

6. Киселев Ю. Н. Полный выход излучения с фронта сильных ударных волн в инертных газах.— В кн.: Горение и взрыв в Космосе и на Земле. М.: изд. ВАГО, 1980.
7. Киселев Ю. Н. Исследование излучения сильных ударных волн в инертных газах в широком спектральном диапазоне.— В кн.: Тр. IV Всесоюз. конф. «Динамика излучающего газа». М.: МГУ, 1981, т. 1.
8. Киселев Ю. Н. Излучательные свойства сильной ударной волны в неоне.— ПМТФ, 1983, № 1.
9. Ельяшевич М. А., Боровик Ф. Н., Каськова С. И. и др. Термодинамические функции и коэффициенты поглощения плазмы висмута и ксенона при температурах до 30 эВ.— В кн.: Тр. IV Всесоюз. конф. «Динамика излучающего газа». М.: МГУ, 1981, т. 1.
10. Бергельсон В. И., Немчинов И. В. Об излучении, возникающем при ударе о преграду слоя газа с очень большими скоростями.— ПМТФ, 1978, № 6.
11. Немчинов И. В., Шувалов В. В. Излучение сильных ударных волн, выходящих на границу с вакуумом.— ДАН СССР, 1980, т. 253, № 4.
12. Немчинов И. В., Трубецкая И. А., Шувалов В. В. Сферический взрыв с интенсивным излучением в ограниченном облаке газа.— ДАН СССР, 1984, т. 276, № 4.
13. Yabe T., Mochizuki T. Impact radiative fusion concept.— Jap. J. Appl. Phys., 1983, v. 22, N 4.
14. Войтенко А. Е. Получение газовых струй большой скорости.— ДАН СССР, 1964, т. 158, № 6.
15. Киселев Ю. Н., Самонин К. Л., Христофоров Б. Д. Параметры струи взрывного газового компрессора.— ПМТФ, 1981, № 3.
16. Камруков А. С., Козлов Н. П., Протасов Ю. С. Исследование процессов ударного торможения гиперзвуковых потоков плотной плазмы.— ТВТ, 1978, т. 16, № 6.
17. Афанасьев Ю. В., Басов Н. Г., Крохин О. Н. и др. Взаимодействие мощного лазерного излучения с плазмой.— Итоги науки и техники, 1978, т. 17.
18. Obenshain S. P., Whitlock R. R., Mc. Lean E. M. et al. Uniform ablative acceleration of targets by laser irradiation at  $10^{14}$  W/cm<sup>2</sup>.— Phys. Rev. Lett., 1983, v. 50, N 1.
19. Бавыкин М. В. Электронный термоядерный синтез.— Итоги науки и техники. Физика плазмы, 1981, т. 2, ч. 2.
20. Бакулин Ю. Д., Лучинский Л. В. Оценки возможности получения высоких плотностей потока энергии при электровзрыве цилиндрических оболочек.— ПМТФ, 1980, № 1.
21. Манзон Б. М. Ускорение макрочастиц для управляемого термоядерного синтеза.— Успехи физ. наук, 1981, т. 134, № 4.
22. Winterberg F. Black body radiation imploded inside a small cavity as an inertial confinement fusion driver.— Z. Physik A — Atoms and Nuclei, 1980, v. 296, N 1.
23. Mochizuki T., Sakabe Sh., Yamanaka Ch. X-ray geometrical smoothing effect in indirect X-ray-drive implosion.— Jap. J. Appl. Phys., 1983, v. 22, N 2.

Поступила 14/II 1985 г.

УДК 533.6 : 519.6

## ГАЗОДИНАМИЧЕСКИЙ МЕХАНИЗМ ОГРАНИЧЕНИЯ ДАВЛЕНИЯ ЗА ФОКУСИРУЮЩИМИСЯ УДАРНЫМИ ВОЛНАМИ

А. В. Потапкин, Ю. Н. Юдинцев  
(Новосибирск)

