

УДК 519.63

КУМУЛЯТИВНЫЙ ХАРАКТЕР НЕУСТОЙЧИВОСТИ ИСКРИВЛЕННОЙ ПОВЕРХНОСТИ КОНДЕНСИРОВАННОГО ВЕЩЕСТВА ПРИ УДАРНО-ВОЛНОВОМ НАГРУЖЕНИИ

С. М. Бахрах, И. Ю. Безрукова, А. Д. Ковалева, С. С. Косарим, О. В. Ольхов
(РФЯЦ-ВНИИЭФ)

Представлены результаты расчетно-теоретического анализа процессов, происходящих при выходе плоской ударной волны на искривленную свободную поверхность конденсированного вещества. Показано, что возникающая при этом неустойчивость может иметь характер кумулятивного струеобразования. Получены основные закономерности, описывающие развитие и рост кумулятивных возмущений в зависимости от начальных условий и некоторых реологических свойств материалов.

Введение

Выход ударной волны (УВ) на искривленную свободную поверхность (СП) конденсированного материала сопровождается совокупностью разнообразных физических процессов, включающих в себя взаимодействие гидродинамических разрывов, разрушение и фазовые превращения материалов и т. д. Несмотря на очевидную практическую значимость указанных явлений, они до сих пор остаются малоисследованными. По-видимому, это объясняется тем, что процессы, возникающие при ударно-волновом нагружении твердых тел, связывают исключительно с пылением и выбросом материала с шероховатой поверхности. Малость масштабов пыления, неопределенность в начальном распределении формы искривленной границы и сложность экспериментальной диагностики до сих пор не позволяют иметь надежных экспериментальных данных по характеру поведения СП после нагружения, что сдерживает и теоретический анализ данного явления.

Состояние дел в экспериментальном и расчетном описании возмущений, возникающих при выходе на искривленную СП конденсированного материала, можно найти в работе [1]. Там же приведены результаты численного моделирования, демонстрирующего влияние прочностных эффектов на развитие возмущений. В настоящей работе проанализированы основные физические механизмы, приводящие к развитию особ-

го вида неустойчивости на ударнонагружаемой границе конденсированного материала.

Будем рассматривать процессы, происходящие при выходе УВ на искривленную СП конденсированного вещества. Изучаемое явление является частным случаем задачи о распаде произвольного разрыва. Если в простейших случаях анализ возможных вариантов распада разрыва элементарен, то в общей постановке это достаточно сложная задача, решения которой сильно зависят от начальных условий. Достаточно вспомнить, что неустойчивость Рихтмайера—Мешкова также представляет собой задачу о распаде разрыва.

Напомним основные моменты развития неустойчивости Рихтмайера—Мешкова в случае, когда УВ переходит из тяжелого материала в легкий. При прохождении УВ через искривленную контактную границу (КГ) от точки пересечения УВ с границей отходит волна разрежения (ВР). Поток за фронтом УВ и в ВР разворачивается в направлении первоначальных впадин границы. Приращение скорости тяжелого материала вдоль направления движения УВ сдвинуто относительно первоначального профиля возмущений на 180° . Это приводит к быстрой смене знака амплитуды возмущения границы; происходит перефазировка возмущения [2]. При малости начальной амплитуды возмущений на линейном этапе развития неустойчивости форма границы сохраняет первоначальную гофрировку, скорость нарастания амплитуды

постоянна и с достаточной точностью описывается выражением Рихтмайера:

$$\delta v = Aak\Delta v_{сп},$$

где A — число Атвуда; a — амплитуда возмущений поверхности после прохождения через нее УВ; k — волновое число; $\Delta v_{сп}$ — увеличение скорости КГ под действием УВ в отсутствие возмущений. Примерная картина эволюции КГ в рассматриваемом случае неустойчивости Рихтмайера—Мешкова показана на рис. 1.

Наличие за фронтом УВ течения в направлении впадин первоначальных возмущений создает условия для возникновения кумулятивных струй [3, 4]. Струйный характер движения вещества в окрестности СП может проявиться в случае прохождения УВ через конденсированный материал. Связано это с тем, что в конденсированном веществе при сравнительно невысоких интенсивностях нагружения сжатие материала на фронте волны незначительно и поведение вещества за фронтом определяется в основном холодной составляющей давления в уравнении состояния (УРСе). После снятия нагрузки в ВР вещество практически возвращается к своему первоначальному состоянию с плотностью ρ_0 , суммарное изменение удельного объема материала за весь процесс меняется мало, следовательно, мало меняется и форма поверхности, описывающая границу конденсированного вещества после прохождения УВ. Но возникающее течение вдоль образующей начальной искривленной границы приводит при выполнении ряда условий к образованию кумулятивных струй.

Топология и динамика формирующихся в данных условиях возмущений существенно отлича-

ется от возмущений в случае неустойчивости Рихтмайера—Мешкова. Это позволяет выделить рассматриваемый процесс в отдельную категорию, которую далее будем называть кумулятивной неустойчивостью КГ.

Анализ кумулятивной неустойчивости

Рассмотрим двумерную границу материала, изображенную на рис. 2. Для простоты полагаем, что функция $x = f(y)$, описывающая профиль границы, интерполируется отрезками прямых, так что каждое отдельное возмущение представляет собой равнобедренный треугольник с высотой $2a$ и основанием λ .

Будем считать, что искривленная поверхность, на которую падает УВ, граничит с вакуумом. Это отвечает пределу большой разности плотностей материалов по обе стороны границы $\eta \equiv \rho_0/\rho_b \gg 1$. Не составляет большого труда распространить полученные ниже результаты на более общий случай конечного отношения η .

Рассмотрим прохождение УВ через коническую выемку с углом полураствора α . При этом будем пренебрегать многоволновой конфигурацией потока в окрестности свободной границы и рассмотрим только падающую УВ и отходящую от точки пересечения фронта этой волны с поверхностью ВР.

