

8. Баланин Б. А., Лашков В. А. Сопротивление плоского клина в двухфазном потоке. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1982, № 2.  
 9. Трунев А. П., Фомин В. М. Обтекание тел двухфазным потоком типа газ — твердые частицы с учетом эрозии. — ПМТФ, 1983, № 1.

Поступила 27/V 1985 г.

УДК 536.24

## О ВЫБОРЕ НАЧАЛЬНОГО ПРИБЛИЖЕНИЯ В АСИМПТОТИЧЕСКОМ ПРЕДСТАВЛЕНИИ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧИ О ТОЧЕЧНОМ ТЕПЛОВОМ ВЗРЫВЕ В НЕЛИНЕЙНО-ТЕПЛОПРОВОДНОМ ГАЗЕ

А. С. Романов, А. А. Стыцyna

(Москва)

Качественный анализ показывает [1], что начальный этап точечного теплового взрыва в однородном неподвижном газе характеризуется преобладающей ролью лучистой теплопроводности. Это связано с нелинейной зависимостью коэффициента лучистой теплопроводности  $\kappa$  от температуры газа  $T$ . Функция  $\kappa(T)$  может быть задана в степенном виде  $\kappa = \frac{\lambda}{n} T^{n-1}$ , где  $\lambda$  — размерная постоянная,  $n > 1$  — показатель нелинейности. В полном соответствии с качественными выводами [1] в [2] асимптотическим методом получено, что лучистый теплоперенос при малых временах после взрыва происходит независимо от движения газа и полностью его определяет. При этом появление ударной волны в [2] связывается с выходом решения в пределе на известное автомодельное решение для точечного взрыва в нетеплопроводном газе [3]. Экспериментальные факты и качественный анализ проблемы, напротив, свидетельствуют [1, 4] о том, что возникновение изотермического скачка уплотнения может происходить за конечное время после теплового взрыва. Скачок уплотнения отрывается затем от прогретой излучением области [1], а лучистая теплопроводность оказывает все меньшее влияние на его движение. На больших удалениях от места точечного взрыва роль теплопроводности пренебрежимо мала и движение скачка уплотнения становится автомодельным [3]. Ниже на примере плоского теплового взрыва в нелинейно-теплопроводном идеальном газе для случая  $n \gg 1$  предлагается асимптотическое представление решения указанной задачи, позволяющее проанализировать процесс возникновения изотермического скачка уплотнения.

**1. Постановка задачи и ее асимптотический анализ.** Пусть в безграничном пространстве, заполненном неподвижным идеальным газом плотностью  $\rho_0$ , постоянной теплоемкостью  $c_V$  и температурой  $T = 0$ , в момент времени  $t = 0$  в плоскости  $x = 0$  мгновенно выделяется тепловая энергия  $Q = 2Q_0$ . За характерные параметры процесса удобно принять:  $\rho_0$  — начальную плотность газа,  $T_0 = [Q_0 R / \lambda a]^{2/(2n-1)}$  — температуру ( $R$  — газовая постоянная,  $a = [(n-1)/2n(n+1)]^{1/(n-1)}$ ),  $W = \sqrt{RT_0}$  — скорость,  $L = \lambda T_0^{(n-3/2)}/c_V \rho_0 \sqrt{R}$  — длину,  $t_0 = L/W$  — время. Тогда задача о точечном взрыве в безразмерных переменных описывается системой уравнений

$$(1.1) \quad \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial T}{\partial x} + \frac{T}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial x} = 0,$$

$$\rho \frac{\partial T}{\partial t} + \rho u \frac{\partial T}{\partial x} + \frac{R}{c_V} T \rho \frac{\partial u}{\partial x} = \frac{\partial^2 T^n}{\partial x^2}$$

с граничными и начальными условиями

$$(1.2) \quad T = \partial T^n / \partial x = u = 0, \quad \rho = 1 \quad \text{при } x = \pm \infty, \quad t > 0;$$

$$(1.3) \quad T = \delta(x), \quad \rho = 1, \quad u = 0 \quad \text{при } t = 0, \quad |x| < \infty.$$

Здесь  $\rho(x, t)$ ,  $u(x, t)$ ,  $T(x, t)$  — безразмерные плотность, скорость и температура газа;  $\delta(x)$  — функция Дирака.