Во многих газодинамических явлениях приходится рассматривать поведение ударных волн (УВ) с фронтами, вогнутыми в направлении распространения. Распространение таких УВ сопровождается увеличением их интенсивности, максимум которой достигается в области, определяемой как зона фокусировки. В случае слабых УВ, число Маха которых  $M_c \sim 1,0$ , простейшее описание динамики вогнутых в направлении распространения фронтов может быть сделано на основе геометрической акустики [1]. В соответствии с геометрической акустикой УВ выходят из геометрического фокуса в виде пересеченных «петлеобразных» фронтов. Особенностью геометрической акустики является то, что она не учитывает нелинейности в скорости распространения волновых фронтов при усилении УВ в процессе фокусирования и предсказывает неограниченный рост интенсивности УВ на огибающих акустических лучей (каустиках). Качественно другую картину динамики для УВ средней интенсивности дает теория [2]. Усиление вогнутых в направлении распространения участков УВ и ослабление выпуклых участков приводят к тому, что разные участки фронта УВ распространяются с различными скоростями. Происходит спрямление фронта УВ, траектории движения элементов фронта становятся криволинейными и не пересекаются, а интенсивность УВ остается конечной.

Экспериментальные исследования динамики УВ с вогнутыми в направлении распространения фронтами [3] позволили выделить основные типы

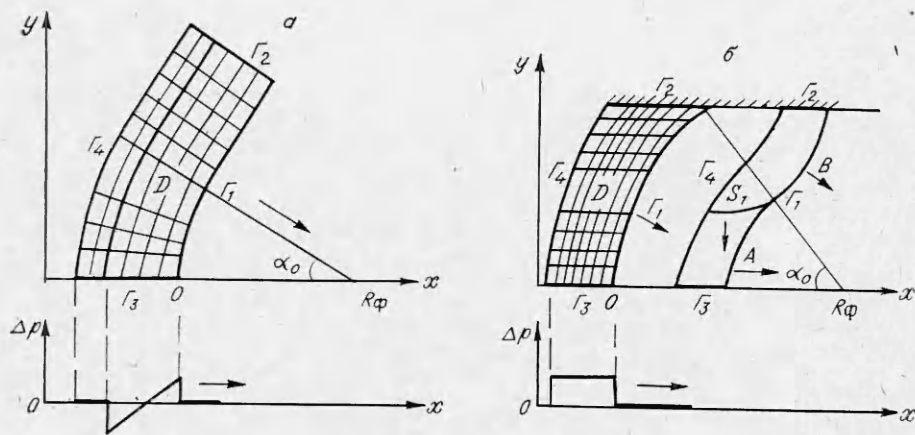


Рис. 1.

конфигураций УВ в зоне фокусирования. На основе анализа прямотеневых снимков структуры течения газа за УВ и измерения давления в поле за фронтами УВ сделан вывод, что ограничение интенсивности таких УВ при фокусировании осуществляется за счет понижения давления в волнах разрежения, распространяющихся вдоль фронта фокусирующейся УВ. В [4] фокусировка слабых УВ изучалась аналитически. Задача сведена к решению волнового уравнения в специальной деформированной системе координат. Сделан вывод, что причина ограничения роста интенсивности фокусирующихся УВ есть рефракция УВ. Недостаток работы — сильное ограничение, накладываемое на форму фронтов УВ.

В данной работе исследование динамики ударных волн выполнялись численно на примере двух задач о распространении УВ с вогнутыми фронтами в неограниченном пространстве и в канале с твердыми стенками. В качестве исходной взята система двумерных нестационарных уравнений газовой динамики, описывающая движение невязкого и нетеплопроводного газа в областях пространства, где параметры газа непрерывны:

$$\partial \bar{a} / \partial t + \partial \bar{b} / \partial x + \partial \bar{c} / \partial y = -\bar{v} \bar{d} / y.$$

Здесь

$$\bar{a} = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ e_0 \end{bmatrix}; \quad \bar{b} = \begin{bmatrix} \rho u \\ p + \rho u^2 \\ \rho uv \\ (e_0 + p)u \end{bmatrix}; \quad \bar{c} = \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ p + \rho v^2 \\ (e_0 + p)v \end{bmatrix}; \quad \bar{d} = \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ \rho v^2 \\ (e_0 + p)v \end{bmatrix};$$

