

01;03

©1995 г.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ УДАРНЫХ И ДЕТОНАЦИОННЫХ ВОЛН С ЭНТРОПИЙНЫМИ СЛОЯМИ

А.М.Лашин, А.Ю.Стариковский

Московский физико-технический институт,
111700, Долгопрудный, Московская область, Россия
(Поступило в Редакцию 14 июня 1994 г.)

Получен аналитический критерий оценки порога перестройки режима взаимодействия ударных волн с энтропийными слоями, позволяющий выделить режимы, соответствующие автомодельному устойчивому взаимодействию ударных и детонационных волн с энтропийными слоями. Показана неприменимость критерия Марка-Гриффитса для оценки порога перестройки течения. Численным моделированием установлен вихревой характер течения газа в зоне накопления за фронтом ударной волны.

Введение

Интерес к проблеме распространения ударных волн в неоднородных средах связан как с изучением динамических характеристик ударных волн, возникающих при мощных наземных взрывах, так и с задачами изменения режима обтекания летящих со сверхзвуковыми скоростями тел, стабилизацией и управлением детонационным горением.

Взаимодействие ударных волн с динамическим пограничным слоем интенсивно изучалось во многих работах [1-5]. Обнаружено, что возможны два режима такого взаимодействия: отрывной, с образованием λ -образной конфигурации ударной волны и зоны отрывного течения, и безотрывной, при котором не происходит расщепления фронта и возмущения менее ярко выражены [1].

Гриффитсом [3] и Марком [4] были предложены критерии возникновения бифуркации ударной волны, взаимодействующей с энтропийным слоем. Критерий Марка-Гриффитса в случае взаимодействия отраженной ударной волны с динамическим пограничным слоем выполняется в ограниченном диапазоне чисел Маха M . Для одноатомных газов ($\gamma = 5/3$) бифуркационные режимы течения при малых значениях чисел M экспериментально не обнаружены [6], хотя формально критерий Марка-Гриффитса для них выполняется в диапазоне $M \approx 1.7-2.7$.

В работе [7] было обнаружено, что порог перестройки фронта детонационной волны, распространяющейся в смеси $0.2\text{H}_2-0.1\text{O}_2-0.7\text{Xe}$ и взаимодействующей с тепловым слоем при $M \simeq 4$, соответствует перегреву теплового слоя $T'/T = 1.7$ (штрих означает соответствие значениям параметров в тепловом (энтропийном) слое). Эта величина значительно отличается от предсказаний модели Марка-Гриффитса ($(T'/T)_{\text{crit}} \simeq 1.18$ при замороженных химических реакциях), хотя при малых длинах бифуркационной ножки, когда размер зоны химических реакций больше, чем масштаб перестройки течения, можно было бы ожидать хорошего совпадения результатов измерений и расчетов по модели нереагирующего газа.

В [8] обнаружено, что вплоть до перегрева $T'/T \simeq 2.5$ отношение длины предвестника к расстоянию, пройденному ударной волной вдоль теплового канала, лежит в пределах $\xi = 0.02-0.05$ при $M = 3$, $\gamma = 1.4$ и, лишь начиная со значений $T'/T > 2.5$, проявляет зависимость от величины перегрева, достигая при $T'/T = 5.5$ величины $\xi = 0.29$. Критерий Марка-Гриффитса при $M = 3$, $\gamma = 1.4$ дает для оценки порога глобальной перестройки течения величину $T'/T = 1.18$, что существенно расходится с наблюдаемыми значениями. Поэтому в настоящей работе предпринята попытка получить модифицированный критерий для взаимодействия ударной волны с энтропийным слоем, устраняющий указанные противоречия.

Взаимодействие ударной волны с тепловым слоем

Постановка задачи о взаимодействии ударной волны с неподвижным теплым слоем, на который она набегаёт, показана на рис. 1. Такое взаимодействие приводит к перестройке течения с двумя возможными исходами: 1) *установление новой квазистационарной конфигурации фронта ударной волны и ее движение с новой постоянной скоростью;* 2) *возникновение нестационарного режима течения, при котором газ из теплового слоя не покидает окрестность фронта основной ударной волны и размер области перестройки течения неограниченно растет по мере движения волны вдоль энтропийного слоя.*

Проанализируем эти режимы и получим критерий, определяющий диапазоны начальных условий, соответствующих каждому из них.

В настоящее время существуют две основные модели описания нестационарного режима течения. Модель, предложенная Хессом [9], предполагает рост предвестника только за счет накопления вещества из теплового слоя в области фронта ударной волны. В этом случае для

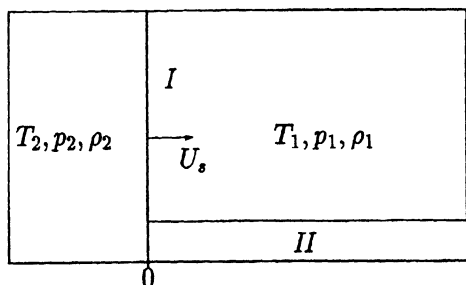


Рис. 1. Постановка задачи о взаимодействии ударной волны с энтропийным слоем.

I — фронт основной ударной волны, II — энтропийный слой — T_1, p_1, ρ_1 .

