

УДК 533.6.011.72

© 1992 г. А. Н. АЛЕШИН, В. В. ДЕМЧЕНКО, С. Г. ЗАЙЦЕВ,  
Е. В. ЛАЗАРЕВА

## ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ УДАРНОГО ФРОНТА С ВОЛНООБРАЗНЫМ КОНТАКТНЫМ РАЗРЫВОМ

Переход ударной волны через волнообразный контактный разрыв, разделяющий газы различной плотности, приводит к росту амплитуды этого разрыва. Рост амплитуды на определенной стадии сопровождается образованием вихревых структур и завершается формированием турбулентной области перемешивания, разделяющей потоки исходных газов. Это явление именуется неустойчивостью Рихтмайера — Мешкова. Возбуждение этой неустойчивости наблюдается в объектах новой техники при получении высоких плотностей энергии, например в процессе сжатия мишеней, облучаемых лазерным излучением. Конструкция этих мишеней состоит из нескольких слоев разноплотных веществ. Гидродинамическая неустойчивость, возникающая в области контакта разноплотных сред, в процессе имплозии существенно снижает параметры горячего в момент коллапса [1].

Первые исследования неустойчивости Рихтмайера — Мешкова проводились при  $a_0 k < 1$ , где  $k = 2\pi/\lambda$  ( $a_0, \lambda$  — амплитуда и длина волны исходного контактного разрыва) [2, 3]. В этих работах было впервые показано, что неустойчивость развивается независимо от направления перехода ударной волны, а также установлено, что на начальной стадии эволюции амплитуда контактного разрыва возрастает линейно с течением времени и при переходе ударной волны из легкого газа в тяжелый удовлетворительно описывается соотношением Рихтмайера [4].

В настоящей работе экспериментально и численно исследуется возбуждение неустойчивости Рихтмайера — Мешкова для  $a_0 k > 1$ . Определено влияние кривизны исходного контактного разрыва на характер развития неустойчивости.

1. Экспериментальная установка и математическая модель. Работа проведена на ударной трубе. Сечение канала камеры низкого давления равно  $7,2 \times 7,2$  см<sup>2</sup>. Камера разделяется тонкой пленкой (лавсан, толщина 2 мкм) заданной формы на две части, заполняемые инертными газами при строго одинаковом давлении. Регистрация процесса осуществляется тепловым методом. Числа Маха  $M_0$  исходной ударной волны  $S_0$  варьировались от 2,5 до 3,5. Начальное давление  $p_0$  газов равнялось 0,5 атм. Число Атвуда  $A = (\rho_2 - \rho_1)/(\rho_2 + \rho_1)$  изменялось от 0,2 до 0,92.

Использована модель идеальной многокомпонентной сжимаемой среды с  $\gamma = 5/3$ , описываемой системой двумерных уравнений Эйлера

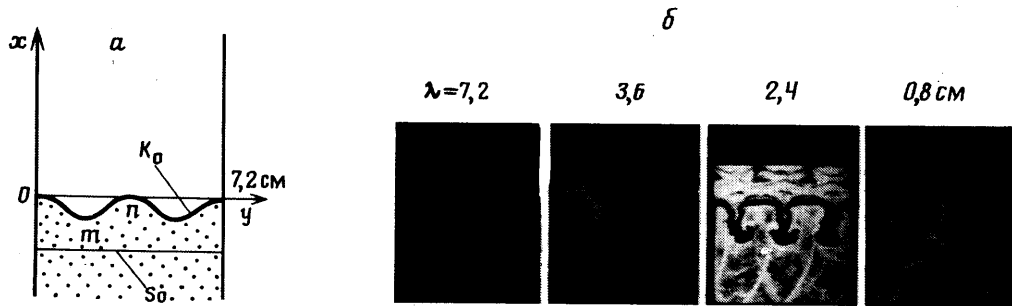
$$\frac{\partial A}{\partial t} + \frac{\partial B}{\partial x} + \frac{\partial C}{\partial y} = 0$$

$$A = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho \xi \\ \rho u \\ \rho v \\ E \rho \end{pmatrix}, \quad B = \begin{pmatrix} \rho u \\ \rho \xi u \\ \rho u^2 + p \\ uv\rho \\ u(\rho E + p) \end{pmatrix}, \quad C = \begin{pmatrix} \rho v \\ \rho \xi v \\ \rho uv \\ \rho v^2 + p \\ (\rho E + p)v \end{pmatrix}$$

