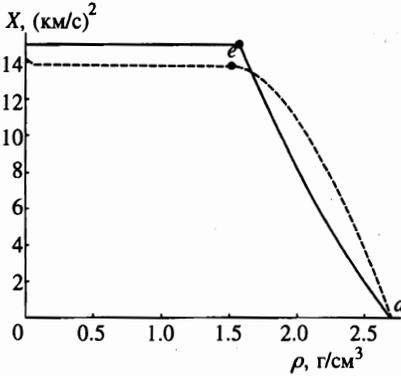


Рис. 6. Профили фольги в случае модели 3 (2.3), (2.4) (сплошная кривая) и в случае реальной изэнтропии (штриховая кривая). В этом примере  $s = 3.76$  Дж/г·К (изэнтропа 3)

этом за постоянное  $\gamma$  в нижнем слое выбираем некоторое среднее значение функции  $\gamma(\rho)$  по однофазной области, а за  $\rho_t$  — плотность немного большую, чем  $\rho_e$ . Верхнее распределение сшивается непрерывно по  $\rho$  и  $p$  с нижним ( $p_t \ll p_a$ ,  $\rho_t \simeq \rho_a$ ).

Положим, что верхний слой описывается изэнтропой с показателем  $\gamma = 0$ . Тогда в нем распределения таковы:

$$\rho(X) = \frac{\rho_t}{1 + X/c_{t2}^2}, \quad p \approx p_t, \quad c = \sqrt{X + c_{t2}^2}, \quad (2.5)$$

где  $c_{t2}$  — скорость звука в точке сшивания  $t$  со стороны верхнего слоя. Имеем:  $c_{t2} \ll c_{t1}$ , где  $c_{t1}$  — скорость звука в точке  $t$  со стороны нижнего слоя. Именно малостью  $c_{t2}^2$  обусловлено быстрое убывание  $\rho$  в «хвосте» (2.5), поскольку высота однородной атмосферы  $(\Delta X)_2 = c_{t2}^2$  в нем мала по сравнению с аналогичным масштабом в нижнем слое.

2.4. *Замечание относительно неоднородной гидродинамической устойчивости.* Ускорение холодной части фольги в результате воздействия давления  $p_a$  неустойчиво относительно развития рэлей-тейлоровской неустойчивости. Неустойчивой является абляционная поверхность. Внутри фольги распределение энтропии  $s$  однородно и поэтому локальное квазигидростатическое равновесие нейтрально устойчиво. При малой плотности плазмы в короне имеем  $\Gamma = \sqrt{gk}$ , здесь  $\Gamma$  — инкремент рэлей-тейлоровской неустойчивости,  $g$  — ускорение и  $k$  — волновое число. Эта зависимость, относящаяся к линейной стадии, универсальна: она не зависит от уравнения состояния и профиля  $\rho$ .

На нелинейной стадии текущее состояние перемешивания характеризуется горизонтальным масштабом  $\langle \lambda \rangle$  — средним размером пузырей. Профиль  $\rho$  должен сказываться на динамике движения пузырей при  $\langle \lambda \rangle \sim H_{eff} = \sigma / \langle \rho \rangle$ , где  $\sigma$  — поверхностная, а  $\langle \rho \rangle$  — средняя плотности. Из-за двухфазности фольга ограничена двумя резкими скачками  $\rho$  в точках  $a$  и  $e$ , см. рис. 2. При  $\rho_e \simeq \rho_a$  этот профиль аналогичен профилю однородной ( $\rho_e = \rho_a$ ) несжимаемой ( $\gamma = \infty$ ) жидкости, поскольку в нашем случае внутри фольги показатель  $\gamma$  довольно велик. Детальному экспериментальному исследованию нелинейной рэлей-тейлоровской неустойчивости в слое несжимаемой жидкости посвящена работа [15]. Время существования  $t_{iife}$  фольги до ее перемешивания и перфорации является конечным. Известно, что скорость роста возмущений такова, что фольга пролетает несколько десятков  $H_{eff}$  до перфорации. За время  $t_{iife}$  фольга успевает совершить много звуковых осцилляций. Следовательно, несмотря на рэлей-тейлоровскую неустойчивость, квазигидростатическое описание имеет смысл как удобное нулевое приближение.