двумерного течения имеем

$$l \sim \sqrt{(hU_s t)},$$

l — длина предвестника; h — толщина энтропийного слоя; t — время, прошедшее от начала взаимодействия; U_s — скорость фронта ударной волны (индекс s соответствует параметрам фронта).

Однако в ряде работ (см., например, [8]) было показано, что длина предвестника при достаточно больших перегревах линейно зависит от пройденного волной расстояния вдоль теплого слоя

$$l \sim U_s t$$

вплоть до $U_s t = 80-90h$ для теплового слоя (плоское течение) и $U_s t = 300-400h$ для теплового канала (осесимметричное). При этом должен существовать механизм, обеспечивающий накопление в предвестнике газа как из теплового слоя, так и из непрогретой области. Одним из вариантов такого течения является отрыв теплового слоя от оси или плоскости симметрии и образование вихревой структуры.

Критерий начала перестройки течения, предложенный Марком [4] и Гриффитсом [3], основан на сравнении давления торможения в струйке тока из энтропийного слоя со статическим давлением в основном потоке. При этом предполагается равенство скоростей ударной волны в энтропийном слое и вне его по крайней мере вплоть до момента достижения критического режима. Легко видеть, что условие равенства мгновенной скорости ударной волны во всех точках фронта фактически запрещает начало перестройки течения при выполнении условия Марка-Гриффитса, что указывает на наличие внутренних противоречий в модели.

Рассмотрим вопрос о возможности полного торможения струйки тока из энтропийного слоя в системе координат, связанной с фронтом основной ударной волны. Поток за прямой волной в такой системе координат является дозвуковым, его торможение может происходить либо в одномерной волне сжатия, либо в расширяющемся "жидком сопле". Известно, что одномерное течение, содержащее волну сжатия, движущуюся за ударной волной, нестационарно и переходит в одиночный разрыв, движущийся с большей скоростью, чем исходная волна. Расширение дозвукового потока газа, приводящее к полному его торможению, очевидно, требует бесконечного выходного сечения "жидкого сопла", что делает течение неустойчивым. Таким образом, при равенстве скоростей всех точек фронта ударной волны (как в энтропийном слое, так и вне его) невозможно построить устойчивое течение, обеспечивающее торможение струйки тока из этого слоя до нулевой скорости. Поэтому при анализе таких течений необходимо отказаться от равенства скоростей основной ударной волны и волны в энтропийном слое. При этом для построения критерия перехода от одного режима течения к другому потребуем выполнение двух условий: а) равенство статических давлений газа за прямой ударной волной, распространяющейся по энтропийному слою, и газа в основном потоке за фронтом основной ударной волны; б) равенство скорости газа за прямой ударной волной, распространяющейся по энтропийному слою и скорости распространения фронта основной ударной волны. Выполнение

условий а и б означает полное торможение газа из энтропийного слоя относительно фронта основного скачка в прямой ударной волне. В отличие от такого подхода Марк и Гриффитс предполагали, что торможение газа происходит в две стадии: сначала в прямой ударной волне, распространяющейся по энтропийному слою со скоростью, равной скорости фронта основной ударной волны, а затем в изэнтропической волне сжатия.

Из условия а следует равенство чисел Маха M ударных волн, распространяющихся по тепловому слою и по непрогретой части газа (так как совпадают давления перед этими скачками и за ними). Скорость основной ударной волны равна

$$U_s = M_s a_1,$$

где a_1 — скорость звука в газе перед этим скачком.

Найдем скорость газа u'_2 в теплом слое после прохождения через него ударной волны. Для этого получим величину разности скоростей газа до и после скачка. С учетом соотношения [10]

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{(\gamma + 1)M_s^2}{(\gamma - 1)M_s^2 + 2} \quad (1)$$

и уравнения неразрывности

$$u_1 \rho_1 = u_2 \rho_2 \quad (2)$$

для Δu имеем

$$\Delta u = u_1 - u_2 = u_1 \left(1 - \frac{\rho_1}{\rho_2}\right) = \frac{2a_1}{\gamma + 1} \left(M_s - \frac{1}{M_s}\right), \quad (3)$$

где индексы 1 и 2 соответствуют значениям параметров газа до и после прохождения ударной волны, ρ — плотность газа, γ — показатель адиабаты, u — скорость газа.

Так как в данном случае газ перед волной покоится, то, обозначая скорость звука в тепловом слое перед скачком через a'_1 , учитывая соотношение (3) и условие б

$$u'_2 = \Delta u' = \frac{2a'_1}{\gamma + 1} \left(M_s - \frac{1}{M_s}\right) = U_s, \quad (4)$$

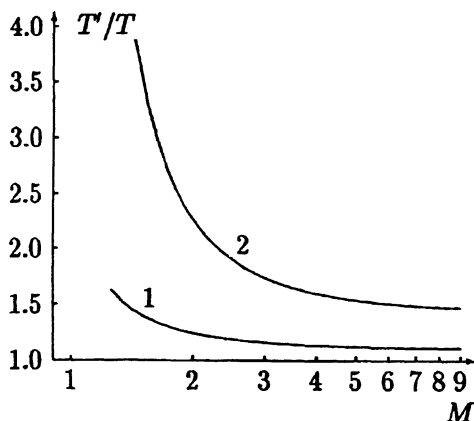


Рис. 2. Зависимость критического перегрева теплового слоя T'/T от числа Маха, $\gamma = 1.4$.