$$p = \rho \xi \frac{R_0}{\mu_1} T + \rho (1 - \xi) \frac{R_0}{\mu_2} T$$

$$E = \varepsilon + (u^2 + v^2)/2, \quad \varepsilon = (c_{u1} + c_{u2})T$$

где  $\rho$  — плотность;  $\xi$  — удельная массовая концентрация;  $u, v$  — скорость в направлении  $x$  и  $y$  соответственно;  $p$  — давление;  $T$  — температура;  $\mu_1, \mu_2$  — молекулярные веса компонент;  $c_{u1}, c_{u2}$  — удельные теплоемкости при постоянном объеме;  $R_0$  — универсальная газовая постоянная.



Фиг. 1

Численное решение поставленной задачи осуществлялось с помощью одного из дивергентных двумерных вариантов сеточно-характеристического метода [5]. Разностная сетка, покрывавшая расчетную область, была неподвижной, эйлеровой и имела 520 ячеек по координате  $x$  и 36 ячеек по координате  $y$ .

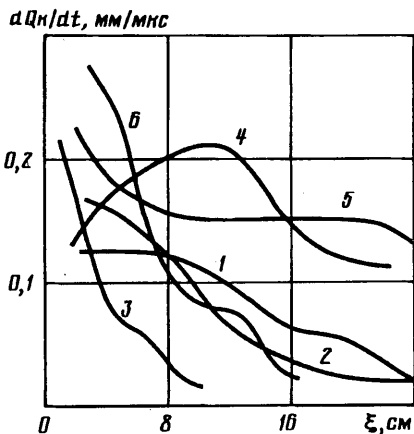
В работе использовались и результаты асимптотического расчета, состоящего в численном решении одномерных уравнений сохранения для задачи о взаимодействии ударного фронта с контактным разрывом. Параметры, найденные в результате асимптотического расчета, обозначаются звездочкой:  $W_S^*$ ,  $W_R^*$ ,  $p^*$  — скорости падающей и отраженной ударных волн, давление между ними соответственно.

**2. Результаты эксперимента.** Контактный разрыв  $K$  между двумя высокотемпературными потоками создается при разрушении падающей ударной волной  $S_0$  пленки, моделирующей исходный контактный разрыв  $K_0$ . Проводимое ниже исследование эволюции контактного разрыва  $K$  не учитывает влияния пленки. Основанием для этого служил тот факт, что экспериментально полученные  $x, t$ -диаграммы движения преломленного ударного фронта  $S$  и области контакта  $K$  в пределах погрешности измерения совпадали с данными асимптотического расчета. В результате разрушения пленки, вызванного механическим действием давления на фронте ударной волны и последующего теплового воздействия окружающего потока на отдельные фрагменты, образуется слой конечной толщины 2—3 мм, состоящий из продуктов деструкции пленки и контактирующих газов. Теплерограммы отчетливо регистрируют, что форма образовавшейся области контакта соответствует форме пленки и с точностью до его толщины этот слой может рассматриваться как поверхность контактного разрыва. Пленка двумерна в плоскости, перпендикулярной зондирующему пучку света, распространяющемуся вдоль оси  $z$ . Схема расположения пленки и система координат даны на фиг. 1,  $a$ .

На фиг. 1 приведены теплерограммы процесса, полученные в опытах при переходе ударной волны из аргона в ксенон ( $A = 0,45$ ,  $M_0 = 3,5 \pm 0,2$ ). Теплерограммы зарегистрированы через  $100 \pm 10$  мкс после входа  $S$  в визуализируемую область. В этих опытах пленка задавалась в виде синусоиды с различными длинами волн. Значения длин волн  $\lambda$  даны над теплерограммами. Здесь представлены различные стадии эволюции контактного разрыва, вызванной взаимодействием с ударной волной. Длительность этих стадий определяется кривизной исходного контактного разрыва, благодаря чему к одному и тому же моменту времени после взаимодействия  $S_0$  с  $K_0$  форма  $K$  оказалась различной.