В [1] показано, что особенность рассматриваемого процесса при  $n > 1$  есть его локализация в пространстве, т. е. существует поверхность  $|x| = x_f(t) < \infty$  такая, что  $T = u = 0$ ,  $\rho = 1$  при  $|x| > x_f(t)$ . Тем самым по

непрерывности граничные условия (1.2) переносятся на поверхность  $|x| = x_f(t)$ :

$$(1.4) \quad T = \partial T^n / \partial x = u = 0, \quad \rho = 1 \quad \text{при } |x| = x_f(t).$$

Отметим, что функция  $x_f(t)$  искома и должна находиться при решении поставленной краевой задачи.

Если пренебречь движением газа и считать  $u = 0, \rho = 1$ , то задача (1.1)–(1.4) сводится к известной задаче о распространении тепла от мгновенного плоского источника [5], решение которой имеет вид

$$(1.5) \quad T(x, t) = t^{-\frac{1}{n-1}} x_f^{\frac{2}{n-1}} \chi(\eta), \quad x_f = ct^{\frac{1}{n+1}},$$

где  $\chi = a(i - \eta^2)^{\frac{1}{n-1}}$ ;  $\eta = \frac{x}{x_f}$ ;  $c = \left[ \frac{1}{2} D \left( \frac{n}{n-1}, \frac{1}{2} \right) \right]^{\frac{n-1}{n+1}}$ . Тогда по известной температуре  $T$  можно оценить скорость распространения гидродинамических возмущений, которая должна быть близка изотермической скорости звука  $S = \sqrt{T} \sim t^{-1/2(n+1)}$ . Сравнивая ее с характерной скоростью лучистого теплопереноса  $dx_f/dt \sim t^{-n/(n+1)}$ , в соответствии с [1] необходимо заключить, что при  $n > 1$  лучистая теплопроводность полностью определяет рассматриваемый процесс при  $t \rightarrow 0$ . Из проведенного сравнения также следует, что в случае плоской симметрии нет подобия между гидродинамическими процессами и процессом лучистого теплопереноса ни при каких  $n > 1$  и  $t \rightarrow 0$ . Поэтому подобные решения, аналогичные построенным в [6], здесь отсутствуют.

Будем полагать, что решение краевой задачи (1.1)–(1.4) в пределе при  $t \rightarrow 0$  непрерывно переходит в решение (1.5) и начальные условия по динамическим переменным  $u = 0, \rho = 1$ . Для построения асимптотического представления решения задачи (1.1)–(1.4) при  $t \rightarrow 0$  удобно перейти к новым независимым переменным  $x, t \rightarrow \eta = x/x_f, t$  и новым зависимым переменным

$$(1.6) \quad T = t^{-\frac{1}{n+1}} x_f^{\frac{2}{n+1}} \chi(\eta, t), \quad \rho = 1 + t^{\beta_1} x_f^{\beta_2} r(\eta, t),$$

$$u = t^{\alpha_1} x_f^{\alpha_2} v(\eta, t), \quad x_f = t^{\frac{1}{n+1}} c(t),$$

предполагая, что функции  $\chi(\eta, t), r(\eta, t), v(\eta, t), c(t)$  и их производные имеют порядок  $O(1)$  при  $t \rightarrow 0$ . При подстановке выражений (1.6) в систему уравнений (1.1) находятся постоянные  $\alpha_1 = (n-2)/(n-1), \alpha_2 = (3-n)/(n-1), \beta_1 = (2n-3)/(n-1), \beta_2 = (2(2-n))/(n-1)$ , а система (1.1) в новых переменных приобретает форму

$$(1.7) \quad \frac{2n-1}{n+1} r + t \frac{\partial r}{\partial t} - \frac{1}{n+1} \eta \frac{\partial r}{\partial \eta} + \frac{\partial v}{\partial \eta} + c^{\frac{2(2-n)}{n-1}} t^{\frac{2n-1}{n+1}} \frac{\partial r r}{\partial \eta} +$$