1 — критерий Марка и Гриффитса, 2 — результаты настоящей работы.

а также связь между a_1' и a_1

$$\frac{a_1'^2}{a_1^2} = \frac{T'}{T}, \quad (5)$$

получим соотношение, которое связывает критический перегрев слоя T'/T и M_s

$$\left(\frac{T'}{T}\right)_{\text{crit}} = \left(\frac{M_s^2}{M_s^2 - 1} \frac{(\gamma + 1)}{2}\right)^2, \quad (6)$$

из которого следует, что в пределе $M_s \rightarrow \infty$ критическое отношение температур T'/T остается величиной, большей 1 и равной $(\gamma + 1)^2/4$.

Зависимость (6) T'/T от числа Маха вместе с аналогичной зависимостью, полученной по критерию Марка-Гриффитса, представлена на рис. 2.

Взаимодействие отраженной ударной волны с пограничным слоем

Рассмотрим распространение ударной волны в трубе постоянного диаметра. В области за этой волной газ приобретает некоторую скорость u_2 и новую температуру T_2 , однако в тонком слое возле стенок канала скорость можно считать равной нулю, а температуру равной температуре стенок T_w . При отражении падающей ударной волны от закрытого конца канала и образующаяся отраженная волна движется в обратном направлении уже при наличии энтропийного слоя.

Обозначим число Маха отраженной волны через M_r . Перед отраженной ударной волной давление по всему сечению канала постоянно. При осуществлении критического режима течения будут равны давления за отраженной ударной волной и за волной, распространяющейся в динамическом погранслое (условие а)). Совпадение давлений говорит о равенстве чисел Маха для потоков, набегающих на эти ударные волны в системах координат, связанных с ними, т.е. $M_r' = M_r$.

Взаимосвязь между M_r и M_s легко получить, используя уравнение (3) и тот факт, что газ вне теплового слоя покоится и в начальный момент (до прохождения падающей ударной волны), и после прохождения отраженной ударной волны (в силу граничных условий),

$$\frac{2a_1}{\gamma + 1} \left(M_s - \frac{1}{M_s}\right) = \frac{2a_2}{\gamma + 1} \left(M_r - \frac{1}{M_r}\right).$$

Разрешая относительно M_r с учетом соотношения

$$\frac{a_2^2}{a_1^2} = \frac{T_2}{T_1},$$

получаем

$$M_r = \left(M_s - \frac{1}{M_s}\right) \left(2\sqrt{T_2/T_1}\right)^{-1} + \sqrt{T_1/(4T_2) \left(M_s - \frac{1}{M_s}\right)^2 + 1}, \quad (7)$$

взаимосвязь между T_2 и T_1 определяется соотношением [10]

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{(2\gamma M_s^2 - (\gamma - 1))((\gamma - 1)M_s^2 + 2)}{(\gamma + 1)^2 M_s^2}. \quad (8)$$

Зная M_r , легко найти скорость газа непосредственно за отраженной ударной волной, движущейся по погранслою u'_5 (скорость звука в погранслое равна $a'_2 = a_1$ из-за равенства T_w и T_1 — начальной температуры газа, скорость газа относительно стенки в погранслое равна нулю) и скорость основной отраженной ударной волны в неподвижной относительно стенок трубы системе координат U_r

$$u'_5 = \frac{2a_1}{\gamma + 1} \left(M_r - \frac{1}{M_r} \right),$$

$$U_r = M_r a_2 - u_2 = M_r a_2 - \frac{2a_1}{\gamma + 1} \left(M_s - \frac{1}{M_s} \right),$$

где индекс 5 соответствует параметрам за отраженными волнами.

Теперь, удовлетворяя условию б, приравниваем скорости U_r и u'_5 . Это приведет к соотношению

$$\frac{\gamma + 1}{2} \frac{a_2}{a_1} = \frac{\gamma + 1}{2} \sqrt{T_2/T_1} = \frac{(M_s + M_r)(M_s M_r - 1)}{M_r^2 M_s}. \quad (9)$$

Система уравнений (7)–(9) связывает значения M_s и γ в критическом режиме течения. Эта зависимость изображена на рис. 3. Для сравнения на этом рисунке приведена аналогичная зависимость, полученная при использовании критерия Марка–Гриффитса. Нестационарный режим с накоплением газа из погранслоя вблизи основного фронта отраженной волны осуществляется, если параметры в плоскости значений M_s , γ лежат слева от кривой, соответствующей критическому режиму течения.

Согласно полученным в настоящей работе результатам, для одноатомных газов ($\gamma = 5/3$) независимо от числа Маха падающей ударной волны M_s , такой режим не реализуется, что полностью соответствует результатам тщательных экспериментов [6], где бифуркация отраженной ударной волны в одноатомных газах не была обнаружена.