$t$  — время;  $x, y$  — ортогональные координаты;  $\rho$  — плотность газа;  $u, v$  — компоненты скорости газа по  $x, y$  соответственно;  $p$  — давление газа;  $e_0 = \rho e + \rho(u^2 + v^2)/2$  — полная энергия газа. Система уравнений замыкалась уравнением состояния политропного газа  $e = p/[(\gamma - 1)\rho]$  ( $\gamma$  — показатель адиабаты газа — в расчетах принимался равным 1,4). Параметр  $\nu$  принимал значения 0 и 1, что соответствует плоской и осевой симметрии. Решение системы уравнений находилось в подвижной области  $D$ , перемещающейся в пространстве  $xOy$  (рис. 1). Конфигурация области с течением времени определялась движением границ. В качестве границ области расчета задавались:  $\Gamma_1$  — фронт УВ;  $\Gamma_3$  — ось (плоскости) симметрии;  $\Gamma_2$  — граница в потоке газа, достаточно далеко вынесенная от  $\Gamma_3$  (рис. 1, а), или твердая стенка трубы (канала) (рис. 1, б);  $\Gamma_4$  — подвижная поверхность за хвостовым скачком (рис. 1, а) или некоторая поверхность, перемещающаяся за  $\Gamma_1'$  (рис. 1, б, где  $A$  — фокусирующийся участок ударной волны  $\Gamma_1$ ,  $B$  — дифрагированная УВ,  $S_1$  — фронт течения разрежения, распространяющийся от стенки к оси (плоскости) симметрии). В начальный момент времени в области  $D$  определялись все параметры га-

за. Для геометрии течения, показанной на рис. 1, а, давление на УВ постоянное вдоль  $\Gamma_1$  и профиль волны разрежения линейный вдоль нормали к  $\Gamma_1$ . В случае, изображенном на рис. 1, б, в начальный момент времени считалось, что  $\Gamma_1$  — сферическая (цилиндрическая) диафрагма, разделяющая два состояния покоящегося газа. При этом предполагалось, что давление газа за диафрагмой  $\Gamma_1$  больше давления перед ней и температура газа всюду одинаковая. Параметры газа перед фронтом УВ задавались постоянными.

После мгновенного удаления диафрагмы по газу справа распространяется ударная волна  $\Gamma_1$  с криволинейным фронтом. На  $\Gamma_1$  требовалось выполнение условий ударного перехода, на  $\Gamma_3$  ставилось условие симметрии потока газа относительно этой границы, на твердой стенке — условие непротекания, на границе  $\Gamma_2$  (рис. 1, а) — условие  $\partial\psi/\partial\bar{n} = 0$  ( $\psi$  — любой параметр газа,  $\bar{n}$  — внешняя нормаль к границе  $\Gamma_2$ ). Такое же условие ставилось на  $\Gamma_4$  для первой задачи, а для второй задачи (рис. 1, б) требовалось, чтобы нормальная скорость перемещения  $\Gamma_4$  была не меньше, чем скорость распространения местных возмущений в потоке газа перед  $\Gamma_4$ , что позволило задавать на  $\Gamma_4$  параметры газа, которые насчитываются в потоке перед  $\Gamma_4$ .

Численный алгоритм решения поставленных задач основан на явной разностной схеме [5] в подвижной разностной сетке, связанной с явно выделяемым в процессе счета фронтом ударной волны  $\Gamma_1$ . Алгоритм расчета описан в [6], а результаты параметрических исследований содержатся в [7]. При расчетах течений в трубах (каналах) (рис. 1, б) использовались неравномерные разностные сетки, подстраивающиеся под структуру течения и обеспечивающие приемлемую точность расчетов [8].

Как показали экспериментальные [3] и численные исследования [7], основными параметрами, определяющими поведение интенсивности УВ в зоне фокуса, являются угол схождения УВ  $\alpha_0$  (см. рис. 1) и ее начальная относительная интенсивность  $\Delta p_0/p_0$  ( $p_0$  — давление в газе перед  $\Gamma_1$ ,  $\Delta p_0$  — начальная амплитуда избыточного давления на УВ).