### 3. ВОЛНА РАЗРЕЖЕНИЯ

3.1. *Численное интегрирование.* Рассмотрим разлет первоначально однородного слоя в вакуум. Расширение описывается центрированной [8–10] волной разрежения. Уравнения газодинамики в данном случае записываются в виде

$$\rho_t + (\rho u)_x = 0, \quad u_t + uu_x + p_x/\rho = 0, \quad p = p(\rho). \tag{3.1}$$

В римановых переменных система (3.1) преобразуется в

$$P_t + (u + c)P_x = 0, \quad M_t + (u - c)M_x = 0, \tag{3.2}$$

где  $c = \sqrt{(\partial p / \partial \rho)_s}$ ,  $P = u + I$ ,  $M = u - I$ ,  $I = \int_{\rho_a}^{\rho} c(\rho) d\rho / \rho$ , причем в интеграле  $I$  сразу выбран удобный для дальнейшего уровень отсчета  $\rho$ . В интеграл  $I$  (здесь гравитационное ускорение  $g = 0$ ) в отличие от интеграла (2.1) входит первая степень  $c(\rho)$ .

Центрированная волна разрежения автомодельна. Автомодельная переменная равна  $\xi = x/t$ , где  $t$  отсчитывается от момента начала разлета, точка  $x = 0$  совпадает с положением края слоя при  $t = 0$ , ось  $x$  направлена в сторону вакуума.

В автомодельном случае система (3.2) принимает вид

$$(-\xi + u + c)P'_\xi = 0, \quad (-\xi + u - c)M'_\xi = 0. \tag{3.3}$$

При выбранном направлении оси  $x$  волны  $u - c$  бегут внутрь фольги. В этом случае функция  $P(\xi)$  постоянна ( $P'_\xi \equiv 0$ ), а функция  $M(\xi)$  нетривиальна ( $M'_\xi \neq 0$ ). Поэтому из второго уравнения (3.3) следует, что  $-\xi + u - c = 0$ . Из условия на краю центрированной волны разрежения и в силу выбранной калибровки интеграла  $I$  имеем  $P(\xi) \equiv 0$ , поскольку  $u(\xi) + I(\xi) = u(-c_a) + I(-c_a) = 0$ . Следовательно,  $u(\xi) = -I(\xi)$ .

На изэнтропе имеем  $\rho = \rho(c)$ . Поэтому  $I = I(\rho) = I[\rho(c)] = I(c)$ . Соответственно, соотношение  $-\xi + u - c = 0$  принимает вид  $\xi = u - c = -I(c) - c = -I[c(\rho)] - c(\rho) = -I(\rho) - c(\rho)$ . Последнее уравнение неявно определяет автомодельные профили термодинамических переменных и скорости  $u$  центрированной волны разрежения. Результаты расчетов, выполненных по этой программе, приведены на рис. 7. Волны 1–4 относятся к изэнтропам 1–4 на рис. 1.

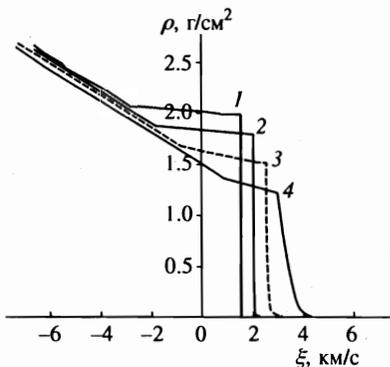


Рис. 7. Профили центрированной волны разрежения

3.2. Аналитическое решение. Степенная аппроксимация. При степенной изэнтропе системы (3.1), (3.2) принимают простой вид

$$Nc_t + cu_x + Nc_x u = 0, \quad u_t + uu_x + Ncc_x = 0, \quad (3.4)$$

где  $N = 2/(\gamma - 1)$ . В автомодельном случае система (3.4) записывается в виде

$$cu'/N + (u - \xi)c' = 0, \quad (u - \xi)u' + Ncc' = 0, \quad (3.5)$$

где  $u' \equiv u'_\xi$ . Неоднородные решения получаются, если детерминант системы (3.5) равен нулю. Это условие имеет вид  $(u - \xi)^2 = c^2$  или  $\xi = u \pm c$ . В нашем случае  $\xi = u - c$ . Поскольку уравнения акустических характеристик  $dx/dt = u \pm c$ , это означает, что характеристики семейства  $u-c$  прямолинейны и внутри центрированной волны разрежения совпадают с линиями  $\xi = \text{const}$ . Подставляя соотношение  $\xi = u - c$  в систему (3.5), находим общее решение [8–10]:

$$u = \frac{N\xi}{N+1} + A, \quad c = -\frac{\xi}{N+1} + A, \quad (3.6)$$

где  $A$  — произвольная постоянная. Она определяется граничными условиями.