Предположим, что выходящая на искривленную поверхность материала УВ достаточно слабая, так что можно пренебречь нагревом вещества за фронтом волны. Поведение вещества будем описывать УРСом

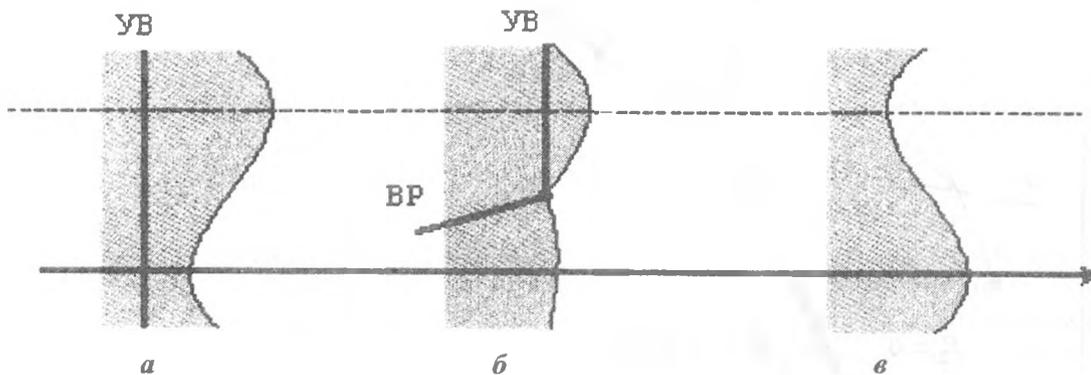


Рис. 1. Развитие неустойчивости Рихтмайера—Мешкова при переходе УВ из тяжелого материала в легкий: а — УВ не дошла до границы; б — прохождение УВ через поверхность раздела; в — УВ прошла через границу раздела, линейная стадия развития неустойчивости

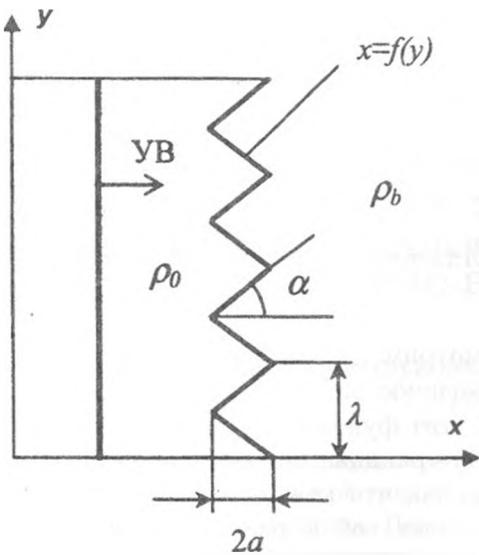


Рис. 2. Геометрия задачи

$$P = \frac{\rho_0 c_0^2}{n} (\delta^n - 1), \quad \delta = \frac{\rho}{\rho_0}. \quad (1)$$

Стационарная картина течения в системе отсчета, связанной с точкой пересечения УВ с поверхностью — точкой O , показана на рис. 3.

В указанной системе отсчета на УВ 0–1 наблюдается поток со скоростью $U_0 = D / \cos \alpha$, (D — скорость фронта УВ, которую считаем заданной).

Линии тока в указанной системе отсчета показаны стрелками.

Так как по предположению падающая УВ слабая, то ее скорость приблизительно равна скорости звука; такую же скорость имеет и ВР, исходящая из точки пересечения падающей волны с поверхностью. Можно пренебречь шириной ВР, заменив ее тонким разрывом — ударной ВР. Поскольку скорости УВ и отраженной ВР совпадают, угол падения УВ на СП (угол ϑ на рис. 3) совпадает с углом отражения ВР от первоначального положения границы. Также в рамках сделанных предположений должны совпадать углы поворотов потоков на разрывах.

Выпишем соотношения Гюгонио на разрывах.

На УВ 0–1:

– уравнение сохранения массы

$$\rho_0 U_0 \cos \alpha = \rho_1 U_1 \cos (\alpha + \delta \varphi); \quad (2)$$

– уравнение сохранения импульса

$$\rho_0 U_0^2 \cos^2 \alpha = P + \rho_1 U_1^2 \cos^2 (\alpha + \delta \varphi). \quad (3)$$

Условие неразрывности тангенциальной составляющей скорости на этом разрыве

$$U_0 \sin \alpha = U_1 \sin (\alpha + \delta \varphi). \quad (4)$$

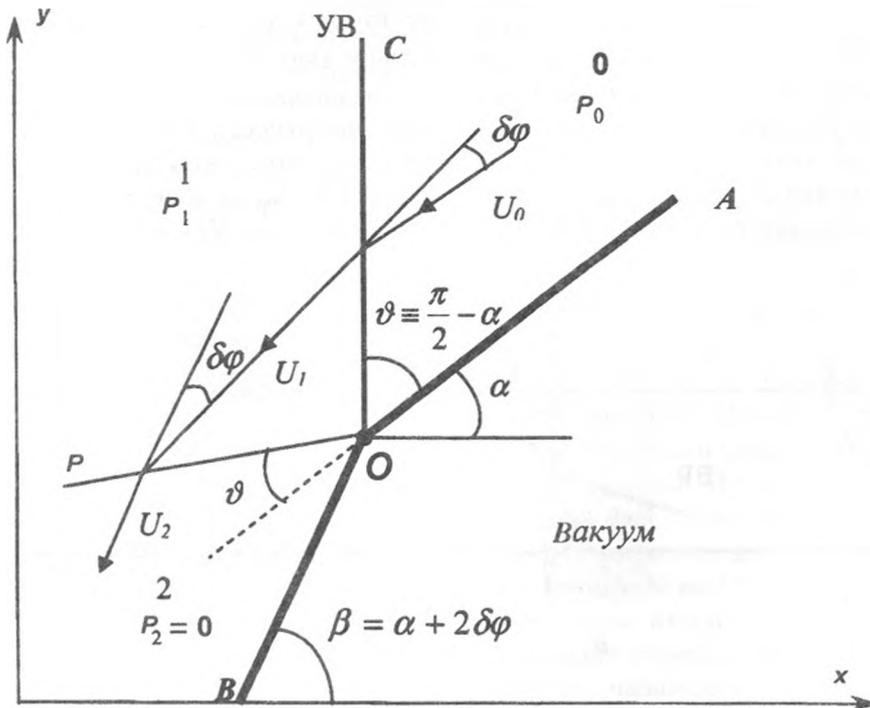


Рис. 3. Выход УВ на косую поверхность в системе отсчета, связанной с точкой пересечения УВ с поверхностью

Аналогичные выражения для разрыва 1–2:

$$\rho_1 U_1 \cos(\alpha - \delta\varphi) = \rho_0 U_2 \cos(\alpha - 2\delta\varphi); \quad (5)$$

$$\rho_0 U_2^2 \cos^2(\alpha - 2\delta\varphi) = P + \rho_1 U_1^2 \cos^2(\alpha - \delta\varphi); \quad (6)$$

$$U_1 \sin(\alpha - \delta\varphi) = U_2 \sin(\alpha - 2\delta\varphi). \quad (7)$$