Наличие на исходной УВ точки разрыва кривизны фронта (а) или твердой стенки в потоке газа (б) приводит к формированию возмущений, распространяющихся вдоль фронта  $\Gamma_1$ . На прямую зависимость процесса фокусирования УВ от структуры течения за ней указывают результаты экспериментов [3]. Поэтому выполнен ряд расчетов с целью выяснения особенностей течения газа за фокусирующимися УВ. На рис. 2 представлены фрагменты течения за УВ вблизи стенки трубы для начальных параметров  $\Delta p_0/p_0 = 0,1$  и  $\alpha_0 = 30^\circ$ , показаны положения  $\Gamma_1$  для значений  $x/R_\Phi = 0,3; 0,42$  (а, б), где  $R_\Phi$  — фокальное расстояние (см. рис. 1),  $y_{ст}$  — координата стенки. Приведены профили давления за  $\Gamma_1$  в направлении  $Ox$ . Для  $x/R_\Phi = 0,3$ ; дано положение фронта волны разрежения  $S_1$ , распространяющейся от стенки к оси симметрии. Причина появления течения разрежения — дифракция  $\Gamma_1$  на стенке, в результате чего вблизи стенки УВ становится выпуклой в направлении распространения. Профили давления свидетельствуют об образовании волны сжатия  $C_1$ , распространяющейся вслед за  $\Gamma_1$ . Появление волны сжатия объясняется отражением волны разрежения от УВ  $\Gamma_1$ .

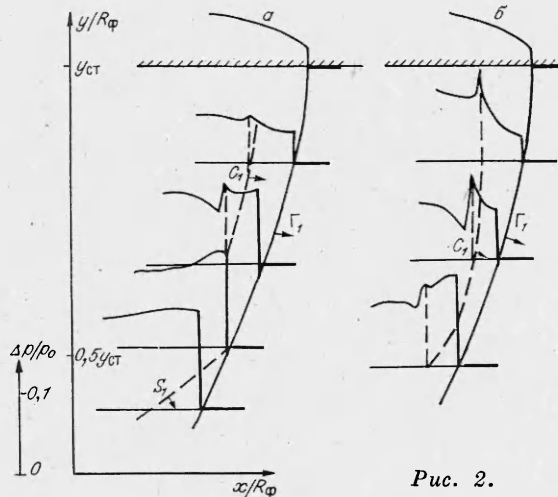


Рис. 2.

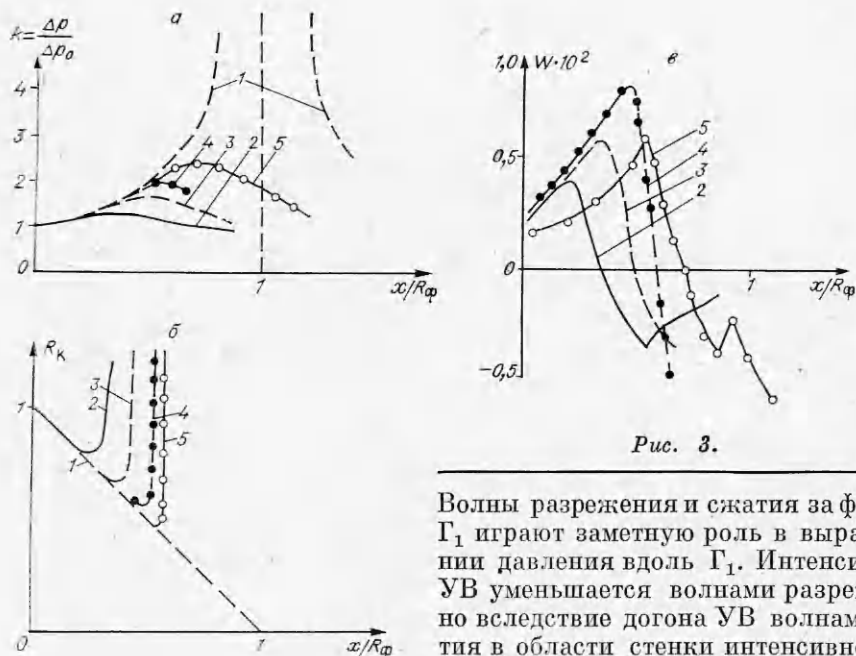


Рис. 3.