Рассмотрим центрированную волну разрежения в случае двухступенчатой изэнтропы. На каждой из ступеней изэнтропа является степенной с показателями  $\gamma_1$  и  $\gamma_3$  соответственно. Двухступенчатая изэнтропа непрерывна в точке соединения ступеней  $e$ . Она имеет разрыв производной в точке  $e$ .

Волна разрежения состоит из трех участков. Первый из них представляет собой центрированную волну разрежения, примыкающую к однородной зоне покоя, в которой находится невозмущенное вещество. Условия сшивания с этой зоной определяют постоянную  $A$  в (3.6). На первом участке решение (3.6) имеет вид

$$u_1(\xi) = \frac{N_1(\xi + c_a)}{N_1 + 1}, \quad c_1(\xi) = \frac{-\xi + N_1 c_a}{N_1 + 1}, \quad (3.7)$$

здесь индекс 1 указывает на то, что речь идет о первом участке,  $c_a \equiv c_{sa}$  — скорость звука в однородной зоне.

Участок 1 центрированной волны разрежения располагается на отрезке  $-c_a < \xi < \xi_{1e}$ . Вдоль характеристики  $\xi = -c_a$  этот участок примыкает к невозмущенной фольге ( $u_1(-c_a) = 0, c_1(-c_a) = c_a$ ).

Рассмотрим вопрос о другой границе участка 1, расположенной в точке  $\xi_{1e}$ . С каждой из двух ступеней изэнтропы связана своя центрированная волна разрежения вида (3.6). Первая ступень покрывает отрезок  $a-e$  изэнтропы (см. рис. 1). Вторая — та ее часть, которая идет по двухфазной области от  $\rho = \rho_e$  до  $\rho = 0$ . Знак излома изэнтропы в точке  $e$  таков, что скорость звука скачком уменьшается при переходе через точку  $e$  справа налево (см. рис. 1), т. е. от однофазной к двухфазной области. Соответствующее неравенство есть

$$c_{3e} < c_{1e}, \quad c_{3e} = \sqrt{\left(\frac{\partial p(\rho_e - 0)}{\partial \rho}\right)_s}, \quad c_{1e} = \sqrt{\left(\frac{\partial p(\rho_e + 0)}{\partial \rho}\right)_s}, \quad (3.8)$$

где  $c_{1e}$  — скорость звука в конце участка 1 центрированной волны разрежения в точке  $\xi_{1e}$ , а  $c_{3e}$  — скорость звука в начале участка 3 в точке  $\xi_{3e}$ . Поскольку характеристики  $u - c$

бегут относительно лагранжевых частиц в сторону отрицательных значений  $\xi$ , начало центрированной волны разрежения располагается при меньших  $\xi$ , чем конец.

В рассматриваемой волне разрежения выполняется равенство  $\xi = u - c$ . Поэтому

$$\xi_{1e} = u_{1e} - c_{1e}, \quad \xi_{3e} = u_{3e} - c_{3e}, \quad (3.9)$$

где  $u_{1e} \equiv u_1(\xi_{1e})$ ,  $c_{1e} \equiv c_1(\xi_{1e})$ ,  $u_{3e} \equiv u_3(\xi_{3e})$ ,  $c_{3e} \equiv c_3(\xi_{3e})$ . Между концом участка 1 и началом участка 3 может располагаться область однородного течения — плато. Тогда  $u_{1e} = u_{3e} = u_2$ . Легко видеть, что из этого равенства, уравнения (3.9) и неравенства (3.8) следует, что  $\xi_{3e} > \xi_{1e}$ . Это означает, что участки 1 и 3 центрированной волны разрежения нельзя сшить непосредственно друг с другом, и что на отрезке  $\xi_{1e} < \xi < \xi_{3e}$  действительно располагается область однородного течения. В самом деле,  $p$  непрерывно в точке  $e$ . Следовательно,  $u$  также непрерывно в этой точке ( $\nabla p$  и ускорения лагранжевых частиц конечны). При этом скорость звука уменьшается скачком. Поэтому звуковая волна  $\xi_{3e}$  отстает от волны  $\xi_{1e}$ . Рассмотрим соответствие точек  $\{\rho, p\}$ , взятых на изэнтропе, и точек  $\{\xi, \rho\}$  в волне разрежения. Видим, что точка  $e$  на плоскости  $\{\rho, p\}$  преобразуется в конечный отрезок на плоскости  $\{\xi, \rho\}$ . Левая и правая окрестности точки  $e$  из  $\{\rho, p\}$  образуют концы плато на  $\{\xi, \rho\}$ .