$$+ \frac{2(2-n)}{n-1} \frac{t}{c} r \frac{dc}{dt} - \eta \frac{t}{c} \frac{dc}{dt} \frac{\partial r}{\partial \eta} = 0,$$

$$\frac{n-1}{n+1} v + t \frac{\partial v}{\partial t} - \frac{1}{n+1} \eta \frac{\partial v}{\partial \eta} + c^{\frac{2(2-n)}{n-1}} t^{\frac{2n-1}{n+1}} v \frac{\partial v}{\partial \eta} + \frac{\partial \chi}{\partial \eta} +$$

$$+ c^{\frac{2(2-n)}{n-1}} t^{\frac{2n-1}{n+1}} \frac{\chi}{\rho} \frac{\partial r}{\partial \eta} + \frac{3-n}{n-1} \frac{t}{c} v \frac{dc}{dt} - \eta \frac{t}{c} \frac{dc}{dt} \frac{\partial v}{\partial \eta} = 0,$$

$$- \frac{1}{n+1} \chi - \frac{1}{n+1} \eta \frac{\partial \chi}{\partial \eta} + c^{\frac{2(2-n)}{n-1}} t^{\frac{2n-1}{n+1}} v \frac{\partial \chi}{\partial \eta} + (k-1) c^{\frac{2(2-n)}{n-1}} t^{\frac{2n-1}{n+1}} \chi \frac{\partial v}{\partial \eta} +$$

$$+ t \frac{\partial \chi}{\partial t} + \frac{2}{n-1} \frac{t}{c} \chi \frac{dc}{dt} - \eta \frac{t}{c} \frac{dc}{dt} \frac{\partial \chi}{\partial \eta} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial^2 \chi^n}{\partial \eta^2}.$$

Система (1.7) должна быть дополнена краевыми условиями, которые являются следствием соотношений (1.3), (1.4). Сформулированная выше

задача симметрична относительно  $\eta = 0$ , поэтому в дальнейшем ограничимся областью определения  $\eta > 0$ . Тогда вместо условий (1.4) в новых переменных можно записать граничные условия вида

$$(1.8) \quad \chi + \partial\chi/\partial\eta = v = 0, \quad r = 0 \quad \text{при } \eta = 1, \quad t > 0;$$

$$(1.9) \quad \partial\chi/\partial\eta = v = 0 \quad \text{при } \eta = 0, \quad t > 0.$$

Начальные условия (1.3) оказываются выполненными за счет сделанных выше предположений относительно характера решений при  $t \rightarrow 0$ .

Если в уравнениях (1.7) пренебречь слагаемыми порядка  $O(t)$ , то функции  $\chi(\eta, t) = \chi(\eta)$  и  $c(t) = \text{const}$  определяются независимо в виде (1.5), а для  $v$  и  $r$  получаются соотношения

$$(1.10) \quad \frac{2n-1}{n+1} r - \frac{1}{n+1} \eta \frac{\partial r}{\partial \eta} + \frac{\partial v}{\partial \eta} = 0, \quad \frac{n-1}{n+1} v - \frac{1}{n+1} \eta \frac{\partial v}{\partial \eta} + \frac{\partial \chi}{\partial \eta} = 0,$$

совпадающие с первым приближением работы [2]. В этом приближении функции  $r(\eta, t) = r(\eta)$ ,  $v(\eta, t) = v(\eta)$  определяются из (1.8) и (1.10) в квадратурах, тогда как условие (1.9) удовлетворяется автоматически (см. [2]).