На кадре, соответствующем опыту с  $\lambda = 7,2$  см, зарегистрирована линейная стадия развития контактного разрыва. Она характеризуется тем, что форма  $K$  отличается от формы  $K_0$  только значением амплитуды  $a_k(t)$ . Значения  $a_k(t)$  удовлетворительно описываются соотношением Рихтмайера [4]

$$\frac{da_k}{dt} = a_k(0) A u t \quad (1)$$



Фиг. 2

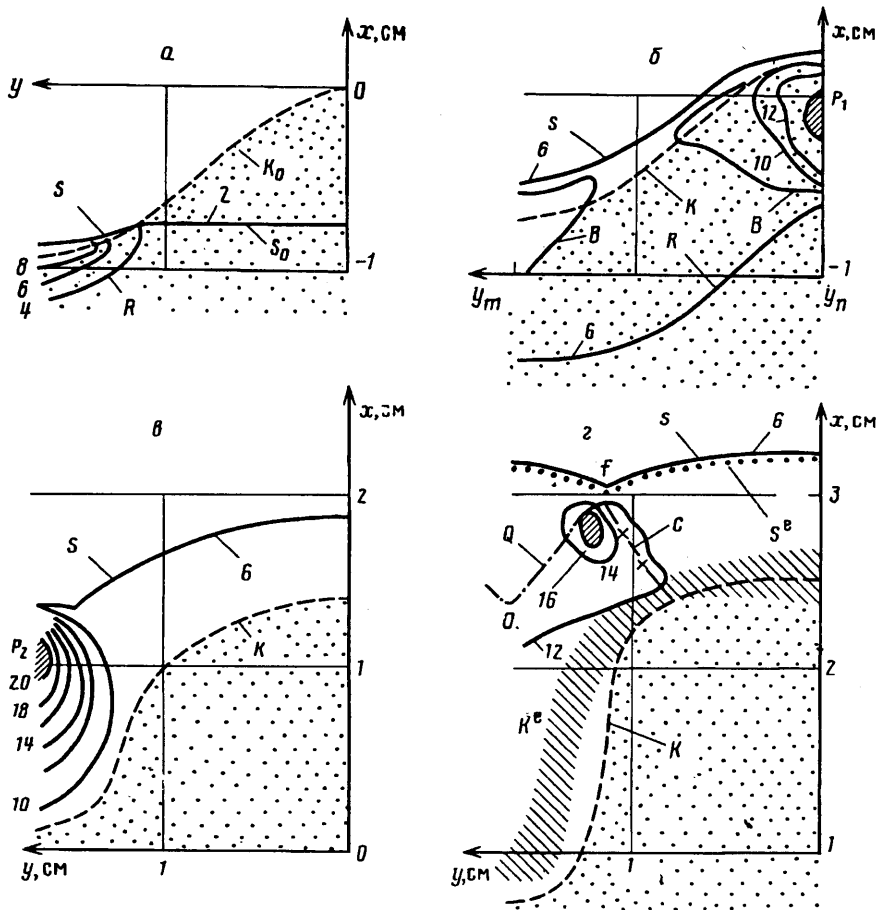
где  $a_k(0)$  — значения амплитуды контактного разрыва в момент завершения дифракции.

Когда амплитуда  $a_k(t)$  достигает величины  $0,3—0,4 \lambda$ , скорость внедрения легкой среды в тяжелую снижается (уменьшается скорость движения  $K$  в окрестности точки  $n$  (фиг. 1,  $a$ )) и линейная стадия переходит в нелинейную. При этом скорость внедрения тяжелого газа в легкий продолжает сохраняться неизменной (скорость движения участка  $K$  в окрестности точки  $m$ ). Эта стадия характеризуется прогрессирующим искажением формы контактного разрыва: часть фронта  $K$ , соответствующая внедрению тяжелой среды в легкую (окрестность  $m$ ), сужается в направлении оси  $y$ , образуя «струю»; часть фронта  $K$ , соответствующая внедрению легкой среды в тяжелую (окрестность  $n$ ), расширяется, ее кривизна уменьшается, образуя «пузырь». Нелинейная стадия зарегистрирована на фиг. 1,  $\lambda = 3,6$  см. На фиг. 2 приведены значения  $da_k/dt$  в функции от пути пройденного контактным разрывом (точка  $n$ ). Линии 1, 2, 3 и 4, 5, 6 соответствуют переходу ударной волны из аргона в ксенон ( $A = 0,45$ ) и из гелия в ксенон ( $A = 0,92$ ) через  $K_0$  с  $\lambda = 7,2, 3,6$  и  $0,8$  см.