Поскольку по предположению УВ слабая, сжатие за фронтом волны можно представить в виде

$$\sigma = \frac{\rho_1}{\rho_0} \approx 1 + \varepsilon, \quad \varepsilon \ll 1. \quad (8)$$

Выражения (2)–(8) позволяют определить параметры потока в области 2. Из уравнений (2), (4) имеем

$$\operatorname{tg}(\alpha + \delta\varphi) = \sigma \operatorname{tg} \alpha. \quad (9)$$

С учетом малости угла отклонения потока на фронте волны $\delta\varphi$ из выражения (9) получаем

$$\delta\varphi \approx (\sigma - 1) \cos \alpha \sin \alpha,$$

откуда видно, что угол $\delta\varphi$ имеет тот же порядок малости, что и ε . Угол, под которым набегают поток на ось выемки, определяется соотношением

$$\beta = \alpha + 2\delta\varphi \approx \alpha + 2(\sigma - 1) \cos \alpha \sin \alpha.$$

С точностью до величин первого порядка малости по ε получим для скорости потока в области 2

$$U_2 \approx \frac{D}{\cos \alpha}.$$

Перейдя в неподвижную систему отсчета, выпишем компоненты скорости материала в области 2:

$$W_x = D - U_2 \cos(\alpha + 2\delta\varphi) \approx 2D \sin^2 \alpha \varepsilon = 2D\varepsilon \sin^2 \alpha;$$

$$W_y = D \operatorname{tg} \alpha - U_2 \sin(\alpha + 2\delta\varphi) \approx -D\varepsilon \sin 2\alpha;$$

$$W = \sqrt{W_x^2 + W_y^2} = 2D\varepsilon \sin \alpha.$$

Вектор скорости W направлен по нормали к первоначальному положению СП. Наличие y -составляющей скорости в области 2 может привести к образованию кумулятивного струйного течения с оси выемки. Получим приближенное выражение для скорости кумулятивной струи.

Для образования струи необходимо, чтобы в точке соударения набегающего на ось симметрии выемки потока сформировался скачок уплотнения, отошедший вверх по потоку. Условие, при котором отсутствует присоединенный к точке соударения разрыв, определяет значение критического угла набегающего потока на ось и, в конечном счете, минимально допустимый начальный

угол раствора конической выемки. Предполагаем, что условия задачи таковы, что угол β , который образует СП с осью симметрии, больше критического значения. Далее, рассматриваем движение в системе, связанной с точкой контакта образующей выемки с осью симметрии.

Из закона Бернулли получаем, что в рассматриваемой системе отсчета скорость потока в области между волной разгрузки и отошедшей от оси симметрии УВ равна скорости движения головной части струи на бесконечности:

$$\tilde{V}_{jet} = \frac{|W_y|}{\sin(\alpha + 2\delta\varphi)}.$$

Скорость точки контакта потока с осью симметрии

$$V_c = W_x + \frac{W_y}{\operatorname{tg}(\alpha + 2\delta\varphi)}.$$

Переходя в неподвижную систему координат, получаем окончательное выражение для скорости кумулятивной струи, возникающей на оси конической выемки:

$$V_{jet} = V_c + \tilde{V}_{jet} \approx U_{сн} \frac{1 + \cos \alpha}{1 + 2(\sigma - 1) \cos^2 \alpha}. \quad (10)$$

При получении последнего выражения учтена малость величины $\sigma - 1$.

Обобщим полученное выражение, расширив область его применимости на любую форму возмущений, обладающую периодичностью по y . Для этого свяжем угол α с амплитудой a и длиной волны λ первоначального возмущения через соотношение

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{\lambda/2}{2a} = \frac{1}{4} \frac{\lambda}{a}. \quad (11)$$

Полученное приближенное решение (10) будет уточнено ниже на основании численных расчетов. Однако уже только на основании выражения (10) можно рассмотреть некоторые особенности возникающего течения.

Сравним скорости роста амплитуды возмущений в виде кумулятивных струй со скоростью роста амплитуды неустойчивости Рихтмайера–Мешкова. Рассмотрим случай малых возмущений, $a/\lambda \ll 1$. В этом пределе $\alpha \rightarrow \pi/2$ и скорость струи стремится к пределу

$$V_{jet}(\alpha \rightarrow \pi/2) \approx \frac{1 + (4a/\lambda)}{1 + 2(\sigma - 1)(4a/\lambda)^2} U_{сн}.$$

При малых интенсивностях УВ отношение скорости струй, образующихся в случае кумулятивного характера развития неустойчивости, к скорости роста амплитуды возмущений на границе в случае классической неустойчивости Рихтмайера—Мешкова определяется как

$$\frac{V_{jet}}{\delta v_{нрм}} \sim 1.$$

Формирование кумулятивных струй в рассматриваемой задаче можно трактовать и как эволюцию возникающей на свободной границе циркуляции скорости. Завихренность на границе после прохождения через нее косою УВ генерируется благодаря бароклиническому механизму ([5, 6]). Возникающие вихри индуцируют в материале сдвиговое течение, при этом выполнение условия непротекания на оси выемки приводит к возникновению струйного течения.

Указанная вихревая трактовка позволяет использовать для моделирования вихревые методы (см., например, [7, 8]), заменяя границу вихревым слоем с интенсивностью вихревой пелены (на единицу длины) согласно полученным выше результатам:

$$\gamma = D(\sigma - 1)^2 \sin \alpha \sin 2\alpha.$$

Область применимости решения в виде кумулятивных струй

В общем случае однозначно указать границы применимости найденного решения достаточно сложно. Для реализации кумулятивного характера развития неустойчивости границы необходимо, чтобы выполнялись, по меньшей мере, следующие условия:

1. Поведение вещества должно описываться холодной составляющей УРСа. При больших интенсивностях УВ поведение конденсированного вещества за фронтом волны все более определяется тепловыми свойствами материала, в пределе $P \rightarrow \infty$ вещество ведет себя как идеальный газ, при этом рост неустойчивости на искривленной границе должен подчиняться законам роста неустойчивости Рихтмайера—Мешкова. Грубая оценка верхней границы интенсивности УВ, при которых еще можно говорить о кумулятивном развитии неустойчивости на границе, получается приравниванием упругой составляющей давления к его тепловой

составляющей: $P_x(\sigma) = P_m(\sigma)$. Для железа эти составляющие одинаковы при $P_{Fe} \approx 800$ ГПа.