Уравнения (1.10) сингулярно возмущены при  $n \rightarrow \infty$ . Поэтому необходимо считать [7, 8], что если  $n \gg 1$ , то при  $\eta \rightarrow 1$  функции  $v(\eta)$  и  $r(\eta)$  имеют характер пограничного слоя, в пределах которого производные  $\partial r/\partial \eta \gg 1$ ,  $\partial v/\partial \eta \gg 1$ . Для выяснения особенностей поведения решений задачи (1.7)–(1.9) при  $n \gg 1$  и  $\eta \rightarrow 1$ , следуя [7, 8], изменим масштабы независимой переменной  $\eta = 1 - \varepsilon^{\omega} \eta^*$  и зависимых переменных  $r = \varepsilon^{\beta} r^*$ ,  $v = \varepsilon^{\alpha} v^*$ , где  $\varepsilon = 1/n \ll 1$ . Подстановкой этих соотношений в систему (1.7) найдем, что  $\omega = 1$ ,  $\beta = -1$ ,  $\alpha = 0$ . Уравнения в измененных переменных не приводятся из-за громоздкости. При этом оказывается, что в пределах пограничного слоя  $\eta^* = O(1)$  и уже при  $t = O(1/n) \ll 1$  необходимо учитывать дополнительные к соотношениям (1.10) слагаемые. Поэтому если в качестве первого приближения выбрать соотношение, описывающее решение поставленной задачи с равномерной по  $t = O(1/n) \ll 1$  точностью во всей области определения  $0 < \eta < 1$ , то в прежних переменных получим

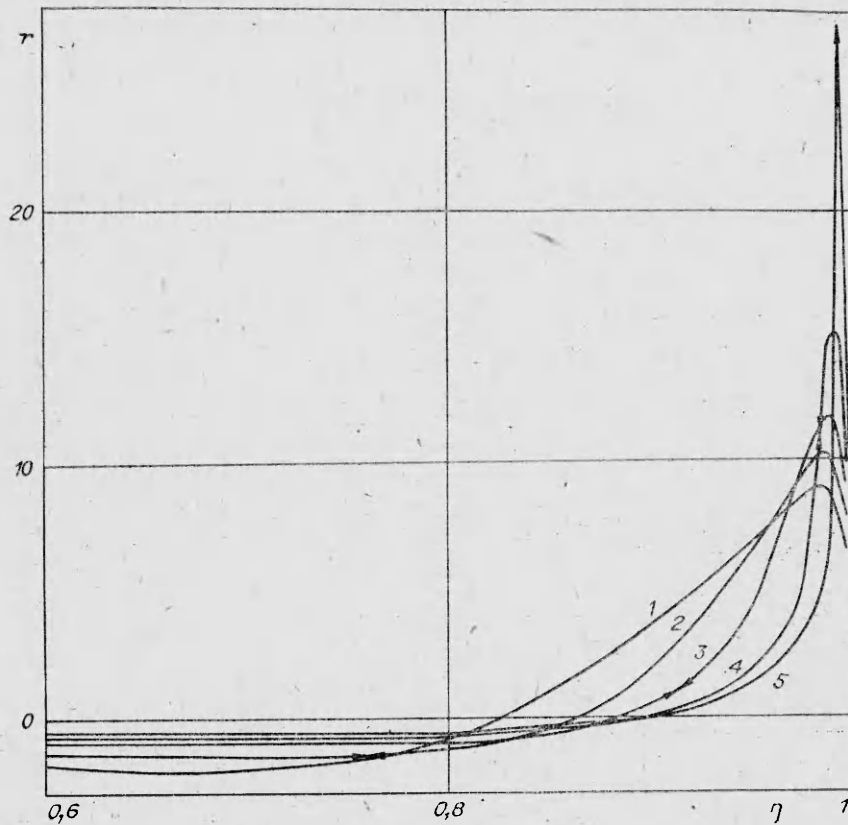
$$(1.11) \quad \frac{2n-1}{n+1} r - \frac{1}{n+1} \eta \frac{\partial r}{\partial \eta} + \frac{\partial v}{\partial \eta} = A + O(t^2),$$

$$\frac{n-1}{n+1} v - \frac{1}{n+1} \eta \frac{\partial v}{\partial \eta} + \frac{\partial \chi}{\partial \eta} + \frac{t^{\frac{2n-1}{n+1}} c^{\frac{2(2-n)}{n-1}}}{1+D} \chi \frac{\partial r}{\partial \eta} = B + O(t^2).$$

Здесь  $A = -t \frac{\partial r}{\partial t} - t^{\frac{2n-1}{n+1}} c^{\frac{2(2-n)}{n-1}} \frac{\partial r v}{\partial \eta}$ ,  $B = -t \frac{\partial v}{\partial t} - t^{\frac{2n-1}{n+1}} c^{\frac{2(2-n)}{n-1}} v \frac{\partial v}{\partial \eta}$ ,  $D = t^{\frac{2n-1}{n+1}} c^{\frac{2(2-n)}{n-1}} r$  имеют асимптотический порядок  $O(t)$ . В этом же приближении для  $\chi$  и  $c$  остаются справедливыми соотношения (1.5). Таким образом, задача сводится к исследованию уравнений (1.11) с граничными условиями (1.8), (1.9).