Для  $a_k(t) \approx 0,7 - 1\lambda$  на острие струи возникает вихревая структура, принимающая со временем характерную грибовидную форму (фиг. 1,  $b$ ,  $\lambda = 2,4$  см). Это переходная стадия эволюции контактного разрыва. При достижении  $a_k(t)$  значения  $1,5—2\lambda$  происходит взаимодействие соседних вихревых структур между собой и переходная стадия переходит в турбулентную (фиг. 1,  $b$ ,  $\lambda = 0,8$ ). При этом скорость внедрения одной среды в другую достигает минимального значения на кривой  $da_k/dt$ .

Характерной особенностью описываемого процесса является сокращение времени перехода от одной стадии к другой при увеличении кривизны исходного контактного разрыва (фиг. 2). Как видно из фиг. 1, при изменении длины волны  $\lambda$  в 9 раз глубины взаимного внедрения газов на этот фиксированный момент времени приблизительно одинакова, хотя стадии эволюции  $K$  различны. Так как на начальных стадиях скорость внедрения больше, чем на последующих, то следует ожидать, что для больших значений  $t$  глубина внедрения одной среды в другую будет больше в опытах, в которых  $K_0$  имела больше  $\lambda$ .

На фиг. 3,  $z$  приведены результаты обработки теплереграммы перехода ударной волны из гелия в ксенон:  $M_0 = 2,5$ ;  $\lambda = 3,6$  см;  $t = 47$  мкс. Режим, приведенный на фиг. 3,  $z$ , именуемый ниже жестким, характеризуется следующими отличительными признаками. На теплереграммах в потоке между  $S$  и  $K$  регистрируются две системы линий  $C$  и  $Q$ . Линии  $C$  перемещаются вдоль слоя между  $S$  и  $K$ . В точках пересечения  $C$  и  $S$  наблюдается излом фронта  $S$ -точки  $f$  (фиг. 3) и из

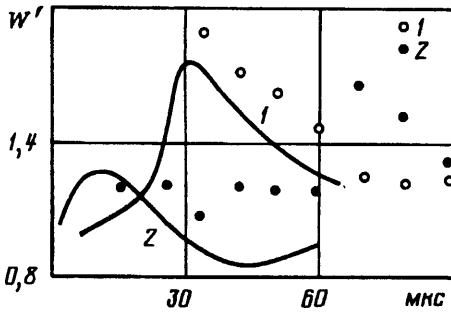


Фиг. 3

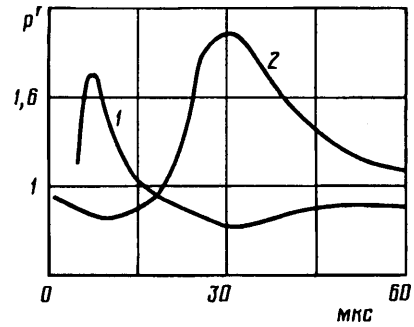
$f$  исходят линии  $Q$ , являющиеся тангенциальными разрывами, вмороженными в поток. Из этого следует, что линии  $C$  являются вторичными ударными волнами. Начало взаимодействия  $C$  и  $S$  фиксируется на теплерограммах в виде точки  $O$ , в которой сходятся тангенциальные разрывы  $Q$ . Вторичные ударные волны  $C$ , возникающие на соседних участках, в процессе распространения по расширяющемуся слою ударно сжатого газа между  $S$  и  $K$  взаимодействуют между собой и отражаются от стенок канала. Линии тангенциального разрыва  $Q$ , возникающие в результате взаимодействия  $C$  и  $S$ , образуют характерную сетку на теплерограммах потока (фиг. 1,  $\lambda = 3,6, 2,4$  и  $1,2$  см).