Оценим положение плато исходя из параметров табличной изэнтропы. Возьмем вторую из функций (3.7). Вычислим ее в точке  $\xi_{1e}$ . Находим, что

$$\xi_{1e} = N_1 c_a - (N_1 + 1) c_{1e}, \quad (3.10)$$

где скорости  $c_a$  и  $c_{1e}$  определяются по табличной изэнтропе. Теперь запишем первую из функций (3.7) в точке  $\xi_{1e}$ . Подставляя в эту запись выражение (3.10), находим массовую скорость в области однородного течения

$$u_{1e} = u_2 = u_{3e} = N_1(c_a - c_{1e}). \quad (3.11)$$

Как ясно из сказанного, частями волны являются: участок 1, однородное течение (плато, участок 2) и участок 3.

Найдем ширину плато. Имеем:  $\xi_{3e} = u_2 - c_{3e}$  (см. (3.9), (3.11)). Значение  $c_{3e}$  находится из изэнтропы. Скорость  $c_{3e}$  очень мала. Поэтому  $\xi_{3e} \approx u_2$ . Из  $\xi = u - c$  и (3.11) находим ширину плато. Она равна

$$\xi_{3e} - \xi_{1e} = c_{1e} - c_{3e} \approx c_{1e}.$$

Рассмотрим участок 3. Эта волна разрежения необычна, потому что показатель  $\gamma = (\partial \ln p / \partial \ln \rho)_s$  здесь мал по сравнению с единицей. В обычных ситуациях имеем  $\gamma > 1$  (ограниченная вакуумным краем степенная волна разрежения) или  $\gamma = 1$  (продолжающаяся в бесконечность изотермическая экспоненциальная волна разрежения).

Определим константу  $A$  в формулах (3.6) в случае центрированной волны разрежения на участке 3. Воспользуемся для этого точкой  $\xi_{3e}$  и скоростью звука в ней  $c_{3e}$ . В результате получаем

$$u_3(\xi) = \frac{N_3 \xi + N_1(c_a - c_{1e}) + N_3 c_{3e}}{N_3 + 1} \approx 2\xi - N_1(c_a - c_{1e}), \quad (3.12)$$

$$c_3(\xi) = \frac{-\xi + N_1(c_a - c_{1e}) + N_3 c_{3e}}{N_3 + 1} \approx \xi - N_1(c_a - c_{1e}). \quad (3.13)$$

В (3.12), (3.13) приближенные выражения получаются при  $c_{3e} \approx 0$ ,  $N_3 \approx -2$ .

Из (3.13) и изэнтропы следует выражение для  $\rho$ :

$$\begin{aligned} \rho_3(\xi) &= \rho_2 \left[ \frac{-\xi + N_1(c_a - c_{1e}) + N_3 c_{3e}}{(N_3 + 1) c_{3e}} \right]^{N_3} = \\ &= \frac{\rho_e \{[-(N_3 + 1)] c_{3e}\}^{2/(1-\gamma_3)}}{\xi - \xi_{3e} + [-(N_3 + 1)] c_{3e}} \approx \frac{\rho_2 c_{3e}^2}{(\xi - \xi_{3e} + c_{3e})^2}, \end{aligned} \quad (3.14)$$

где  $\rho_2$  — значение плотности на участке 2, т. е. на плато.

При малых скоростях звука  $c_{3e}$  в двухфазной области плотность (3.14) на участке 3 быстро убывает при удалении по  $\xi$  вправо от левой границы участка  $\xi_{3e}$  (см. рис. 7). Этот участок похож на «хвост» атмосферы, рассмотренной в п. 2. Его ширина равна  $(\Delta\xi)_3 = c_{3e}$ .