**2. Численный анализ интегральных кривых.** Пренебрежем в системе (1.11) величинами порядка  $O(t)$ , что формально соответствует  $A = -B = D = 0$ . Тогда приведением системы к каноническому виду можно найти, что она содержит особую точку при  $\eta = \eta_s$ , положение которой находится из соотношения  $\eta_s^2 = (n+1)^2 t^{\frac{2n-1}{n+1}} c^{\frac{2(2-n)}{n-1}} \chi(\eta_s)$ . Поэтому удобно вместо (1.11) рассмотреть эквивалентную автономную систему

$$(2.1) \quad \begin{aligned} \frac{dv}{d\tau} &= \frac{n-1}{n+1} \eta v + \eta \frac{\partial \chi}{\partial \eta} + (2n-1) t^{\frac{2n-1}{n+1}} c^{\frac{2(2-n)}{n-1}} \chi r, \\ \frac{dr}{d\tau} &= \frac{2n-1}{n+1} r \eta + (n-1) v + (n+1) \frac{\partial \chi}{\partial \eta}, \\ \frac{d\eta}{d\tau} &= \frac{1}{n+1} \eta^2 - (n+1) t^{\frac{2n-1}{n+1}} c^{\frac{2(2-n)}{n-1}} \chi. \end{aligned}$$



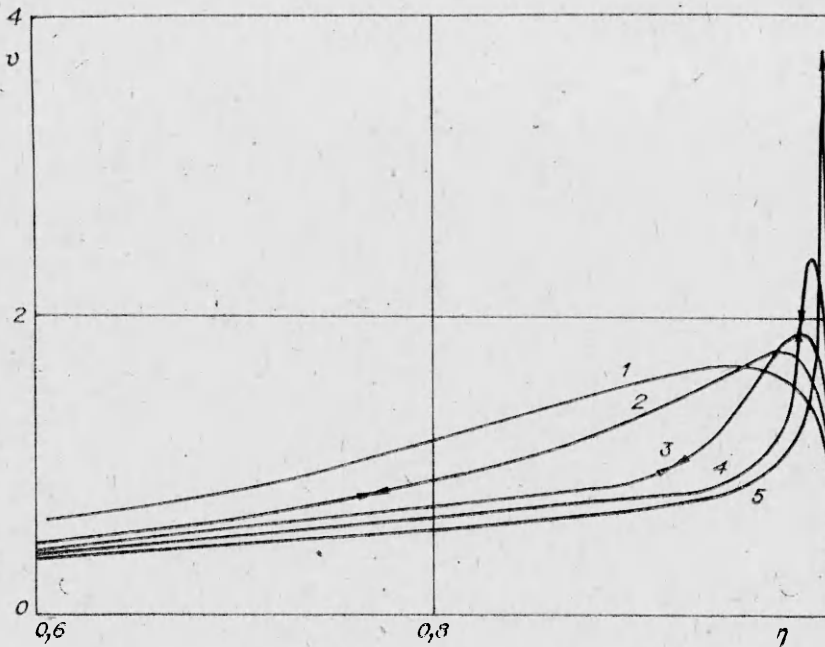
Р и с. 1

Замечая, что предельный переход  $\eta \rightarrow \eta_s$  соответствует  $\tau \rightarrow -\infty$ , разобьем задачу, составленную из системы (2.1) и условий (1.8), (1.9) с известной функцией  $\chi(\eta)$  (1.5), на две задачи Коши согласно двум наборам начальных условий:  $v = r = 0, \eta = 1$  и  $v = \eta = 0, r = r_0$ . Неизвестная постоянная  $r_0$  определяется «сшивкой» решений обеих задач Коши при  $\tau \rightarrow -\infty$ .