Характер изменения формы фронта преломленной ударной волны  $S$  для жесткого режима приведен на фиг. 3, где даны результаты численного расчета для ряда моментов времени. На фиг. 4 приведены значения скорости фронта  $S$  вдоль двух сечений:  $y_n$  (точки 1) и  $y_m$  (точки 2),  $W' = W_s/W_s^*$ . Эти результаты получены в опытах при переходе ударной волны с  $M_0 = 2,5$  из гелия в ксенон через  $K_0$  с  $\lambda = 3,6$  см. Начиная с момента  $t_1 = 30$  мкс, теплерограммы регистрируют вторичную волну  $C$  и соответственно точку излома  $f$  (фиг. 3, г). В момент  $t_2$  волна  $C$ , достигнув сечения  $y_n$ , отражается, взаимодействует с волной  $S$ , и увеличивает ее скорость (точки 2, фиг. 4).

Взаимодействие волн  $C$  и  $S$  сопровождается убыванием амплитуды  $a_s$  преломленной ударной волны  $S$ , которая с течением времени стремится принять плоскую форму. Амплитуда контактного разрыва при этом, напротив, увеличи-



Фиг. 4



Фиг. 5

вается. Значения  $da_k(t)/dt$  для жесткого режима взаимодействия оказываются вдвое меньше данных, получаемых с помощью соотношения (1), наблюдается плавное увеличение скорости роста амплитуды контактного разрыва на начальной стадии эволюции (линия 4 на фиг. 2). Жесткий режим наблюдался для  $a_0k > 2$  при  $A = 0,45$ . При увеличении числа Атвуда до 0,92 жесткий режим фиксировался при  $a_0k \approx 0,8$ .

Уменьшение кривизны исходного контактного разрыва  $K_0$  при фиксированном  $A$  изменяет структуру потока между преломленной ударной волной и контактным разрывом. Для таких режимов, именуемых ниже мягкими, теплерограммы не регистрируют описанной выше системы вторичных ударных волн  $S$  и изломов преломленного ударного фронта. Значения скорости фронта  $S$  вдоль сечений  $y_m$  и  $y_n$  в пределах погрешности измерений совпадают со значением  $W_s^*$ , полученным в результате асимптотического расчета.

3. Результаты численного решения. На фиг. 3, а, б, в, г приведены изобары для моментов времени  $t = 1, 7, 30$  и  $50$  мкс, полученные в результате численного решения задачи о переходе ударной волны из гелия в ксенон через волнообразный контактный разрыв  $K_0$  ( $\lambda = 3,6$  см,  $p_0 = 0,5$  атм,  $M_0 = 2,5$ ). Около линий числами дано давление в атмосферах.

С целью сокращения вычислений расчет ограничивался участком  $0 < y < 1,8$  см. Система координат и расположение  $S_0$  и  $K_0$  в  $t = 0$  приведены на фиг. 1, а. Решение в области  $1,8 < y < 3,6$  см получается с помощью зеркального отображения решения для  $0 < y < 1,8$  см относительно сечения  $y_m = 1,8$  см.

Расчет проведен для жесткого режима. Результаты асимптотического расчета имеют следующие значения:  $c_1^* = 2075$  м/с,  $c_2^* = 427$  м/с,  $p^* = 9,27$  атм,  $u^* = 497$  м/с,  $T_1^* = 1242$  К,  $T_2^* = 1732$  К,  $W_R^* = 975$  м/с,  $W_s^* = 707$  м/с ( $c_1$  и  $c_2$  — скорости звука, индексы 1 и 2 относятся к параметрам в гелии и ксеноне соответственно).

Процесс дифракции падающей ударной волны  $S_0$  на исходном контактном разрыве  $K_0$  завершается в  $t = 4$  мкс (между фиг. 3, а и б) образованием криволинейных преломленной  $S$  и отраженной  $R$  ударных волн. Поток ксенона, входящий в  $S$ , отклоняется к сечению  $y_m = 1,8$  см и, встречаясь с аналогичным потоком, возникающим на участке  $1,8 < y < 3,6$  см, образует в окрестности сечения  $y_m$  область высокого давления  $P_2$  (фиг. 3, в). Поток гелия, втекающий в  $R$ , образует область высокого давления  $P_1$  в окрестности сечения  $y_n = 0$  (фиг. 3, б).