Волны разрежения и сжатия за фронтом  $\Gamma_1$  играют заметную роль в выравнивании давления вдоль  $\Gamma_1$ . Интенсивность УВ уменьшается волнами разрежения, но вследствие догона УВ волнами сжатия в области стенки интенсивность  $\Gamma_1$  возрастает.

Разрыв кривизны исходного фронта также приводит к формированию течения разрежения вдоль фокусирующего участка УВ.

Нелинейность процесса фокусирования для слабых УВ ( $\Delta p_0 \ll p_0$ ) хорошо прослеживается при численных расчетах. На рис. 3 представлены зависимость коэффициента усиления УВ  $k = \Delta p / \Delta p_0$ , радиуса кривизны фронта  $R_\kappa$  и ускорения УВ  $W$  на оси симметрии от пройденного УВ расстояния в направлении к геометрическому фокусу (для случая, изображенного на рис. 1, б). Точка  $x/R_\phi = 0$  отвечает начальному положению УВ, а  $x/R_\phi = 1$  — геометрическому фокусу; линии 1 — решение геометрической акустики, 2—5 — численные решения, полученные соответственно для  $\alpha_0 = 8^\circ$ ,  $\Delta p_0/p_0 = 0,1$ ;  $\alpha_0 = 12^\circ$ ,  $\Delta p_0/p_0 = 0,1$ ;  $\alpha_0 = 16^\circ$ ,  $\Delta p_0/p_0 = 0,1$ ;  $\alpha_0 = 16^\circ$ ,  $\Delta p_0/p_0 = 0,05$ .

Поведение кривых 2—5 указывает на одинаковый характер протекания процессов фокусирования УВ для заданных параметров  $\alpha_0$  и  $\Delta p_0/p_0$ . Из рис. 3 видно, что, начиная с некоторых значений  $x/R_\phi$ , кривые 2—5 расходятся с линиями 1 и  $W$  принимает при этом максимальное значение. Анализ полей течения показал, что в эти моменты времени фронт течения разрежения  $S_1$  при распространении вдоль фронта  $\Gamma_1$  достигает оси симметрии. При дальнейшем распространении ударных волн коэффициент усиления  $k$  достигает максимального значения, а  $W = 0$ . Таким образом, весь процесс фокусирования можно разбить на ряд последовательных этапов. Первый этап начинается в начальный момент времени и заканчивается, когда  $S_1$  достигает оси симметрии еще до прихода ударной волны  $\Gamma_1$  в геометрический фокус, что является следствием нелинейности в распространении возмущений за фронтом фокусирующегося скачка. Совпадение кривых 2—5 с линиями 1 (см. рис. 3, а и б) на этом этапе указывает, что процесс усиления участка ударной волны  $\Gamma_1$ , заключенного между  $S_1$  и осью симметрии, происходит в соответствии с геометрической акустикой. С момента прихода  $S_1$  на ось симметрии начинается второй этап, который заканчивается в зоне максимального значения коэффициента усиления. Поведение кривых 2—5 на рис. 3, б свидетельствует о том, что с этого момента радиус кривизны фронта УВ  $R_\kappa$  на оси симметрии быстро возрастает и становится бесконечно большим, т. е. происходит спрямление фронта УВ и на оси симметрии фронт волны становится плоским.

Анализ полей течения за  $\Gamma_1$ , распределения  $\alpha(y)$  и  $\Delta p/p_0$  вдоль фронта  $\Gamma_1$  показал, что на этом этапе происходит формирование маховской кон-