Как видим, относительная ширина «хвоста» в волне разрежения (т. е. ширина «хвоста», отнесенная к общей ширине волны) порядка  $c_{3e}/c_a$ . Она намного больше, чем относительная толщина атмосферного «хвоста», которая по порядку величины равна  $(c_{3e}/c_a)^2$ . Однако в волне разрежения  $\rho$  в «хвосте» уменьшается с ростом  $x$  быстрее, чем в случае гидростатики. А именно, в атмосфере  $\rho \propto 1/x$ , а в волне разрежения  $\rho \propto 1/x^2$  (ср. формулы (2.5) и (3.14)).

3.3. Аналитическое решение при линейной аппроксимации. Рассмотрим еще модель с линейной аппроксимацией изэнтропы в однофазной области. Пусть давление в этой области равно

$$p(\rho) = (p_a - p_e) \frac{\rho - \rho_e}{\rho_a - \rho_e} + p_e. \quad (3.15)$$

Обозначим  $c_{ae}^2 = (p_a - p_e)/(\rho_a - \rho_e)$ . Нетрудно показать, что профили переменных в этом случае даются формулами для изотермической волны разрежения. Они имеют вид

$$u_1(\xi) = \xi + c_{ae}, \quad \rho_1(\xi) = \rho_a \exp [-(\xi + c_{ae})/c_{ae}].$$

Волна разрежения опять состоит из трех участков: «изотермической» волны; плато и «хвоста». Границы между ними имеют координаты  $\xi_{1e} = -c_{ae} + c_{ae} \ln(\rho_a/\rho_e)$ ,  $\xi_{3e} = c_{ae} \ln(\rho_a/\rho_e) - c_{3e}$ , где, как и выше, индексы 1, 2 и 3 обозначают номера участков, а — исходная точка, e — точка на кривой кипения. Индексы 1e и 3e относятся к окрестностям точки e со стороны соответственно однофазной и двухфазной областей.

Определенное отношение к рассмотренным в п. 3 вопросам имеет задача о вскипании жидкости в волнах разрежения [16]. Она изучалась в связи с проблемами безопасности атомной электроэнергетики. Речь идет об аварийной разгерметизации трубопровода с теплоносителем с высоким давлением. Подчеркнем, что физически случаи с теплоносителем и с лазерным нагревом сильно различаются. Если в первом  $p_a/p_c$  только на десятки процентов превышает единицу [16], то во втором  $p_a/p_c \sim 10^2$ , см. п. 2.1. В первом случае  $\rho_e \approx \rho_a$ . Поэтому  $u_2$  мало по сравнению с  $c_a$  (волна разрежения на участке 1 короткая и разгон вещества мал). В результате звук быстро обегает трубу, а истечение вещества происходит относительно медленно. Во втором случае вещество на плато движется гораздо быстрее ( $u_2 \sim c_a$ ).

В задаче о разгерметизации информация о процессе снимается датчиками давления. В этой задаче  $p$  меняется скачкообразно на коротком участке 1. Наоборот, резкое

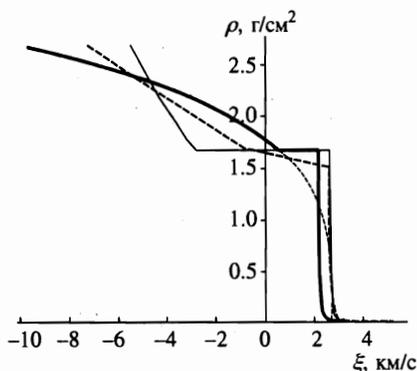


Рис. 8. Структурные особенности двухфазной волны: плато и «хвост». В области плато значения параметров постоянны, в термодинамическом отношении вся эта часть вещества находится в состоянии, соответствующем точке излома изэнтропы на кривой испарения. В «хвосте» происходит резкое снижение плотности

убывание  $\rho$  на участке 3 в рассмотренных нами условиях (см. рис. 7) под влиянием пьезоэлемента сглаживается, поскольку  $p$  в двухфазной области примерно равно  $p$  на плато. Между тем для приложений, связанных с оптической диагностикой лазерной абляции под действием ультракоротких лазерных импульсов [17, 18], важными являются скачки  $\rho$  (большие  $|\nabla\rho|$ ), на которых происходит отражение света. Такие скачки  $\rho$  наблюдались в работах [17, 18]. Кроме того, в задаче о разгерметизации обычно рассматривают участок  $x < 0$  (см. рис. 7), поскольку в  $x = 0$  находится точка разгерметизации, тогда как для оптических измерений существенна вся волна.