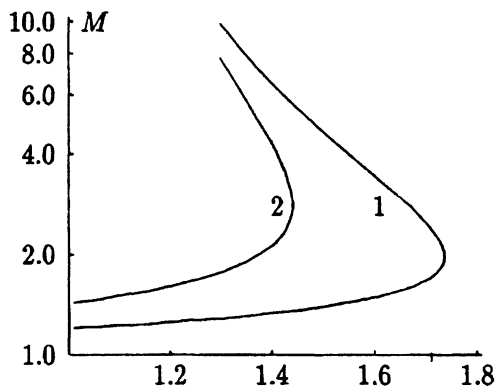


Рис. 3. Зависимость числа Маха падающей волны от показателя адиабаты газа в критическом режиме.

1 — критерий Марка и Гриффитса,
 γ 2 — результаты настоящей работы.

Сопоставление теоретических критериев перестройки течения с результатами численного эксперимента

В отсутствие теплопроводности, вязкости и диффузии уравнения сохранения для двумерного течения политропного газа можно записать в виде [11]

$$\rho_t + (\rho u)_x + (\rho v)_y = 0, \quad (10)$$

$$(\rho u)_t + (\rho u^2 + p)_x + (\rho uv)_y = 0, \quad (11)$$

$$(\rho v)_t + (\rho uv)_x + (\rho v^2 + p)_y = 0, \quad (12)$$

$$e_t + ((e + p)u)_x + ((e + p)v)_y = 0, \quad (13)$$

где $\mathbf{u} = (u, v)$ — вектор скорости; x и y — пространственные координаты; e — энергия, приходящаяся на единичный объем газа

$$e = \rho \varepsilon + \frac{1}{2} \rho (u^2 + v^2), \quad (14)$$

ε — внутренняя энергия единицы массы; для политропного газа

$$\varepsilon = \frac{1}{\gamma - 1} \frac{p}{\rho}. \quad (15)$$

Для решения системы уравнений (10)–(15) в настоящей работе использован метод случайного выбора, разработанный Глиммом [12] и развитый в работах [11,13,14]. Метод использует точное решение задачи Римана о распаде произвольного разрыва на границе двух соседних расчетных ячеек для построения полного решения. Решение римановской задачи конструируется из четырех областей, разделенных волной сжатия, волной разрежения и контактной поверхностью.

Для построения решения двумерной задачи использован метод разделения по направлениям [11]. На каждом временном шаге делалось четыре подшага по пространственным координатам. Каждая четверть осуществляла продвижение либо по x -, либо по y -направлению. Уравнения, решаемые на шаге по x -направлению, могут быть записаны в виде

$$\rho_t + (\rho u)_x = 0, \quad (16)$$

$$(\rho u)_t + (\rho u^2 + p)_x = 0, \quad (17)$$

$$(\rho v)_t + (\rho uv)_x = 0, \quad (18)$$

$$e_t + ((e + p)u)_x = 0. \quad (19)$$

Уравнение (18) может быть переписано в неконсервативной форме [11]

$$v_t + (uv)_x = 0, \quad (20)$$

из которого видно, что на шаге по x величина v переносится как пассивный скаляр. Уравнение (18) гарантирует сохранение средней величины v ; при этом уравнение (14) может быть заменено на

$$e = \rho \varepsilon + \frac{1}{2} \rho u^2 + \text{const}, \quad (21)$$

где константа не играет роли.

Уравнение (15) остается справедливым. Аналогичные уравнения могут быть выписаны для шага по y .

Таким образом, не возникает противоречия между процедурой разделения решения по направлениям и процедурой Глимма [11]. На каждом подшаге вектор решения аппроксимируется кусочно-непрерывным вектором. На x -подшаге ищется результирующая волна в x -направлении, на y -подшаге определяются волны по y -направлению.

Отношение шага по пространству к шагу по времени удовлетворяло обычным условиям для метода случайного выбора [15]

$$\max(|U| + a) \frac{\Delta t}{\Delta x} = \frac{1}{2},$$

где $a = \sqrt{\gamma p / \rho}$ — скорость звука.

Граничные условия на боковой стенке и оси симметрии были записаны следующим образом [16]: $\rho(-y) = \rho(y)$, $p(-y) = p(y)$, $u(-y) = u(y)$, $v(-y) = -v(y)$ для $y > 0$. Расчетное поле содержало 300×200 ячеек. Размер ячейки был равен 0.1 мм в пересчете на реальную конфигурацию физической задачи.

Метод случайного выбора, примененный для описания процесса нестационарного отражения ударной волны, практически не имеет сеточной вязкости и диффузии, что особенно важно при анализе взаимодействия слабых вторичных ударных разрывов и характера накопления вещества из теплого слоя за фронтом основной ударной волны.

Результаты численного моделирования

Результаты численных экспериментов показаны на рис. 4–7. Скорости вычислялись относительно фронта основной ударной волны. Длина векторов на рисунках пропорциональна величине скорости в данной точке. Область невозмущенного течения перед фронтом условно не показана. Границы между газом из энтропийного слоя и из основной части потока выделены жирными линиями.