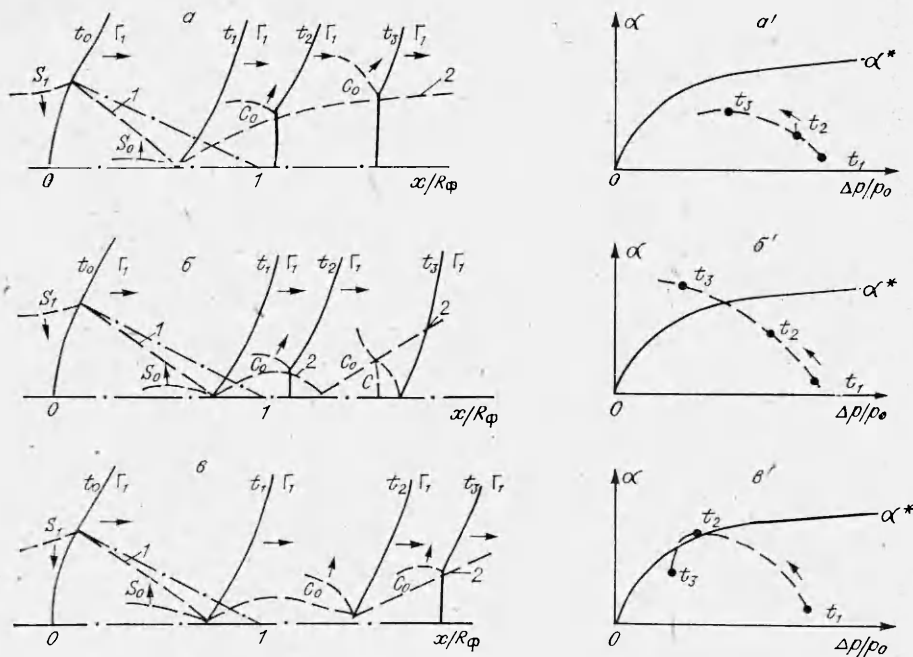


Рис. 4.

фигурации УВ ( $\alpha(y)$  — угол между осью  $Oy$  и касательной к фронту ударной волны  $\Gamma_1$ ). Из рис. 3, *a* видно, что на этапе формирования маховской конфигурации УВ продолжается рост интенсивности УВ на оси симметрии. Такое поведение коэффициента усиления объясняется особенностями маховского отражения УВ при нестационарных условиях. Коэффициент отражения при маховской конфигурации УВ определяется углом наклона и интенсивностью падающей УВ. В нашем случае с момента времени прихода  $S_1$  на ось симметрии на УВ можно выделить падающую УВ и ножку Маха. Возмущения, распространяющиеся вдоль падающей волны, формируют распределение интенсивности и угла наклона фронта скачка  $\alpha(y)$ , что в свою очередь определяет коэффициент отражения УВ на оси симметрии.

Таким образом, имеется два нелинейных процесса, протекающих одновременно. В рассматриваемых задачах из-за понижения давления волнами разрежения происходит уменьшение интенсивности падающей УВ, с другой стороны, интенсивность ножки Маха вблизи оси симметрии растет вследствие увеличения угла наклона падающего скачка. Соотношение этих двух процессов определяет поведение коэффициента усиления  $k$ , который увеличивается, если коэффициент отражения УВ растет быстрее, чем происходит уменьшение интенсивности падающей УВ волнами разрежения. Результаты, представленные на рис. 3, подтверждают, что протяженность этого этапа усиления УВ зависит от начальных параметров задачи ( $\Delta p_0/p_0$  и  $\alpha_0$ ). Например, сравнение кривых 2—4 показывает, что протяженность этапа усиления УВ при формировании маховской конфигурации может быть затянута, если уменьшать угол схлопывания  $\alpha_0$  при фиксированном значении  $\Delta p_0/p_0$  или уменьшать  $\Delta p_0/p_0$  при фиксированном  $\alpha_0$  (из сравнения кривых 4 и 5).

Таким образом, по результатам численных расчетов сделан вывод, что на втором этапе процесса фокусирования интенсивность УВ в фокальной зоне определяется структурой маховского отражения УВ. Однако, как следует из экспериментальных данных [3], в зависимости от начальных параметров УВ за зоной фокусирования могут возникать волновые структуры с регулярным взаимодействием УВ. Подобное разнообразие структур в зоне фокусирования и за ней объясняется, как и выше, особенностями

нестационарного отражения УВ от оси симметрии. На рис. 4, *a* — *в* представлены схемы волновых структур, построенные по результатам расчетов и экспериментов [3], при изменении начальных параметров фокусирующегося скачка; линия 1 — траектория точки пересечения фронта ударной волны  $\Gamma_1$  с фронтом возмущения  $S_1$ , распространяющимся вдоль  $\Gamma_1$ ,  $S_0$  — фронт возмущения после отражения от оси симметрии, 2 — траектория тройной точки,  $C_0$  — отраженная ударная волна,  $C$  — волна сжатия за отраженной ударной волной  $C_0$ . Общее на этих схемах — образование маховской конфигурации УВ в момент времени  $t_1$ , когда фронт волны возмущения  $S_1$  достигает оси симметрии; с течением времени эта картина отражения может сохраняться и развиваться (*a*), переходить в схему с регулярным отражением ударной волны  $\Gamma_1$  (*б*), либо может возникать промежуточная волновая структура (*в*).