3.4. *Структура волн.* Сравнение первого и второго аналитических решений с численным показано на рис. 8. Жирной штриховой кривой дано численное решение в случае изэнтропы 3. Оно выделено штрихами на рис. 7. Жирной сплошной кривой показано первое решение, соответствующее степенной аппроксимации однофазной изэнтропы. Тонкая сплошная кривая — линейная аппроксимация (3.15) этой же части изэнтропы (второе решение). Тонкими мелкими штрихами представлен вид центрированной волны разрежения, который она имела бы, если бы изэнтропа везде была степенной.

Первое решение строилось следующим образом. С изэнтропы (см. рис. 1) брались точки  $(\ln p_a, \ln \rho_a)$  и  $(\ln p_e, \ln \rho_e)$ . Показатель  $\gamma_1$  находился по наклону прямой, соединяющей их. Вычислялись скорости  $c_a^2 = \gamma_1 p_a / \rho_a$  и  $c_e^2 = \gamma_1 p_e / \rho_e$ . Этот способ завышает  $c_a$  и занижает  $c_e$  и вследствие этого завышает ширину участка 1. Забегая вперед, отметим, что в способе, относящемся ко второму решению, наоборот, занижается  $c_a$ , завышается  $c_e$  и, таким образом, занижается ширина участка 1. То, что линейная аппроксимация занижает  $c_a$  и завышает  $c_e$ , ясно из сравнения линейной (штриховая кривая  $a-e$ ) и табличной (сплошная кривая  $a-e$ ) изэнтроп, приведенных на рис. 1. Отметим, что при этом ширина плато в первом решении оказывается меньше, а во втором — больше, чем его ширина в численном расчете.

Отметим еще, что плато в численных расчетах имеет наклон (см. рис. 7 и 8). Это связано с погрешностью численных расчетов.

Далее, при построении первого решения находились  $\xi_{1e}$  и  $\rho_1(\xi)$ , определялся конец плато  $\xi_{3e}$  и по изэнтропе определялись  $\gamma_3$  и  $c_{3e}$  и находилась функция  $\rho_3(\xi)$ . При построении второго решения выбирались  $p_a, p_e, \rho_a, \rho_e$ , вычислялись  $c_{ae}, \xi_{1e}, \xi_{3e}$  и функции  $\rho_1(\xi), \rho_3(\xi)$ .

На рис. 8 приведено сравнение волн при  $s = 3.76$  Дж/г·К (изэнтропа 3, см. рис. 1).

Значения параметров равны:  $\gamma_1 = 8.4$ ,  $c_a = 9.8$  км/с,  $c_e = 1.7$  км/с,  $\xi_{1e} = 0.487$  км/с,  $\xi_{3e} = 2.14$  км/с,  $\gamma_3 = 0.195$  и  $c_{3e} = 0.052$  км/с. Во втором решении основные параметры равны:  $c_{ae} = 5.5$  км/с,  $u_{1e} = u_2 = u_{3e} = 2.6$  км/с,  $\xi_{1e} = -2.9$  км/с,  $\xi_{3e} = 2.6$  км/с.

Сравнение показывает, что «хвосты» аналитического и численного решений хорошо согласуются (совпадение жирной штриховой и тонкой сплошной линий на рис. 8).

#### 4. ПРОСТАЯ ВОЛНА И ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ ДВУХ ПРОСТЫХ ВОЛН: ОБРАЗОВАНИЕ «ЩЕЛИ» ВНУТРИ ИСПАРЕННОГО ВЕЩЕСТВА

В разд. 2 и 3 представлены атмосфера, ограниченная скачком плотности, и простая волна, состоящая из стандартной центрированной волны разрежения и плато, также ограниченного скачком  $\rho$ . Рассмотрим разлет слоя, однородно нагретого ультракоротким лазерным импульсом ( $\tau \ll H/c_a$ ). С двух границ слоя (фольги) навстречу друг другу распространяются простые волны, которые встречаются в момент  $H/2c_a$ . Если фольга нанесена на жесткую подложку, то в момент  $t_r = H/c_a$  простая волна отражается от этой подложки. Рассмотрим для определенности этот случай.