Значения максимальной величины давления в сечениях  $y_n$  и  $y_m$  за фронтами  $R$  и  $S$ ,  $p' = p/p^*$ , даны соответственно линиями 1 и 2 на фиг. 5. К  $t = 7$  мкс в гелии завершается образование области высокого давления  $P_1$ , характерный размер которой около 0,5 см (на уровне половины максимального значения давления). В последующем эта область «растается», при этом по гелию распространяется волна сжатия  $C_1$ , на фронте которой наблюдается большой градиент

давления. В области взаимодействия этой волны  $C_1$  с фронтом  $R$  образуется излом последнего. Аналогичная картина наблюдается в ксеноне: здесь в области высокого давления  $P_2$  максимальная величина давления достигается к 30 мкс. Образующийся в ксеноне фронт волны давления  $C$ , перемещаясь вдоль фронта  $S$ , вызывает излом последнего (окрестность точки  $f$ , фиг. 3,  $z$ ). В результате амплитуда  $a_s(t)$  уменьшается. За время  $\tau = \lambda(c_2)^{-1}$  величина  $a_s$  уменьшается в 2 раза.

Области высокого давления  $P_1$  и  $P_2$ , образующиеся за  $R$  и  $S$ , приводят к формированию потоков в окрестности контактного разрыва  $K$ . При этом амплитуда  $a_k(t)$  возрастает с течением времени. Увеличение  $a_k(t)$  продолжается и после завершения «расплывания» областей высокого давления ( $p \approx 1$ ). На поздних стадиях ( $t \sim 70$  мкс) расчет дает образование вихревого течения в окрестности острия струй (сечение  $u_m$ ).

4. Обсуждение полученных результатов. Результаты численного решения, приведенные на фиг. 3,  $z$ , сопоставлены с результатами обработки теплерограммы. Исходные условия эксперимента и расчета совпадают. Линии  $S^e$ ,  $C$ ,  $Q$  и область  $K^e$  — положения фронта преломленной ударной волны, вторичных ударных волн, тангенциальных разрывов и области контакта — зарегистрированы экспериментально в момент  $t = 47$  мкс. Данные расчета относятся к  $t = 50$  мкс. Значения амплитуды контактной области  $K$ , получены в результате расчета, согласуются с результатами эксперимента. Однако сужение струи тяжелой среды в легкую на теплерограмме оказывается большим, чем это дает расчет. Положение фронта преломленной ударной волны  $S$ , включая точку излома  $f$ , наблюдаемое экспериментально и полученное в расчете, удовлетворительно совпадают между собой. Фронт вторичной ударной волны  $C$ , регистрируемый на теплерограмме, располагается внутри занимаемой волной сжатия области, полученной в расчете.

Наблюдаемая экспериментально эволюция преломленного ударного фронта  $S$ , сопоставлялась с полученной в расчете по значениям скорости движения  $S$  вдоль сечений  $u_m$  и  $u_n$  (фиг. 4).

Как видно, использованная математическая модель дает удовлетворительное описание основных характеристик неустойчивости Рихтмайера — Мешкова вплоть до переходной стадии. Выполненные расчеты ограничивались интервалом времени до 70 мкс.

Сравнительно большая скорость звука в гелии приводит к более раннему, чем в ксеноне, образованию области высокого давления (фиг. 5) и, следовательно, более быстрому «расплыванию» ее. Благодаря этому давление, действующее со стороны гелия на ксенон, выравнивается значительно раньше. Наоборот, область высокого давления в ксеноне оказывает более длительное и более сосредоточенное воздействие на контактный разрыв в области внедрения ксенона в гелий. Это обстоятельство приводит к формированию сужающейся струи, область внедрения гелия в ксенон расширяется образуя пузырь.

В работах [2, 3], посвященных изучению возбуждения неустойчивости Рихтмайера — Мешкова, исследовалась малая кривизна исходного контактного разрыва  $a_0 k < 1$ . При этом использовались ударные волны малой интенсивности: число Маха падающих ударных волн варьировалось от 1,2 до 1,6. В этом случае эволюция контактного разрыва начиналась с линейной стадии, для которой форма контактного разрыва на начальной стадии эволюции оставалась подобной форме исходного контактного разрыва, а скорость роста амплитуды  $da_k/dt$  сохранялась постоянной и величина ее определялась соотношением (1).