2. Геометрические характеристики возмущения на границе должны быть таковы, чтобы, во-первых, реализовывался регулярный режим взаимодействия УВ с поверхностью, т. е. отсутствовало маховское отражение волны. Во-вторых, необходимо, чтобы угол раствора выемки, образующейся после прохождения волны сжатия через разрыв, был больше критического угла струеобразования, определяемого в классической теории кумулятивных струй.
3. Необходимо учитывать реологические свойства материалов. Достаточно очевидно, что молекулярная вязкость и прочность вещества должны оказывать стабилизирующее влияние на рост кумулятивной струи. Оценки влияния прочности на скорость образующихся струй будут приведены ниже.

Результаты численного моделирования

Постановка расчетов. Численное моделирование развития кумулятивных процессов на искривленной поверхности металлов проводилось по методике ЛЭГАК [9, 10]. Все представленные расчеты, если это не оговорено особо, имеют постановку, изображенную на рис. 2. Свободная поверхность задавалась в виде синусоидального возмущения либо в виде

$$y(x) = \begin{cases} -(4k+1)a + \frac{2a}{\lambda/2}y, & k\lambda \leq y \leq (k+1)\frac{\lambda}{2}; \\ (4k+3)a + \frac{2a}{\lambda/2}y, & (k+1)\frac{\lambda}{2} \leq y \leq (k+1)\lambda; \end{cases}$$

$$k = 0, 1, 2, \dots$$

Задачи рассчитывались в плоской постановке. Образец, по которому распространялась УВ, представлял собой брусок длиной L , высотой H , с плоской левой границей и искривленной правой границей. Высота H задавалась таким образом, чтобы на рассчитываемом образце уместилось ~ 3 длины волны возмущений границы. Амплитуда a и длина волны возмущений λ варьировались в пределах $5 \div 100$ мкм. Толщина образца полагалась равной $L = 0,5$ мм.

Плоская левая поверхность образца нагружалась давлением $P(t)$, временной профиль давле-

ния варьировался: $P(t)$ полагали либо константой, либо имеющей зависимость

$$P(t) = \frac{P_0}{(1 + t/\tau)^3} \quad (12)$$

Отметим, что вариации длительности импульса нагружения τ не оказывают влияние на результаты расчетов. Это связано с тем, что характерное расстояние, на котором существенно меняется давление, имеет порядок $l = \tau c_0$ (c_0 — скорость звука) и при разумных значениях $\tau \sim 0,1 \div 0,5$ мкс l оказывается много больше той амплитуды искривленной границы, которая изучается авторами (порядка десятков микрон). В дальнейшем практически всюду, где расчеты проводились с нагружением вида (12), τ полагалось равным 0,2 мкс.

Отметим, что профиль давления вида (12) характерен для нагрузок, создаваемых продуктами детонации взрывчатого вещества.

Все расчеты проводились на прямоугольной счетной сетке в лагранжево-эйлеровой постановке. На начальный момент времени ячейки сетки были квадратными, с размерами $\Delta x = \Delta y = 0,0025$ мм. Таким образом, на длину волны возмущения приходилось 40 счетных точек. Так как левая граница системы является подвижной, сетка в каждом из направлений поддерживалась равномерной по расстоянию. В результате использования такой сетки КГ проходит внутри счетной ячейки (не совпадает с линиями сетки), что приводит к образованию смешанных ячеек (ячеек, которые в данных расчетах содержат два вещества).

Уточнение выражения для скорости кумулятивной струи. При получении формулы (10) использовался ряд огрубляющих предположений (слабость УВ, жидкостное приближение при оценке скорости струи, пренебрежение взаимодействием разрывов в потоке в окрестности СП). Оказывается, можно получить аналитические выражения для скорости образующейся струи и в более общей постановке. Однако эти выражения очень громоздки, требуют решения трансцендентных уравнений и потому для практических приложений не очень удобны. Проще получить нужную зависимость, исходя из выражения (10), но введя в него дополнительные коэффициенты, подобранные на основе численных газодинамических расчетов. Вводимые коэффициенты должны учитывать сжимаемость веще-

ства, также должно быть учтено отличие приближенных решений от точных при больших интенсивностях УВ.

С использованием данных большого количества численных экспериментов, проведенных авторами, было получено следующее выражение для скорости кумулятивной струи в зависимости от начальных условий:

$$\hat{V}_{jet} = U_{сп} \frac{1 + 2,7 \cos \alpha}{1 + 2(\sigma - 1) \cos^2 \alpha f(a/\lambda)}, \quad (13)$$

где σ — сжатие на фронте УВ; угол α связан с начальной амплитудой a и длиной волны λ соотношением (11); функция f определяется следующим образом:

$$f(x) = 8,61x^2 - 13,92x + 6,31.$$

Выражение (13) теперь можно применять к произвольному профилю начальной гофрировки, в том числе для синусоидального начального возмущения, а также к произвольной амплитуде УВ. При предположении, что интенсивность УВ известна и определяется сжатием на фронте σ , свойства материалов неявным образом определяются через зависимость $U_{сп} = 2U_b(\sigma)$, где U_b — массовая скорость потока за фронтом УВ, падающей на СП.

Общие закономерности кумулятивного развития неустойчивости. На рис. 4 показано формирование струй и их эволюция для урана с УРСом типа Ми—Грюнайзена. Расчет проведен с пилообразными начальными возмущениями. Совершенно аналогичный характер развития возмущений наблюдается и в случае синусоидальных возмущений. Также не оказывают сильного влияния на параметры образующегося струйного течения вариации УРСов вещества.

На рис. 5 представлена зависимость скорости образующихся кумулятивных струй от интенсивности P УВ. Влияние на образующиеся кумулятивные струи вариации ряда параметров начального возмущения показано в табл. 1, 2. Зависимости, отраженные на рис. 5 и в табл. 1—2, аналогичны экспериментальным результатам, полученным в опытах группой В. А. Огородникова [1]. Масса вещества, уносимая струями со СП, полученная авторами в расчетах, также близка к экспериментальным данным [1]: $m = 3 \div 5 \rho_0 2a$ г/см² (a — начальная амплитуда возмущения на поверхности границы в мкм).