В случае изэнтропии без фазового перехода с везде непрерывной скоростью звука при  $t > t_r$  волна разрежения делится на две части отраженной звуковой волной с текущей координатой  $x_r(t)$ . Первую часть образует центрированная волна разрежения. Это область  $x_r(t) < x < x_v(t)$  одной простой волны. Во второй части ( $0 < x < x_r(t)$ ) взаимодействуют две простые волны — падающая и отраженная. При  $t \rightarrow \infty$  масса первой области  $m_1 \rightarrow 0$ . Интегрирование отраженной характеристики ( $dx_r/dt = u + c$ ) при степенной аппроксимации изэнтропии дает  $x_r = H + [Nc_a - (Nc_a + H/t_r)(t_r/t)^{2/(N+1)}]t$ . Здесь  $x$  отсчитывается от жесткой стенки. При таком отсчете при  $t = 0$  край пленки находится в точке  $x = H = c_a t_r$ .

Нас особо интересует взаимодействие отраженной волны с областью плато. Волна  $x_r(t)$  достигает его в момент «заморозки»  $t_f$ . Почему он так назван, будет объяснено ниже. При степенной аппроксимации  $t_f/t_r = [(Nc_a + H/t_r)/(Nc_a - \xi_{1e})]^{(N+1)/2}$ . Разностный расчет изэнтроп  $I-4$ , приведенных на рис. 1, дает:  $t_f/t_r = \exp[\int d\xi/2c(\xi)] = 1.44(1)$ ,  $1.63(2)$ ,  $1.97(3)$ ,  $2.63(4)$ , где интеграл берется от  $(-c_a)$  до  $\xi_{1e}$ , в скобках указан номер изэнтропии. С ростом  $s$  разность  $\xi_{1e} - \xi_a$  растет и время  $t_f/t_r$  увеличивается.

Скорость растяжения, характеризуемая производной  $\partial u/\partial x$  или субстанциональной производной  $(-D \ln \rho/Dt)$  ( $D/Dt = \partial_t + u\partial_x$ ), в области двух волн больше, чем в области одной волны. В простой волне с фазовым переходом (см. п. 3) на участке 1  $u'_x > 0$ , а на участке 2  $u'_x \equiv 0$ . Это «замороженная» область (плато), в которой вещество летит по инерции как целое и термодинамические величины постоянны по  $x$  и  $t$ .

Посмотрим, что произойдет при  $t > t_f$ . Необходимо подчеркнуть необычность взаимодействия отраженного звука с областью плато. За отраженной волной ( $0 < x < x_r(t)$ ) плотность  $\rho(x, t)$  с течением времени убывает, тогда как на плато она равна  $\rho_e$  и не меняется. При  $t = t_f$   $\rho(x, t) \approx \rho_e$  в отраженной волне ( $\rho(x_r, t_f) = \rho_e$ ). Будем называть «щелью» область  $0 < x < x_{1e}$ , где  $x_{1e}$  — текущая левая координата плато. К моменту времени  $t \approx t_f$  во всем веществе «щели» уже произошел фазовый переход. После него  $|\nabla p|$  резко уменьшается. В результате в «щели» происходит «замораживание» движения — устанавливается режим полета по инерции. Это означает, что в скорости  $u(m, t)$ , записанной в виде функции от лагранжевой координаты  $m$ , пропадает зависимость от  $t$ .

На плато  $u'_m \equiv 0$ , а в «щели»  $u'_m > 0$  в момент «замораживания». Поэтому при  $t > t_f$  останавливается движение границы между плато и «щелью» по лагранжевой координате  $m$  (аккумуляция вещества областью плато прекращается; предельное отношение массы плато к общей массе равно  $(\rho_e/\rho_a)(\Delta\xi/c_a)(t_f/t_r)$ ,  $\Delta\xi = \xi_{3e} - \xi_{1e}$ ). При этом уменьшение  $\rho$  в «щели» продолжается, поскольку здесь  $u'_m > 0$  и «заморожено». В результате  $\rho$  в «щели» становится ниже плотности в области плато,  $\rho_e$ . Таким образом, распределение  $\rho$  по  $x$  или  $m$  становится немонотонным. На плато  $c = c_{1e}$  в случае волн сжатия и  $c = c_{3e}$  для волн разрежения. В «щели» при  $t > t_f$  движение гиперзвуковое. Как видим, граница между плато и «щелью» становится второй (по отношению к границе  $x_{3e}$ ) границей, на которой происходит резкое изменение плотности. При  $t \gg t_f$  плотность  $\rho$  в «щели» убывает  $\approx (t_f/t)\rho_e$ . Распад плато происходит медленно, поскольку малы скорости разлета (они  $\sim c_{3e}$ ).