В настоящей работе были использованы контактные разрывы, для которых  $a_0 k$  изменялось от 0,8 до 8,0. Было обнаружено, что для  $a_0 k = 0,8$  и  $A \sim 0,2$  характер развития неустойчивости контактного разрыва (мягкий режим) начинается с линейной стадии и характеристики ее совпадают с найденными в [2, 3]. При увеличении кривизны контактного разрыва  $a_0 k > 2$  и  $A > 0,2$  характер начальной

стадии процесса изменяется. Отличительная особенность этого режима, названного в настоящей работе жестким, следующая: в потоке между фронтом преломленной ударной волны и контактной поверхностью распространяются вторичные ударные волны. Скорость изменения амплитуды контактного разрыва  $da_k/dt$  на начальной стадии постепенно возрастала, но ее максимальная величина на этой стадии остается приблизительно вдвое меньше значения, определяемого соотношением (1). Формирование струй и пузырей наблюдалось уже на начальной стадии эволюции контактного разрыва, а линейная стадия, описанная для мягкого режима, не реализовывалась. Последующая эволюция контактного разрыва для жесткого режима качественно сходна с развитием мягкого режима. Однако длительность нелинейной и переходной стадий существенно сокращается с ростом  $a_0k$ . Это вызвано изменением характера дифракции. Для контактных разрывов, имеющих малую кривизну  $a_0k < 1$  и  $A < 0,2$ , дифракция  $S_0$  на  $K_0$  носит регулярный характер [6]. При увеличении угла  $\alpha$  между нормалью к фронту падающего ударного фронта  $S_0$  и нормалью к контактному разрыву  $K_0$  в точке взаимодействия характер дифракции будет изменяться. Для малых значений угла  $\alpha$  в точке взаимодействия  $S_0$  с  $K_0$  реализуется пересечение падающей и отраженной ударных волн, исходного контактного разрыва  $K_0$  и преломленного контактного разрыва  $K$ . При увеличении угла  $\alpha$  в точке взаимодействия падающей ударной волны и исходного контактного разрыва реализуется маховская конфигурация. Дальнейшее увеличение угла  $\alpha$  сопровождается заменой отраженной ударной волны волной сжатия, а затем — волной разрежения.

Увеличение кривизны интенсифицирует процесс эволюции контактного разрыва. Время образования максимумов высокого давления  $t_1$  и  $t_2$  уменьшается, а амплитуда возрастает. В результате сокращается время перехода к турбулентной стадии. Для перехода ударной волны из гелия в ксенон через  $K_0$  с  $\lambda = 0,8$  см уже на 7 мкс образуется вихревая структура на острие струи. Скорость изменения протяженности области перемешивания на заключительной турбулентной стадии в пределах погрешности измерений не зависит от начальных условий взаимодействия  $S_0$  с  $K_0$ , значений  $\lambda$  и  $A$ .

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Дьяков С. П. Об устойчивости ударных волн // ЖЭТФ. 1954. Т. 27. № 3. С. 288—295.
2. Белоцерковский О. М., Демченко В. В., Косарев В. И., Холодов А. С. Численное моделирование некоторых задач лазерного сжатия оболочки // Журн. вычисл. математики и мат. физики. 1978. Т. 18. № 2. С. 420—444.
3. Richtmayer R. D. Taylor instability in shock acceleration of compressible fluids. // *Communs Pure and Appl. Math.* 1980. V. 13. № 2. P. 297—319.
4. Мешков Е. Е. Неустойчивость границы раздела двух газов, ускоряемой ударной волной // Изв. АН СССР. МЖГ. 1969. № 5. С. 151—158.
5. Мешков Е. Е. Некоторые результаты экспериментальных исследований гравитационной неустойчивости границ раздела сред разной плотности // Исследование гидродинамической устойчивости с помощью ЭВМ. М., 1981. С. 163—190.
6. Henderson L. F. On expansion waves generated by the refraction of a plane shock at a gas interface // *J. Fluid Mech.* 1967. V. 30. № 2. P. 385—402.

Москва

Поступила в редакцию  
25.VI.1991