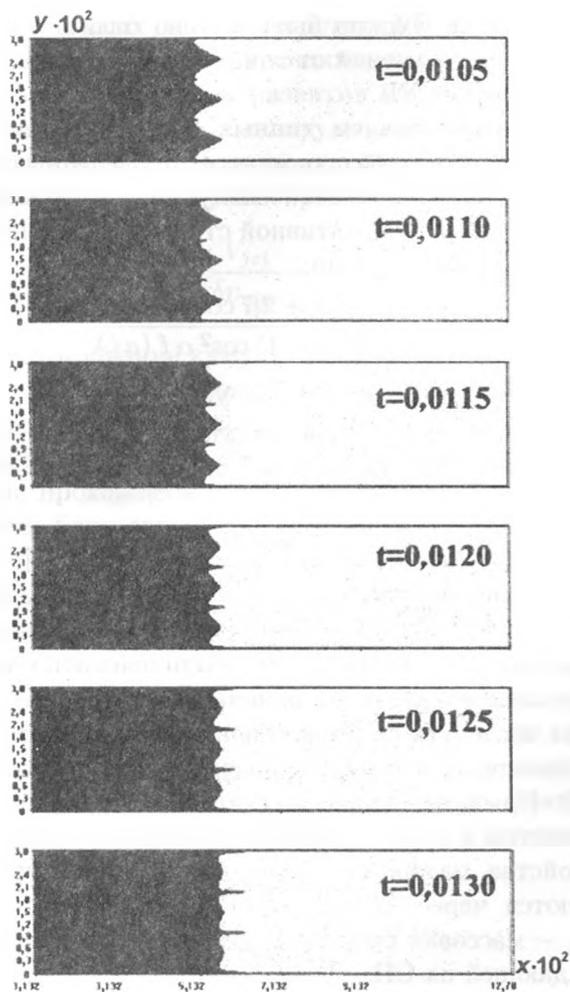


Рис. 4. Процесс формирования кумулятивных струй при распределении веществ в случае использования УРСа в форме Ми–Грюнайзена (время приведено в 10 мкс). Расчет с ураном

Таблица 1

Длина струи L_{jet} для различных значений P_0 , $t = 0,2$ мкс. Начальная амплитуда возмущений $a = 0,41 \cdot 10^{-2}$ см, длина волны возмущений $\lambda = 10^{-2}$ см. Материал — железо

P_0 , ГПа	50	100	150	200
$L_{jet}, 10^{-2}$ см	2,4	3,7	4,6	5,3

Таблица 2

Длина струи L_{jet} для различных амплитуд a , $t = 0,2$ мкс. Начальное давление определяется выражением (11) с $P_0 = 100$ ГПа, $\tau = 0,2$ мкс; $\lambda = 10^{-2}$ см. Материал — железо

$a, 10^{-2}$ см	0,1	0,36	0,41	0,48	0,57	1,0
$L_{jet}, 10^{-2}$ см	1,5	3,6	3,8	4,0	4,2	5,2

Во всех расчетах, где происходит формирование струй, на сравнительно поздних стадиях полета струи наблюдается ее разрушение. Это происходит из-за возникающего градиента скорости вдоль струи, который грубо можно оценить как $(V_{jet} - U_{сп}) / L_{jet}$; растягивающее напряжение, стремящееся разрушить струю, оценивается как $P = \rho_0 (V_{jet} - U_{сп})^2 / 2$. Отметим, что, помимо наличия градиента скорости, разрушать струю могут также обычные механизмы развития неустойчивости струй.

Сравнение с классической неустойчивостью Рихтмайера–Мешкова. На рис. 6 представлено распределение веществ на момент времени $t = 0,3$ мкс в сравнительных расчетах с газовым УРСом ($\gamma = 1,667$) и УРСом в форме Ми–Грюнайзена.

Более детально процесс выхода УВ на СП уединенного возмущения из идеального газа и из материала, описываемого УРСом Ми–Грюнайзена, проиллюстрирован на рис. 7. Моменты времени, указанные на рисунке, отсчитываются от момента прихода волны на вершину впадины. Размер области: $(x, y) \in (0,045, 0,065) \times (0,004, 0,0156)$.

В данной серии расчетов свободная граница задавалась пилообразной, с амплитудой начального возмущения $a = 10^{-2}$ см и длиной волны $\lambda = 10^{-2}$ см. Тяжелое вещество имело плотность $\rho = 18,7$, легкое (вакуум) моделировалось как идеальный газ, $\gamma = 1$. На левой границе задавалось давление $P(t)$ в виде (12) с $P_0 = 120$ ГПа, $\tau = 0,2$ мкс.

Влияние откольной прочности. Все расчеты, представленные выше, проводились с нулевой откольной прочностью. Реальные реологические свойства материалов могут существенно изменить картину течения. Известно (см., например, монографию Е. И. Забабахина [11]), что при прохождении УВ по клину происходит раскол клина. Для того чтобы исследовать возможные проявления откольных свойств материалов в рассматриваемых задачах, проведена следующая серия расчетов.

В серии расчетов, где в качестве материала взято железо, варьировалась откольная прочность. На КГ задавалось пилообразное начальное возмущение с амплитудой $a = 0,5 \cdot 10^{-2}$ см и длиной волны $\lambda = 10^{-2}$ см. Тяжелое вещество