Указанные задачи Коши интегрировались численно модифицированным методом Эйлера [9] с шагом  $\Delta\tau = -0,1$ . При этом в интервале  $0 < 1 - \eta < 10^{-4}$  интегральная кривая вычислялась по асимптотическому представлению [10]. Для проверки численной схемы вычисления повторялись при меньшем шаге  $\Delta\tau_1 = \Delta\tau/4$ . По результатам расчетов на рис. 1, 2 приведены проекции интегральной кривой на плоскости  $v - \eta$  и  $r - \eta$  для значения показателя нелинейности  $n = 6$  (линии 1-4 —  $t = 0; 0,10; 0,15; 0,20$ ). Положение особой точки отмечено стрелками.

Как видно, масса газа, охваченного движением, постепенно сосредоточивается у границы прогретой излучением области. Движение приобретает характер ударной волны [2]. По сравнению с [2] в данном случае решение содержит особую точку. В этой связи отметим, что именно с наличием особой точки связывается невозможность построения непрерывных решений автомодельных задач (см., например, [6, 11]). Аналогичная ситуация возникает и в данном случае.

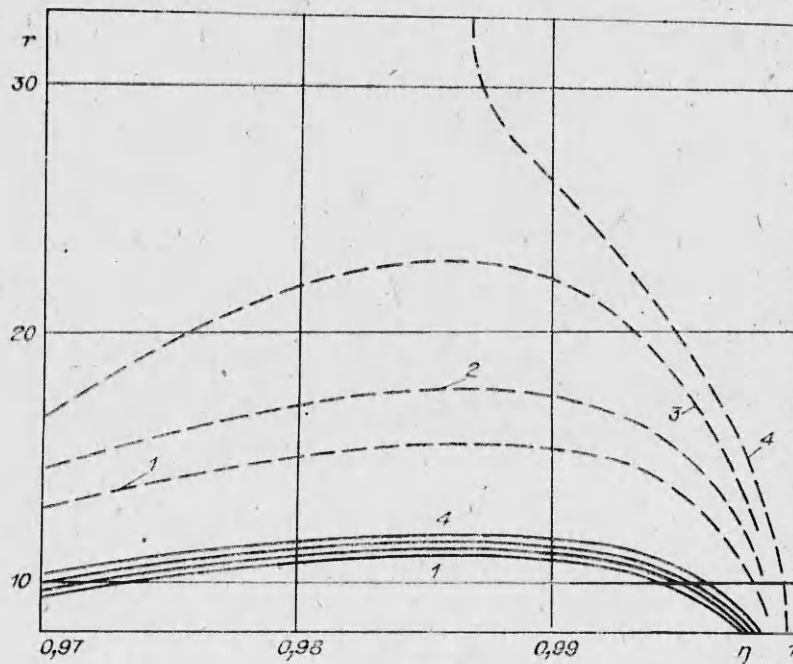
Анализ полученных интегральных кривых показывает, что функции  $v(\eta)$  и  $r(\eta)$  при  $t > 0$  испытывают слабый разрыв при переходе через особую точку  $\eta = \eta_s$ . Начиная с момента времени  $t \approx 0,225$  в профиле скорости и давления возникает заострение при  $\eta = \eta_s$  (см. кривую 5 на рис. 1, 2 для  $t = 0,23$ ), что физически нереально. Следует ожидать возникновения изотермического скачка уплотнения при  $t < 0,225$ , тогда как в рассматриваемом приближении решение оказывается непрерывным для любого