В расчетах взаимодействия ударной волны с теплым слоем варьировалась величина перегрева слоя T'/T . На рисунках показано поле течения, возникшее через 50 мкс после начала взаимодействия ударной волны с энтропийным слоем. Толщина теплового слоя была много меньше размера расчетной области и составляла 10 ячеек (1 мм в пересчете на реальную конфигурацию). Распределение параметров в энтропийных слоях во всех случаях не учитывалось, т. е. по всей ширине слоя задавались одни и те же значения u , ρ и T . Учет распределения параметров поперек слоя не представляет значительных трудностей, но никак не влияет на физическую сущность рассматриваемых моделей и в рамках данной работы является излишним. Число Маха исходной ударной волны оставалось постоянным для всех вариантов и равным $M = 3$. Показатель адиабаты газа $\gamma = 1.4$, молекулярный вес $\mu = 28$ г/моль.

При таких условиях модель Марка–Гриффитса дает для критического перегрева слоя значение $T'/T = 1.18$, а модель, предложенная в настоящей работе, дает $(T'/T)_{\text{crit}} = 1.82$. Значительное различие предсказаний разных моделей позволяет провести их сравнительный анализ.

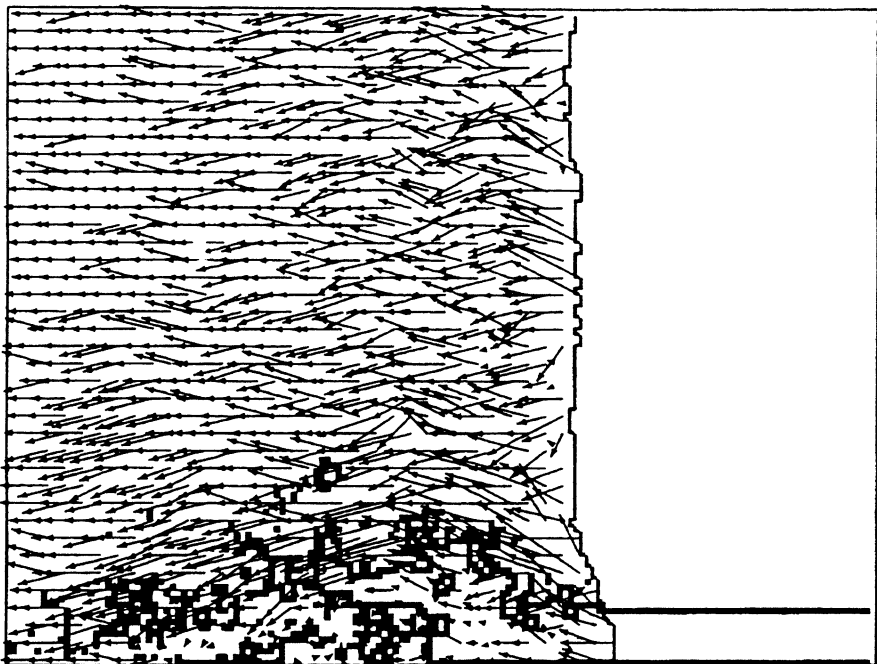


Рис. 4. Поле течения при взаимодействии ударной волны с прогретым слоем.
 $\gamma = 1.4$, $M = 3$, $T'/T = 1.2$.

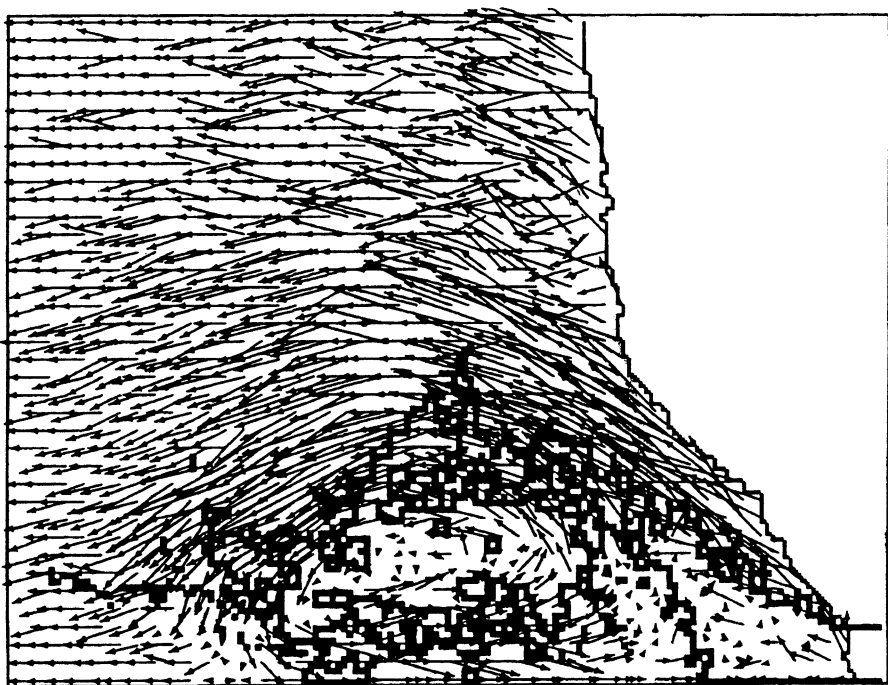


Рис. 5. Поле течения при взаимодействии ударной волны с прогретым слоем.
 $\gamma = 1.4$, $M = 3$, $T'/T = 1.85$.