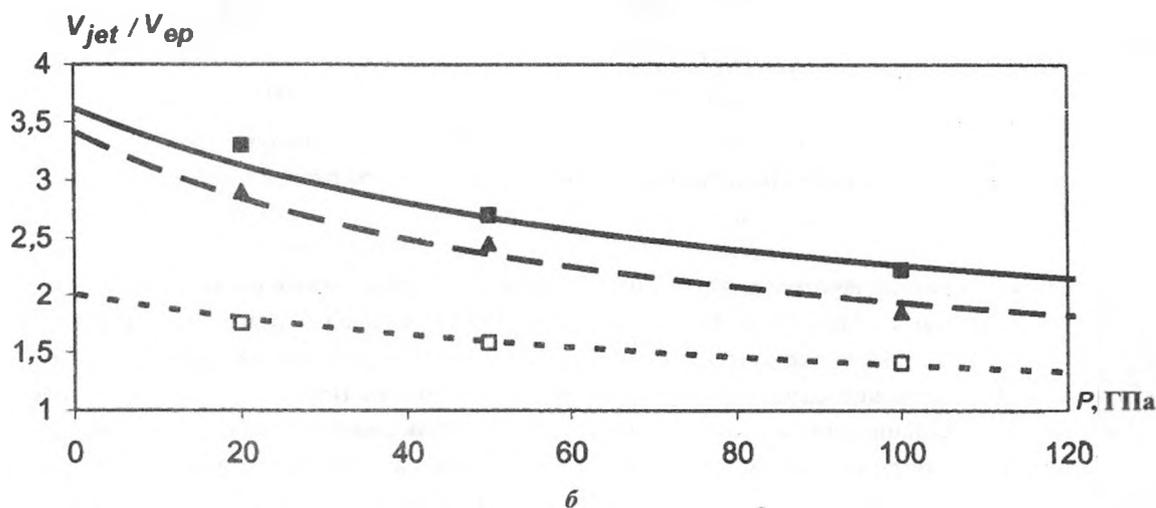
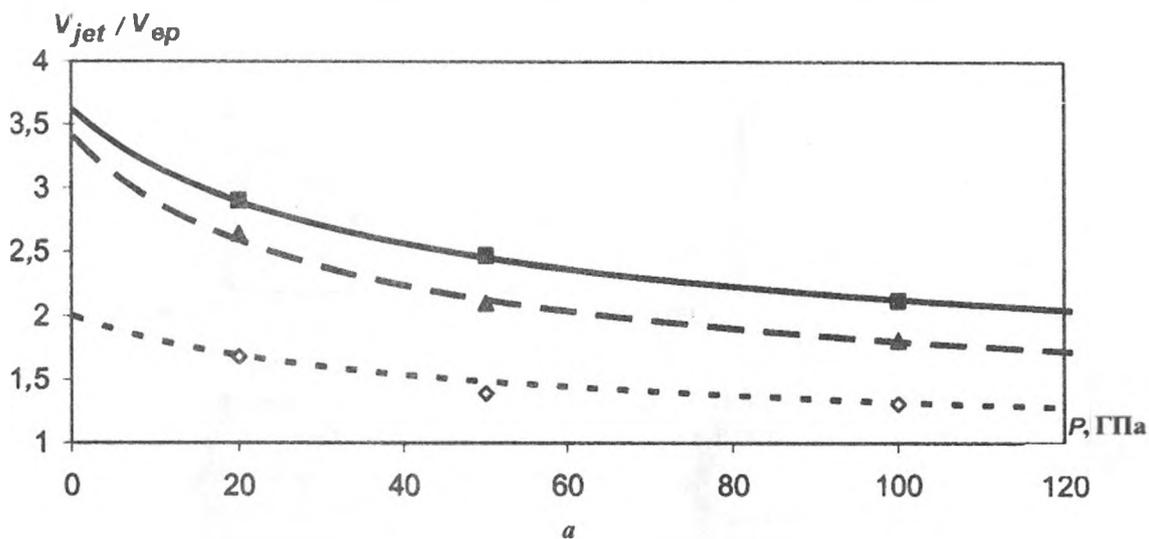


Рис. 5. Зависимость скорости образующихся кумулятивных струй для железа (а) и урана (б) от интенсивности УВ: — — $a/\lambda = 1$, формула (13); - - - $a/\lambda = 0,5$, формула (13); ···· $a/\lambda = 0,1$, формула (13); ■ — $a/\lambda = 1$, расчет; ▲ — $a/\lambda = 0,5$, расчет; □ — $a/\lambda = 0,1$, расчет

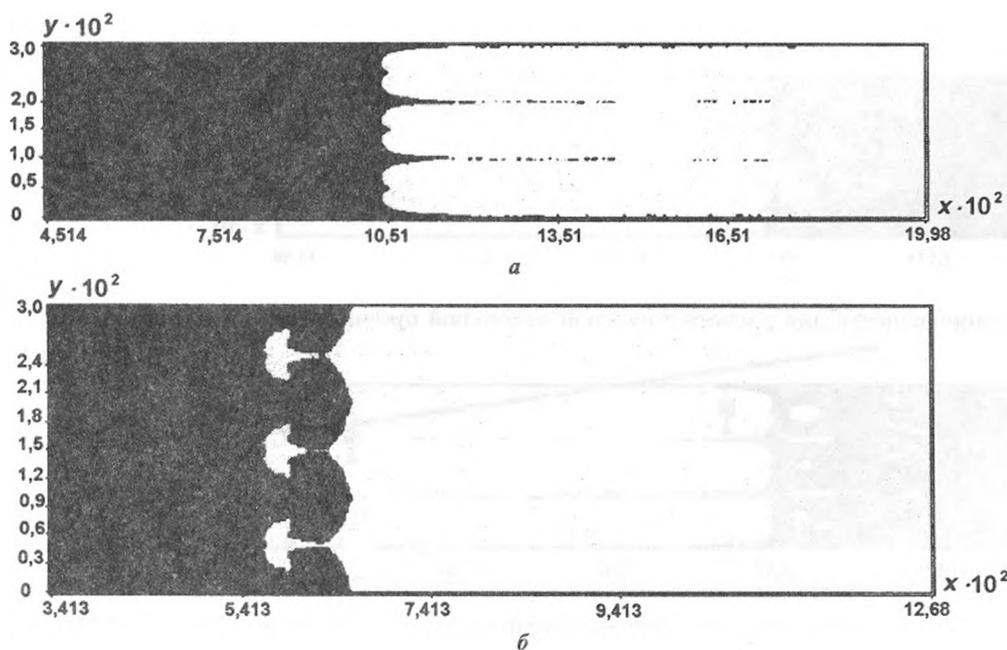


Рис. 6. Распределение веществ в расчетах, $t = 0,3$ мкс: а — с УРСом Ми-Грюнайзена; б — с газовым УРСом

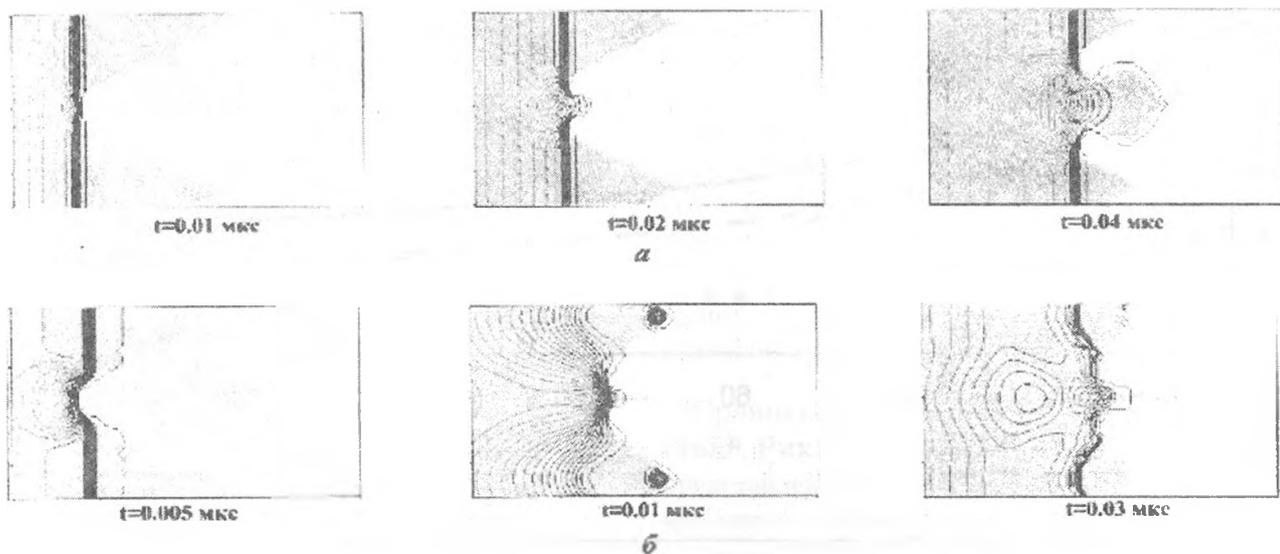


Рис. 7. Наложение изолиний давления на поле веществ при выходе УВ на искривленную поверхность вещества, описываемого: *a* — УРСом типа Ми–Грюнайзена; *b* — УРСом идеального газа