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведен сравнительный анализ структуры абляционно ускоряемых фольг с учетом и без учета фазовых превращений. Фазовый переход приводит к появлению важных физических особенностей. В случае, когда изэнтропа разгрузки проходит через двухфазную область, происходит образование границы испарения и резкое убывание  $\rho$  над этой границей (атмосферный «хвост»). В случае волн разрежения двухфазность среды приводит к тому, что возникает довольно протяженная область однородного течения (плато), завершающаяся резким спадом  $\rho$  («хвост» волны разрежения). В зоне резкого спада плотности вещество находится в двухфазном состоянии (паровые пузырьки в жидкости, капельный конденсат в паре). Фазовый состав пар-жидкость меняется при удалении от границы испарения (от внешней границы плато). Разлет слоя конечной толщины сопровождается образованием двух плато, разделенных «щелью». Плотность вещества на плато долго остается постоянной.

Структуры «хвостов» различны в атмосферном и волновом случаях. Они отличаются шириной и асимптотическим поведением  $\rho(x)$  (см. конец п. 3.2). Получено аналитическое описание профилей «хвостов». Оно хорошо согласуется с данными численных расчетов.

Обычно в рассматриваемых экспериментальных условиях доля вещества за границей испарения мала по сравнению с единицей. Это вызвано малостью отношения давления  $p_e$  на бинодали к абляционному давлению  $p_a$ . Заметим, что прямое численное моделирование затруднено из-за падения до чрезвычайно малых величин скорости звука после фазового перехода.

Авторы признательны А. М. Опарину и В. В. Жаховскому за полезные обсуждения. Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 98-02-17441-а) и программы поддержки ведущих научных школ (проект 96-15-96448).

## Литература

1. А. М. Прохоров, С. И. Анисимов, П. П. Пашинин, УФН **119**, 401 (1976).
2. С. И. Анисимов, А. М. Прохоров, В. Е. Фортов, УФН **134**, 1000 (1983), **142**, 395 (1984).
3. Дж. Дюдерштадт, Г. Мозес, *Инерционный управляемый синтез*, Энергоатомиздат, Москва (1985).
4. В. Е. Фортов, И. Т. Якубов, *Неидеальная плазма*, Энергоатомиздат, Москва (1994).
5. К. Такака, Частное сообщение (1998).
6. R. Bock, I. Hofmann, and R. Arnold, Nucl. Sci. Appl. **2**, 97 (1984).
7. R. C. Arnold and J. Meyer-ter-Vehn, Reports on Progress in Physics, **50**(5), 559 (1987).
8. Р. Курант, К. О. Фридрихс, *Сверхзвуковое течение и ударные волны*, ИЛ, Москва (1950).
9. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер, *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений*, Наука, Москва (1966).
10. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Гидродинамика*, Наука, Москва (1986).
11. А. В. Бушман, В. Е. Фортов, УФН **140**, 177 (1983).
12. В. А. Агурейкин, С. И. Анисимов, А. В. Бушман и др., Теплофизика высоких температур **22**, 964 (1984).
13. R. Yamamoto and K. Nakanishi, Phys. Rev. B **49**(21), 14958 (1994).
14. A. Onuki, J. Phys.: Condens. Matter **9**, 6119 (1997).
15. M. D. Kamchibekov, E. E. Meshkov, N. V. Nevmerzhitsky, and E. A. Sotskov, Proc. 6th Int. Workshop on «The Physics of Compressible Turbulent Mixings», ed. by G. Jourdan, L. Houas, Marseille, France (1997), p. 238.
16. Р. И. Нигматулин, *Динамика многофазных сред*, часть II, Наука, Москва (1987), с. 136.
17. D. von der Linde, K. Sokolowski-Tinten, and J. Bialkowski, Appl. Surf. Sci. **109/110**, 1 (1996).
18. K. Sokolowski-Tinten, J. Bialkowski, A. Cavalleri, D. von der Linde, A. Oparin, J. Meyer-ter-Vehn, and S. I. Anisimov, Phys. Rev. Lett. **81**(1), 224 (1998).