На рис. 4 показан режим, соответствующий $T'/T = 1.2$. Видно, что ударная волна искажается при наличии энтропийного слоя, но отсутствуют накопление газа в области ударной волны и бифуркация фронта. Газ, проходящий через ударную волну в области теплого слоя, имеет в системе координат фронта волны ненулевую скорость. Начинаясь торможение газа из теплового слоя с его расширением делает течение неустойчивым и приводит к распаду струйки тока, ее перемешиванию с окружающим газом и выносу из области, прилегающей к фронту ударной волны.

При большем перегреве слоя (рис. 5, $T'/T = 1.85$) газ, находившийся в теплом слое, сосредоточивается непосредственно за фронтом ударной волны в области, ограниченной 1–2 калибрами возмущенной зоны. На расстоянии порядка двух калибров теплового слоя наблюдается его отрыв от стенки, обусловленный образованием устойчивого вихря в зоне, прилегающей к ударной волне. При этом наблюдается интенсивный захват газа из внешнего потока, в результате чего область перестройки течения только частично состоит из газа, находившегося в тепловом слое (рис. 5). Дальнейшее движение газа из теплового слоя приводит его в вихревую область накопления. Скорость газа внутри этой области (за исключением вихревой составляющей) близка к нулю относительно фронта ударной волны, что обеспечивает ее автомодельный рост по мере движения волны вдоль теплового слоя.

При расчете взаимодействия отраженной ударной волны с пограничным слоем варьировалась величина числа Маха M_s падающей ударной волны. На рис. 6, 7 изображены поля течений, возникшие через 50 мкс после отражения ударной волны от закрытого конца канала в газе с показателем адиабаты $\gamma = 1.4$. Рис. 6 соответствует числу Маха падающей волны $M_s = 1.35$, что достаточно для возникновения перестройки течения согласно критерию Марка–Гриффитса (рис. 3). При $\gamma = 1.4$ критическое значение числа Маха, отвечающее этому критерию, равно 1.33. Из рисунка видно, что газ из погранслоя проходит за фронт основной ударной волны и не накапливается в области фронта. Вынос газа за пределы области перестройки течения ограничивает скорость роста возмущения фронта ударной волны и делает течение неавтомодельным. При этом длина предвестника практически не зависит от расстояния, пройденного волной, и составляет несколько толщин энтропийного слоя h .

Модель, предложенная в настоящей работе, дает для критического значения числа M_s большую величину — 2.11. При переходе числа Маха через это значение (рис. 7, $M_s = 2.15$) наблюдается смена режима течения.

Так же как и в случае с тепловым слоем, мы имеем отрыв энтропийного слоя на длине порядка двух калибров и формирование длинной вихревой зоны. Газ, находившийся в пограничном слое, движется по внешней границе вихревой зоны (рис. 7) и переходит в область накопления со скоростью, близкой к нулю в системе координат, связанной с фронтом отраженной ударной волны. Структура и масштабы области перестройки течения полностью аналогичны тем, которые были получены для критического режима взаимодействия с тепловым слоем (рис. 5 и 7).

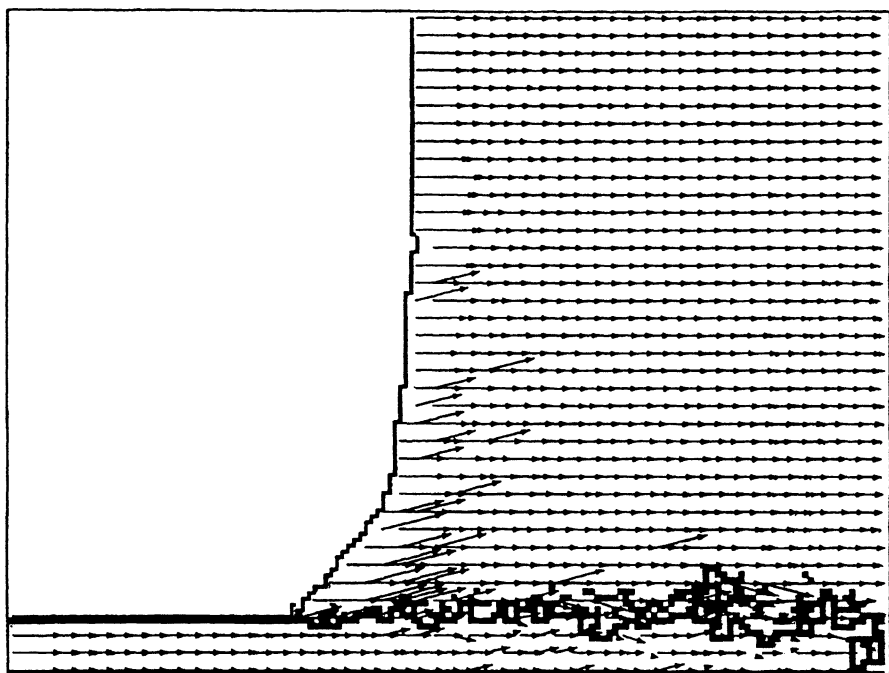


Рис. 6. Поле течения при взаимодействии отраженной ударной волны с погранслоем. $\gamma = 1.4$, $M_s = 1.35$.