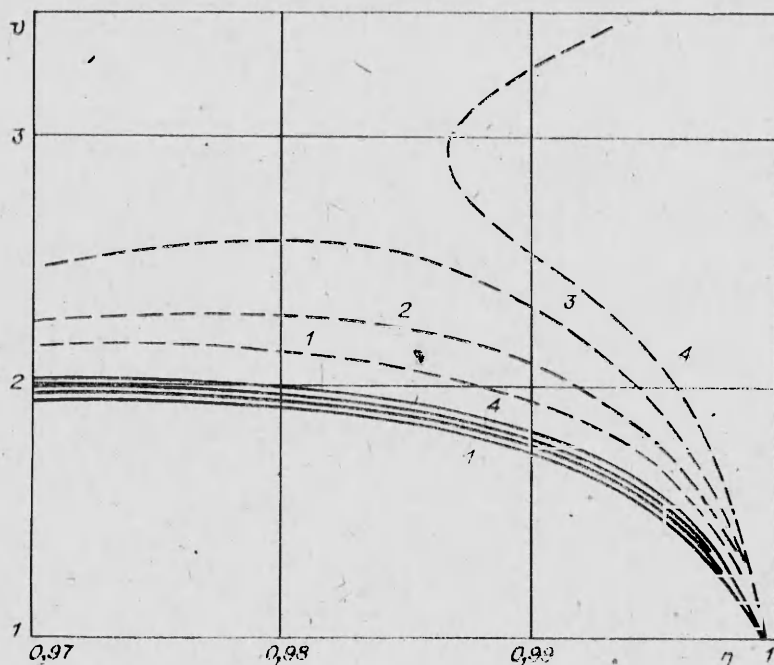
Р и с. 2

момента времени  $t$ . Поэтому для подтверждения факта отсутствия непрерывного решения повысим точность асимптотического представления, учитывая отброшенные вначале слагаемые порядка  $O(t)$ . Для этого необходимо вычислить дифференциальные выражения  $A$  и  $B$  в (1.11) по уже известному первому приближению как функции  $A = A_0(\tau, t)$  и  $B = B_0(\tau, t)$ . Затем проведем повторный расчет системы уравнений (1.11) по методике, описанной выше, полагая  $A = A_0(\tau, t)$  и  $B = B_0(\tau, t)$ .

Здесь для вычисления  $A_0(\tau, t)$  и  $B_0(\tau, t)$  использовалась двухточечная разностная схема. Результаты расчетов приведены на рис. 3, 4 штриховыми линиями (кривые 1-4 —  $t = 0,07; 0,08; 0,09; 0,094$ , сплошные линии



Р и с. 3



Р и с. 4

отвечают первому приближению). Как видно, начиная с момента времени  $t = t^* \approx 0,092$  решение становится неоднозначным. Из физического естественного требования однозначности интегральной кривой следует отсутствие непрерывного решения системы (1.11), которое, по-видимому, при  $t > t^*$  должно содержать изотермический разрыв.

Таким образом, показано, что при асимптотическом анализе движения идеального нелинейно-теплопроводного газа при  $t \rightarrow 0$  и  $n \gg 1$ , возникающего при точечном тепловом взрыве, необходимо уже в первом приближении учитывать появление динамического пограничного слоя вблизи границы прогретой зоны  $|x| = x_f(t)$ . В частности, это приводит к невозможности построения непрерывного асимптотического представления решения задачи, по крайней мере, при  $t > t^*$ . Момент времени  $t^*$  может быть физически связан с моментом возникновения изотермического скачка уплотнения.

В заключение уместно подчеркнуть, что проведенный асимптотический анализ существенно опирается на физически обоснованное предположение о превосходстве лучистого теплопереноса при  $n \gg 1$  и  $t \rightarrow 0$  [1]. Применимость указанного предположения определяет и достоверность построенных асимптотических представлений.

Авторы благодарят К. Б. Павлова за постоянное внимание к работе и критические замечания.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений.— М.: Наука, 1966.
2. Шидловский В. П. Развитие динамических возмущений на начальной стадии точечного взрыва в теплопроводном газе.— ПМТФ, 1978, № 1.
3. Седов Л. И. Методы подобия и размерности в механике.— М.: Наука, 1967.
4. Коробейников В. П. Задачи теории точечного взрыва в газах.— Тр. МИАН им. Стеклова, 1973, т. 119.
5. Зельдович Я. Б., Компанец С. С. К теории распространения тепла при теплопроводности, зависящей от температуры.— В кн.: К 70-летию А. Ф. Иоффе. М.: Изд-во АН СССР, 1950.
6. Неуважаев В. Е. Распространение сферической взрывной волны в теплопроводном газе.— ПММ, 1962, т. 26, вып. 6.