описывалось УРСом Ми–Грюнайзена со следующим набором параметров: $\rho = 7,85$, $c_0 = 3,8$, $n = 5$, $\gamma = 2,7$; легкое (вакуум) моделировалось как идеальный газ, $\gamma = 1$. Слева задавалось давление $P(t)$ с $P_0 = 100$ ГПа. Сравнение результатов влияния откольной прочности на результаты расчетов демонстрируют рис. 8, 9.

Отметим, что, несмотря на сильные разрушения внутри материала, наличие откольной проч-

ности практически не сказывается на характеристиках возникающего струйного течения: параметры образующихся струй такие же, как и в расчетах без учета отколов. Таким образом, процесс струеобразования при выходе УВ на шероховатую СП можно рассматривать независимо от величины откольной прочности материала.

Влияние упругопластических свойств материалов. Прочность материала оказыва-

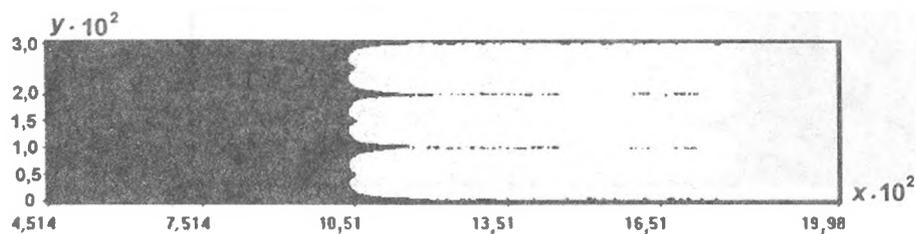


Рис. 8. Распределение веществ для расчета с нулевой откольной прочностью для железа, $t = 0,3$ мкс

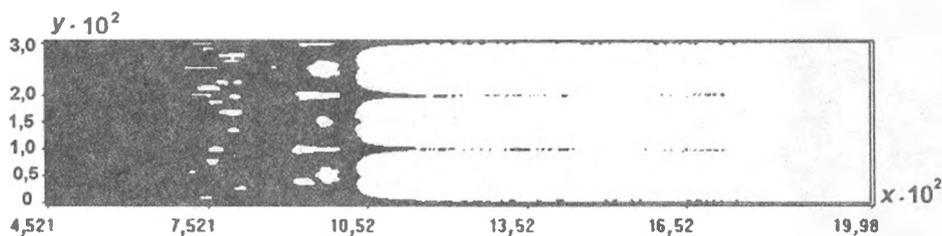


Рис. 9. Распределение веществ для расчета с заданной откольной прочностью $\sigma = -3$ ГПа для железа, $t = 0,3$ мкс

ет стабилизирующее влияние на развитие возникающих на искривленной поверхности струй, что должно учитываться уменьшением реального значения V_{jet} в сравнении с формулой (13). В обзоре [3] указано условие струеобразования при наличии прочности.

Влияние прочностных сил на струеобразование осуществляется следующим образом [3]. Давление, переводящее материал в пластическое состояние, определяется нормальной к оси симметрии составляющей скорости, в принятых авторами обозначениях — это компонента W_y . Прочностные свойства материала характеризуются некоторым параметром σ_t . Условие струеобразования тогда можно записать в виде

$$|W_y| > W_{y,крит} = \sqrt{\frac{2\sigma_t}{\rho_0}}. \quad (14)$$

Расчеты движений кумулятивных облицовок показывают [3], что параметр σ_t близок к динамическому пределу текучести материалов, который можно использовать в первом приближении для оценок скорости микрокумулятивных струй с учетом прочностных сил.

Из (14) можно получить выражение для минимально возможной интенсивности УВ $P_{крит}$, при которой на СП с возмущениями, характеризуемыми амплитудой a и длиной волны λ , возможно возникновение струйного течения:

$$P_{крит} \approx \frac{\sqrt{2\sigma_T \rho_0 c_0^2}}{\sin 2\alpha} = \sqrt{\frac{1}{2} \sigma_T \rho_0 c_0^2} \left(\frac{\lambda}{4a} + \frac{4a}{\lambda} \right). \quad (15)$$

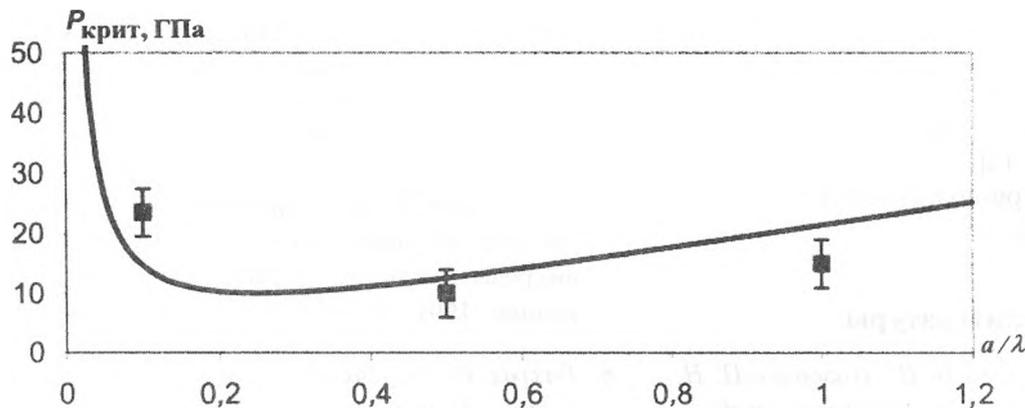


Рис. 10. Зависимость критического давления струеобразования для железа от величины начального возмущения a/λ : — — расчет по (15); ■ — расчеты по методике ЛЭГАК

При выводе (15) учтено соотношение (11), а также УРС (1).

Зависимость критического значения давления $P_{крит}$ от отношения a/λ для железа приведена на рис. 10. При расчете по формуле (15) бралось значение динамического предела текучести для стали: $\sigma_t \approx 0,5$ ГПа [3].