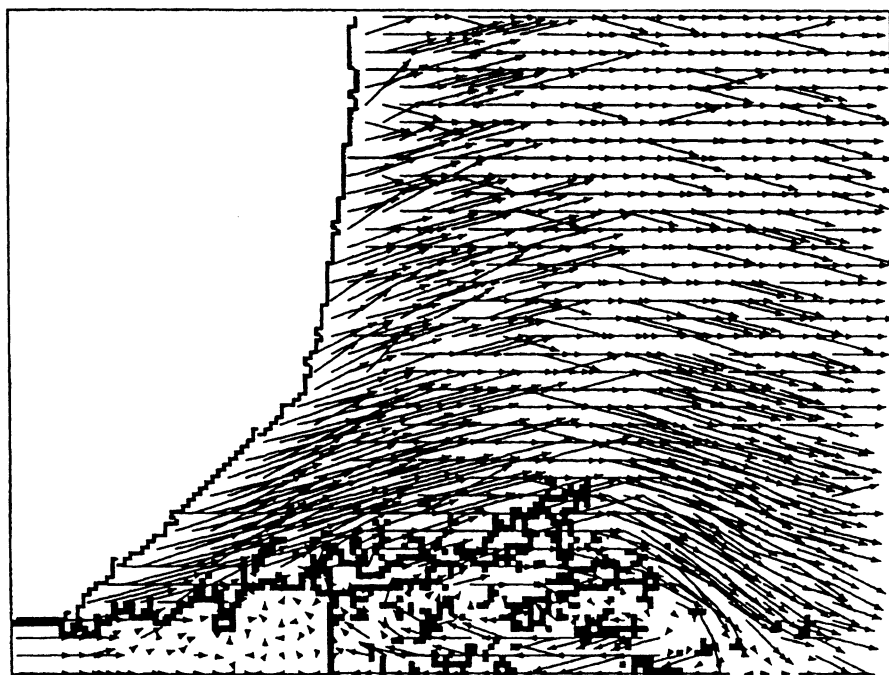


Рис. 7. Поле течения при взаимодействии отраженной ударной волны с погранслоем. $\gamma = 1.4$, $M_s = 2.15$.

Согласно критерию Марка-Гриффитса, в режиме, соответствующем отражению ударной волны в одноатомном газе ($\gamma = 5/3$, $M_s = 2.0$), должна наблюдаться перестройка течения с накоплением газа из динамического пограничного слоя за фронтом отраженной ударной волны. Проведенное численное моделирование показало, что в данном случае бифуркация фронта отсутствует. В области пограничного слоя ударная волна немного "уходит" вперед, образуя предвестник. Предвестник растет медленно, достигая через 85 мкс после отражения размеров, сравнимых с толщиной пристеночного слоя. Происходят перемешивание газа из пограничного слоя с газом основного потока и постепенный его вынос из области взаимодействия. Формирования вихревой зоны накопления газа в этом режиме не происходит.

Показательно сопоставление сделанных выше выводов о структуре течения с данными экспериментальных работ [6-8]. Так, в работе [6] исследована динамика изменения формы фронта отраженной ударной волны в аргоне. При этом возникновения бифуркации отраженной ударной волны во всем исследованном диапазоне чисел Маха не было обнаружено, что противоречит модели Марка-Гриффитса и полностью соответствует модели, предложенной в настоящей работе (рис. 3). Результаты экспериментов [6] хорошо объясняются данными численного моделирования, показывающими неустойчивость трубки тока из динамического пограничного слоя за фронтом отраженной ударной волны.

В работе [8] была исследована зависимость относительной длины предвестника от величины перегрева теплового слоя $\omega = T/T'$ при различных значениях M_s и γ (рис. 8). Как уже отмечалось выше, данные [8] характеризуются наличием участка, где относительная длина предвестника слабо зависит от температуры теплового слоя и участка, имеющего практически линейную зависимость ξ от ω . Точка перехода от $\xi \approx \text{const}$ к $\xi = A + B\omega$ хорошо коррелирует с критерием начала перестройки течения, полученным в настоящей работе (для $M = 1.85$, $\gamma = 1.08$ имеем $\omega = 0.46$, для $M = 3$, $\gamma = 1.4$ $\omega = 0.55$, для $M = 1.7$, $\gamma = 1.4$ $\omega = 0.30$). Это позволяет интерпретировать критерий перестройки течения, введенный в настоящей работе, как критерий перехода к режиму устойчивого, автоматического взаимодействия ударной волны с энтропийным слоем. Течения, в которых перегрев ниже критического, являются в общем случае нестационарными и неавтоматическими течениями с перестраивающейся структурой.

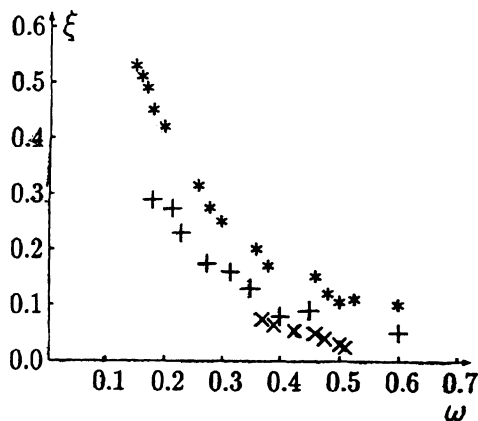


Рис. 8. Экспериментальная зависимость относительной длины предвестника от параметра $\omega = T/T'$ при разных M и γ [8].
 $M = 1.7$ (x), 3 (+), 1.85 (*); $\gamma = 1.4$ (x, +), 1.08 (*).