7. Вазов В. Асимптотические разложения решений обыкновенных дифференциальных уравнений.— М.: Мир, 1968.
8. Васильева А. Б., Бутузов В. Ф. Асимптотические разложения решений сингулярно возмущенных уравнений.— М.: Наука, 1973.
9. Крылов В. И., Бобков В. В., Монастырный П. И. Вычислительные методы.— М.: Наука, 1977, т. 2.
10. Покровский Л. Д., Таранско С. Н. Об особенностях распространения волн в газовой динамике с нелинейной теплопроводностью.— Тр. МВТУ им. Н. Э. Баумана, 1982, № 374.
11. Волосевич П. П., Курдюмов С. П. и др. Решение одномерной плоской задачи о движении поршня в идеальном теплопроводном газе.— ЖВММФ, 1963, № 1.

Поступила 22/V 1985 г.

УДК 533.6.011.72

## О ПОГЛОЩЕНИИ ЗВУКА В УДАРНОЙ ВОЛНЕ

А. И. Осипов, А. В. Уваров

(Москва)

В [1—4] показано, что при отражении или при прохождении звуковой волны через ударный фронт должно наблюдаться ослабление или усиление звука, однако ударная волна рассматривалась как поверхность разрыва. В соответствии с современными представлениями [5, 6] ударная волна включает узкую область вязкого скачка уплотнения и протяженную релаксационную зону. В вязком скачке уплотнения происходит установление равновесия по поступательным и вращательным, а в релаксационной зоне — по внутренним степеням свободы. Результат взаимодействия звуковой и ударной волн определяется соотношением между длиной звуковой волны и шириной ударной волны.

Для низкочастотного звука, удовлетворяющего условию  $\omega\tau \ll 1$ , где  $\omega$  — частота звука,  $\tau$  — наибольшее из времен релаксации, вязкий скачок уплотнения и релаксационную зону можно рассматривать как поверхность разрыва. В этом случае результат взаимодействия находится, например, из условий совместности, как это сделано в [7]. Однако в отличие от [7], где рассмотрены ударные волны в газе с постоянным показателем адиабаты  $\gamma$ , для сильных ударных волн в многоатомном газе значение  $\gamma$  будет разным по обе стороны ударной волны, так как перед волной при типичной температуре  $T \sim 300$  К колебания практически не возбуждены, а за волной газ колебательно-возбужденный.

При встречном взаимодействии ударной и акустической волн звуковая волна усилится, причем с учетом различия  $\gamma$  коэффициент прохождения, определяемый как отношение амплитуд прошедшей и падающей звуковых волн,

$$(1) \quad K_t = \frac{M_2 + 1}{M_2 + 1} \frac{M M_2^2 (\gamma_2 - 1) (\alpha - 1) + (M + 1) \alpha}{M_2^2 (\gamma_2 - 1) (\alpha - 1) + (M_2 + 1) \alpha}.$$

Здесь  $M_2$  — число Маха в потоке за волной;  $\alpha = \rho_1/\rho_2$ ;  $\rho$  — плотность; индексы 1 и 2 означают параметры газа перед фронтом и в конце релаксационной зоны соответственно. Для достаточно сильных ударных волн энтропию в релаксационной зоне можно считать постоянной [6]. В этом случае

$$(2) \quad (7/2)kT + \varepsilon_v = (7/2)kT',$$

где  $k$  — постоянная Больцмана;  $\varepsilon_v$  — средняя колебательная энергия, приходящаяся на одну молекулу; штрихом обозначены параметры газа в начале релаксационной зоны, а

$$M_2^2 = \frac{7\gamma_1/\gamma_2}{7 + 2(\varepsilon_v)_2/T_2} \frac{(\gamma_1 - 1)M^2 + 2}{2\gamma_1 M^2 - \gamma_1 + 1}, \quad \alpha = \frac{7}{7 + 2(\varepsilon_v)_2/T_2} \frac{(\gamma_1 - 1)M^2 + 2}{(\gamma_1 + 1)M^2}.$$

При отражении догоняющей звуковой волны от ударной картина аналогична случаю одноатомного газа [7], только в  $\gamma_2$  следует учитывать ко-