Простейшим способом учета влияния прочностных сил в выражении для скорости кумулятивных струй является замена y -компоненты скорости натекающей на ось струи выражением $|W'_y| = \sqrt{W_y^2 - W_{y,крит}^2}$. С учетом этого можно получить приближенную зависимость снижения скорости струи за счет прочностных сил:

$$\frac{V_{jet}^{UP}}{V_{jet}} \approx 1 - \frac{\sigma_t}{\rho_0 U_{сн}^2} \cdot \frac{1 + [1 - 2(\sigma - 1) \sin^2 \alpha] \cos \alpha}{\sin^2 \alpha \cos \alpha (1 + 2,7 \cos \alpha)}. \quad (16)$$

Иллюстрация данной зависимости представлена на рис. 11, где также приведено сравнение с результатами численных расчетов.

Указанный способ оценки влияния прочности на струеобразование носит достаточно условный характер, поскольку не учитывает реальных свойств материалов. Тем не менее модификация решения в виде (16) позволяет в какой-то мере учесть диссипацию энергии, связанную с преодолением сил прочности материала. Простейшие оценки влияния прочности на процессы струеобразования подтверждаются приведенными расчетными результатами.

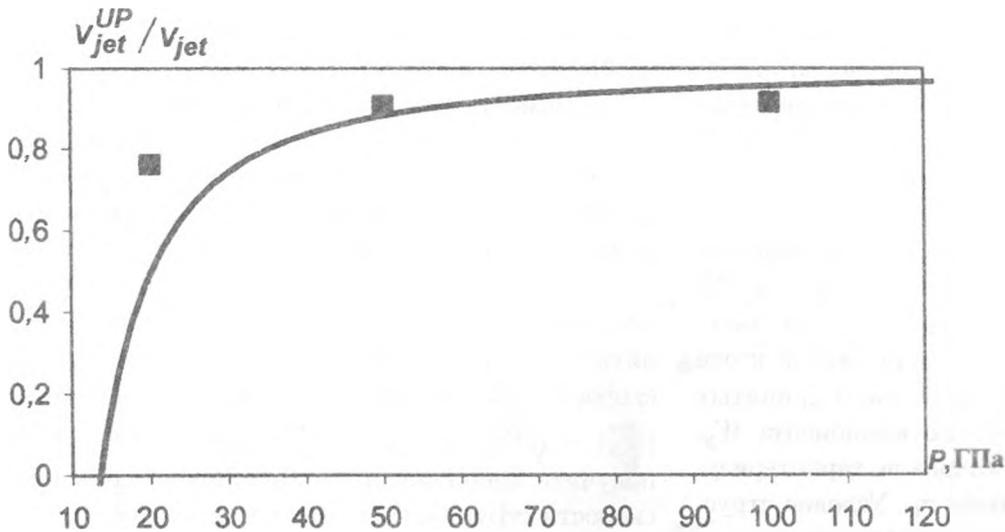


Рис. 11. Уменьшение скорости струи за счет прочности для железа, $a/\lambda = 1$: — — оценка по (16); ■ — расчет по методике ЛЭГАК

Заключение

Показано, что при выходе УВ на искривленную СП конденсированного вещества поведение границы материала может отличаться от развития неустойчивости Рихтмайера–Мешкова и иметь характер кумулятивного струеобразования. На основании аналитических оценок и численного моделирования по методике ЛЭГАК получены выражения (13), (16), определяющие параметры возникающего струйного течения в зависимости от начальных условий и некоторых реологических свойств материалов. Показано, что на образование струй стабилизирующее влияние оказывают прочностные свойства материалов. Указаны границы применимости полученного решения. Полученные расчетно-теоретические результаты находятся в качественном согласии с известными авторам экспериментальными данными по определению выброса с шероховатой поверхности конденсированного материала [1, 12].

Работа выполнена при поддержке РФФИ (код проекта 05–01–00083).

Список литературы

1. Лебедев А. И., Игонин В. В., Низовцев П. Н. и др. Исследования неустойчивости свободной поверхности твердых тел при ударно-волновом воздействии // Труды РФЯЦ-ВНИИЭФ. 2001. Т. 1. С. 590–597.
2. Иногамов Н. А., Демьянов А. Ю., Сон Э. Е. Гидродинамика перемешивания. М.: Изд-во МФТИ, 1999.
3. Кинеловский С. А., Тришин Ю. А. Физические аспекты кумуляции // ФГВ. 1980. № 5. С. 26–40.
4. Лаврентьев М. А., Шабат Б. В. Проблемы гидродинамики и их математические модели. М.: Наука, 1970.
5. Samtaney R., Zabusky N. J. Circulation deposition on shock-accelerated planar and curved density-stratified interfaces: models and scaling laws // J. Fluid Mech. 1994. Vol. 269. P. 45–78.
6. Samtaney R., Ray J., Zabusky N. J. Baroclinic circulation generation on shock accelerated slow/fast gas interfaces // Phys. of Fluids. 1998. Vol. 10, No. 5. P. 1217–1230.
7. Неуважаев В. Е., Паршуков И. Э. Изучение неустойчивости Рихтмайера–Мешкова вихревым методом // Моделирование в механике. 1991. Т. 5, № 2. С. 81–100.
8. Бахрах С. М., Волков С. Г., Куратов С. Е. и др. Использование алгоритма "вихри-ячейках" при численном моделировании гидродинамической неустойчивости // Труды РФЯЦ-ВНИИЭФ. 2004. Т. 7. С. 42–61.

9. Бахрах С. М., Спиридонов В. Ф., Шанин А. А. Метод расчета гидродинамических течений неоднородной среды в лагранжево-эйлеровых переменных // Докл. АН СССР. 1984. Т. 278, № 4. С. 829—833.
10. Авдеев П. А., Артамонов М. В., Бахрах С. М. и др. Комплекс программ ЛЭГАК для расчета нестационарных течений многокомпонентной сплошной среды и принципы реализации комплекса на многопроцессорных ЭВМ с распределенной памятью // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Математическое моделирование физических процессов. 2001. Вып. 3. С. 14—18.
11. Заббахин Е. И. Некоторые вопросы газодинамики взрыва. Снежинск: РФЯЦ-ВНИИТФ, 1997.
12. Огородников В. А., Иванов А. Г., Михайлов А. Л. и др. О выбросе частиц со свободной поверхности металлов при выходе на нее УВ и методах диагностики этих частиц // ФГВ. 1998. Т. 34, № 6. С. 103—107.

Статья поступила в редакцию 23.06.05.