Дополнительным аргументом в пользу такой интерпретации служат эксперименты [7], где было исследовано взаимодействие детонационных волн с тепловым каналом. Известно [17], что фронт волны свободной детонации представляет собой сложную трехмерную ячеистую структуру с многочисленными движущимися вторичными разрывами. Очевидно, что наличие конечных возмущений в течении накладывает жесткие требования на устойчивость взаимодействия такой волны с энтропийным слоем. При этом режимы, в которых перегрев T'/T меньше, чем определяемый из уравнения (6), не могут привести к заметной перестройке течения. Данный вывод полностью подтверждается результатами [7], где для свободной детонации в смеси $0.1\text{O}_2 + 0.2\text{H}_2 + 0.7\text{Xe}$ ($U_s = 780\text{ м/с}$, $M_s = 4$) для критерия перестройки течения получено значение критического перегрева слоя $\Delta T_{\text{crit}} = T' - T = 200\text{ К}$, в то время как критерий Марка-Гриффитса для замороженного течения дает величину ΔT_{crit} , в четыре раза меньшую — 52 К . Как справедливо указывается в [7], начало перестройки должно определяться течением с “замороженными” химическими превращениями, для которого уравнение (6) дает $\Delta T_{\text{crit}} = 260\text{ К}$, что хорошо согласуется с результатами эксперимента [7].

Заключение

Получен аналитический критерий оценки порога перестройки режима взаимодействия ударных волн с энтропийными слоями, основанный на предположениях о а) равенстве статических давлений газа за прямой ударной волной, распространяющейся по энтропийному слою и газа в основном потоке за фронтом основной ударной волны; б) равенстве скорости газа за прямой ударной волной, распространяющейся по энтропийному слою и скорости распространения фронта основной ударной волны.

Критерий позволяет выделить два различных режима взаимодействия ударных и детонационных волн с энтропийными слоями: 1) установление новой квазистационарной конфигурации фронта ударной волны и ее движение с новой постоянной скоростью; 2) возникновение нестационарного режима течения, при котором газ из теплового слоя не покидает окрестность фронта основной ударной волны и размер области перестройки течения неограниченно растет по мере движения волны вдоль энтропийного слоя.

Показана неприменимость критерия Марка-Гриффитса для оценки порога перестройки течения. Численным моделированием установлен вихревой характер течения газа в зоне накопления за фронтом ударной волны. Проведенный в настоящей работе анализ может быть обобщен на энтропийные слои любой природы, например концентрационной.

Авторы выражают благодарность декану факультета аэрофизики и космических исследований Б.К. Ткаченко за многочисленные полезные обсуждения и внимание к работе.

Проведение данных исследований частично поддержано грантом Российского фонда фундаментальных исследований № 94-03-09852 и грантом Международного научного фонда № RLW 000.

Список литературы

- [1] *Баженова Т.В., Гвоздева Л.Г.* Нестационарные взаимодействия ударных волн. М.: Наука, 1977.
 - [2] *Davies L., Wilson J.* // *Phys. Fluids.* 1969. Vol. 12. N 5. Pt 2. P. 1/37-1/43.
 - [3] *Griffiths W.* // *J. Aeron. Sci.* 1956. Vol. 23. N 1. P. 19.
 - [4] *Mark H.* // *J. Aeron. Sci.* 1957. Vol. 24. N 4. P. 304.
 - [5] *Byron S., Rott N.* // *Proc. Heat Transfer and Fluid Mechanics Institute. Stanford Univ. Press,* 1961. P. 38.
 - [6] *Тарасенко М.* Канд. дис. Долгопрудный, 1989.
 - [7] *Раенко Д.М., Ткаченко Б.К.* // *Материалы Международной школы-семинара "Физика и газодинамика ударных волн". Минск, 1992. Хим. физика. 1993. Т. 12. № 5. С. 648.*
 - [8] *Артемяев В.И.* Канд. дис. М., 1992.
 - [9] *Shreffler R.G., Christian P.H.* // *J. Appl. Phys.* 1954. Vol. 25. N 2. P. 324.
 - [10] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Гидродинамика. 1986. М.: Наука. 490 с.
 - [11] *Chorin A.J.* // *J. Comput. Phys.* 1976. Vol. 22. P. 517.
 - [12] *Glimm J.* // *Comm. Pure Appl. Math.* 1965. Vol. 18. P. 697.
 - [13] *Saito T., Glass I.I.* // *UTIAS Technical Note. N 240. CN ISSN 0082-5255. 1979.*
 - [14] *Collela P.* // *SIAM J. Stat. Comput.* 1982. Vol. 3. P. 76.
 - [15] *Takano Y.* // *J. Comput. Phys.* 1986. Vol. 67. N 1. P. 173-187.
 - [16] *De Boer P.* // *Phys. Fluids.* 1963. Vol. 6. N 7. P. 962.
 - [17] *Васильев А.А., Митрофанов В.В., Топчий М.Е.* // *ФГВ.* 1987. № 5. С. 109.
-