Переход от маховского отражения к регулярному, и наоборот, происходит при критических углах наклона падающего скачка, величина которого зависит от интенсивности скачка  $\Delta p/p_0$ . Значения критических углов при отражении слабых УВ от жесткого клина определены экспериментально и аналитически в [9, 10]. На рис. 4, *a'* — *в'* схематично представлена зависимость критического угла  $\alpha^*$  от  $\Delta p/p_0$  и показано возможное поведение угла наклона и интенсивности падающего скачка  $\Gamma_1$  в процессе отражения для каждой из приведенных схем. Здесь область  $\alpha < \alpha^*$  соответствует области существования маховского отражения, а при  $\alpha > \alpha^*$  — регулярного отражения. Моменты времени  $t_1$ ,  $t_2$  и  $t_3$  соответствуют положениям скачков на схемах слева. Как уже отмечалось, в процессе фокусирования интенсивность и угол наклона падающего скачка изменяются под действием возмущений, распространяющихся вдоль фронта скачка  $\Gamma_1$ . В момент времени  $t_1$  формируется маховская конфигурация скачков, поскольку, как показано на рис. 4, угол падения  $\alpha$  близок к нулю. В дальнейшем, если угол падения остается меньше критического значения  $\alpha^*$ , то всегда существует маховская конфигурация УВ, как на рис. 4, *a*. В [11] экспериментально подтверждена применимость теории динамики скачков [2] для расчета маховского отражения УВ средней интенсивности ( $\Delta p_0 \sim p_0$ ) будет хорошо описываться указанной теорией.

Если в процессе отражения угол наклона падающего скачка быстро возрастает, что имеет место при больших углах схождения, то маховская конфигурация начинает перерождаться в регулярную схему отражения, которая возникает и развивается с момента, соответствующего  $\alpha > \alpha^*$  (рис. 4, *б*).

Наконец, возможна и промежуточная волновая структура, которая обнаружена экспериментально [3]. Здесь этап перерождения маховской конфигурации в регулярную не заканчивается, поскольку кривая зависимости  $\alpha(\Delta p/p_0)$  для падающего скачка после момента  $t_2$  вновь возвращается в область существования маховской конфигурации скачков (рис. 4, *в*).

Для иллюстрации предложенных схем на рис. 5 приведены поля изобар за ударной волной  $\Gamma_1$ , построенные по результатам расчетов. На рис. 5, *a* представлена типичная картина развившейся маховской конфигурации УВ (соответствует рис. 4, *a*,  $\Delta p_0/p_0 = 1,5$ ,  $\alpha_0 = 45^\circ$  [6]) после прохождения ударной волны  $\Gamma_1$  далеко за геометрический фокус. Падающая волна и волна Маха выделены явно (фронт  $\Gamma_1$ ), а положение отраженной волны  $C_0$  определяется сгущением изолиний  $\Delta p/p_0 = \text{const}$ . Рис. 5, *б* соответствует рис. 4, *б* с начальными параметрами  $\Delta p_0/p_0 = 10^{-2}$ ,  $\alpha_0 = 20^\circ$ . Поведение изолиний  $10^2 \Delta p/p_0 = \text{const}$  позволяет определить положение отраженной волны  $C_0$  в картине регулярного отражения, положение скачка  $C_1$ , сформировавшегося за  $\Gamma_1$  в результате отражения волны разрежения от ударной волны  $\Gamma_1$  (см. рис. 2), и волну сжатия  $C$ . Расшифровка картины течения дана штриховыми линиями.

Рассмотрены особенности поведения амплитуды фокусирующейся УВ и волновые конфигурации в зоне фокусирования для простейших случаев вогнутых фронтов с постоянной исходной кривизной и интенсивностью.

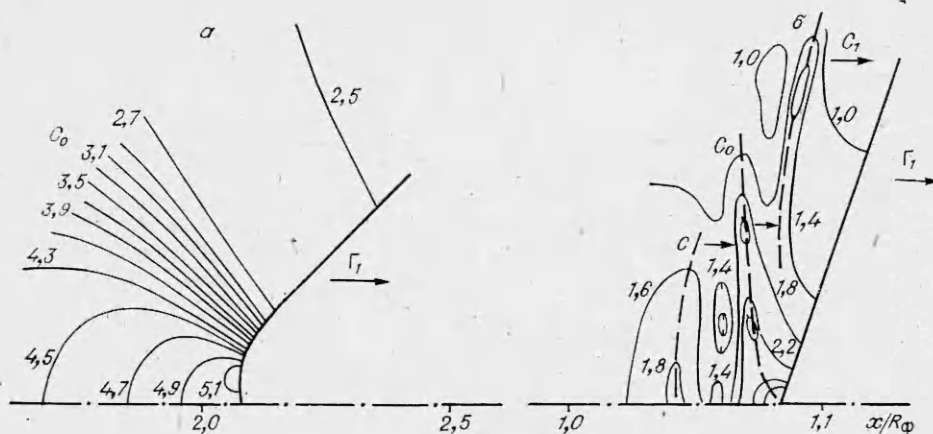


Рис. 5.

В реальных ситуациях причины возникновения вогнутых фронтов могут быть весьма разнообразные (неоднородность потока, рефракция, отражение, нестационарность распространения и т. п.), но динамика их в процессе фокусирования будет содержать те основные элементы, которые обсуждены выше.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Фридендер Ф. Звуковые импульсы. М.: ИЛ, 1962.
2. Whitham G. V. A new approach to problems of shock dynamics. Pt 1. Two-dimensional problems.— J. Fluid Mech., 1957, v. 2, pt 2.
3. Sturtevant B., Kulkarny V. A. The focusing of weak shock waves.— J. Fluid Mech., 1976, v. 73, pt 4.
4. Obermeier F. On the propagation of weak and moderately strong, curved shock waves.— J. Fluid Mech., 1983, v. 129.
5. Численное решение многомерных задач газовой динамики/Под ред. С. К. Годунова. М.: Наука, 1976.
6. Потапкин А. В., Рудаков А. И. О численном подходе к исследованию фокусировки ударных волн.— Межвузовский сб. Красноярск, 1979.
7. Потапкин А. В., Рудаков А. И., Юдинцев Ю. Н. Численное исследование фокусировки ударных волн.— ЧММСС, 1979, т. 10, № 3.
8. Потапкин А. В. Об использовании сгущающихся сеток в расчетах течений с большими градиентами.— ЧММСС, 1983, т. 14, № 3.
9. Рыжов О. С., Христианович С. А. О нелинейном отражении слабых ударных волн.— ИММ, 1958, т. 22, вып. 5.
10. Заславский Б. И., Сафаров Р. А. О подобии течений, возникающих при отражении слабых ударных волн от жесткой стенки и свободной поверхности.— ФГВ, 1973, т. 9, № 4.
11. Баженова Т. В., Гвоздева Л. Г. Нестационарные взаимодействия ударных волн. М.: Наука, 1977.

Поступила 3/IX 1984 г.

УДК 519.3 — 534.222.2

### ОПТИМАЛЬНОЕ УПРАВЛЕНИЕ ОДНОМЕРНЫМ УДАРОМ ПО НЕОДНОРОДНОМУ ПОРИСТОМУ МАТЕРИАЛУ

Э. И. Андрианкин, А. Л. Глебов

(Москва)

Распространение сильной ударной волны по пористому материалу имеет место при использовании последнего для защиты от удара или взрыва, а также в порошковой металлургии при динамическом формировании пористых металлов и металлических порошков ударом или взрывом [1]. При этом часто возникает необходимость оптимизации тех или иных конструкций или процессов [2]. В данной работе на основе теоретического анализа одномерного удара по неоднородному пористому материалу поставлен ряд задач оптимального управления, а также приводится решение задачи об оптимизации неоднородной пористой преграды по отношению к кинетической энергии.