

О СТРУКТУРЕ СЛАБЫХ УДАРНЫХ ВОЛН В РЕЛАКСИРУЮЩИХ СРЕДАХ

Г. М. Арутюнян

(Москва)

Рассматривается структура слабой ударной волны в средах, где имеет место релаксация температуры. Предполагается, что состояние вещества в переходном слое изменяется медленно по отношению к установлению равновесия.

Известно, что если по релаксирующей среде распространяется ударная волна и время релаксации значительно больше времен молекулярных соударений, то это приводит к существенному изменению структуры ударной волны и, в частности, к значительному увеличению ширины ее переходного слоя. Этот вопрос впервые был рассмотрен Зельдовичем в работе [1], а позднее — и в других работах (см., например, [2]).

Для сильных и умеренных ударных волн ход параметров в зоне релаксации может быть исследован путем численного интегрирования гидродинамических уравнений совместно с уравнением кинетики. Пример такого численного расчета применительно к возбуждению колебательных степеней свободы в молекулярном водороде дан в работе [3]. Что же касается ударных волн малой интенсивности, то в этом случае возможно аналитическое решение задачи. Такое решение было дано Дьяковым в работе [4] для случая, когда предельные значения скорости звука слабо отличаются между собой.

1. Пусть состояние вещества в переходном слое ударной волны изменяется медленно по отношению к установлению равновесия (для этого амплитуда ударной волны должна быть достаточно малой). Тогда, как показано в [4], при исследовании структуры ударной волны можно воспользоваться трактовкой процесса релаксации в духе метода Мандельштама и Леонтовича [5]. Согласно последнему, наличие процессов релаксации при достаточно медленных изменениях состояния эквивалентно аномально большому второму коэффициенту вязкости среды

$$\zeta = \tau \rho (u_\infty^2 - u_0^2) \quad (1.1)$$

Здесь τ — время релаксации, ρ — плотность вещества, u_∞ — скорость звука при частотах столь высоких, что релаксационные процессы в звуковой волне полностью «заморожены», u_0 — скорость звука при частотах столь низких, что среда в звуковой волне успевает прийти в состояние полного термодинамического равновесия. Следовательно, при этом можно пользоваться обычными формулами гидродинамической теории переходного слоя ударной волны [6], в которых следует пренебречь теплопроводностью и первой вязкостью.

Тогда для хода давления в переходном слое будем иметь известную формулу

$$p = \frac{p_1 + p_0}{2} + \frac{p_1 - p_0}{2} \operatorname{th} \frac{x}{\delta} \quad (1.2)$$

Здесь $p_1 - p_0 = \Delta p$ — перепад давления в ударной волне, а δ — ширина переходного слоя, равная

$$\delta = \frac{2V^3 \zeta}{u_0^3 (\partial^2 V / \partial p^2)_s \Delta p} \quad (1.3)$$

В (1.3) V — удельный объем, ζ определяется формулой (1.1), а s — энтропия.

Так как эти формулы применимы тогда, когда состояние среды в переходном слое изменяется медленно по отношению к установлению равновесия, то это означает, что

$$\delta \gg u_0 \tau \quad (1.4)$$

Используя формулы (1.1) и (1.3), соотношение (1.4) можно представить в виде

$$\Delta p \ll \frac{2V^2 (u_\infty^2 - u_0^2)}{u_0^4 (\partial^2 V / \partial p^2)_s} \quad (1.5)$$

Такова в общем виде формулировка условия применимости концепции второй вязкости.

В данной работе рассматривается структура слабой ударной волны в средах, где имеет место температурная релаксация. Предполагается, что состояние вещества в переходном слое изменяется медленно по отношению к установлению равновесия, т. е. выполняется условие (1.5) и, следовательно, применимы формулы (1.2) и (1.3). В качестве релаксирующих сред рассматриваются двухкомпонентные смеси, например эмульсия одной жидкости в другой или газ и взвесь твердых частиц в нем. При сжатии вещества в ударной волне между компонентами такой среды возникает разность температур, которая и обуславливает релаксационный процесс теплообмена. (Следует за-

метить, что при подстановке (1.3) и (1.1) в (1.4) τ оказывается исключенным из (1.5). И так как из всех величин, входящих в эти соотношения, лишь τ зависит от теплопроводности частиц взвеси, то условие применимости концепции второй вязкости (1.5) оказывается независимым от теплопроводности этих частиц.)

Рассмотрим этот вопрос более подробно, считая в дальнейшем масштаб неоднородности среды малым по сравнению с шириной переходного слоя ударной волны.

2. Представим релаксирующую среду как систему, состоящую из наполнителя (первая компонента) с распределенными в нем частицами (вторая компонента). Для определения времени релаксации τ обозначим через r радиус взвешенных в наполнителе частиц и обратимся, например, к задаче о распространении периодических температурных колебаний в однородном полупространстве. Рассмотрим эту задачу без начальных условий, так как при многократном повторении температурного хода на поверхности влиянием начальной температуры среды можно пренебречь. Таким образом, приходим к следующей задаче [7]:

$$\frac{\partial \Delta T}{\partial t} = a^2 \frac{\partial^2 \Delta T}{\partial x^2} \quad (0 \leq x < \infty, -\infty < t) \quad (2.1)$$

где ΔT удовлетворяет условию

$$\Delta T(0, t) = A \cos \omega t \quad (2.2)$$

Здесь ΔT — разность между абсолютной температурой точки x в момент t и ее начальной температурой, a^2 — коэффициент теплопроводности среды, а ω — частота температурного колебания на ее поверхности.

Решение этой задачи имеет вид [8]

$$\Delta T(x, t) = A \exp\left(-\sqrt{\frac{\omega}{2a^2}} x\right) \cos\left(\sqrt{\frac{\omega}{2a^2}} x - \omega t\right) \quad (2.3)$$

Из (2.3) следует, что если температура поверхности периодически меняется, то в среде также устанавливаются колебания температуры с тем же периодом, причем амплитуда колебаний экспоненциально убывает с глубиной

$$A(x) = A \exp\left(-\sqrt{\frac{\omega}{2a^2}} x\right) \quad (2.4)$$

Определим период колебаний температуры на поверхности, при котором амплитуда колебания на расстоянии r уменьшается в e раз. Величину этого периода, очевидно, можно положить равной искомому времени релаксации. Учитывая, кроме того, что $a^2 = \kappa / \rho c$, где κ — коэффициент теплопроводности среды, c — ее удельная теплоемкость, а ρ — плотность, в результате будем иметь

$$\tau = \pi r c r^2 / \kappa \quad (2.5)$$

3. Зная механические и термодинамические постоянные компоненты среды, можно определить предельные значения скорости звука (заметим, что в приводимую в работе [9] формулу для u_∞ вкралась, очевидно, опечатка, что легко установить на основании анализа ее размерности). Индексами будем различать величины, относящиеся к первой и ко второй компоненте соответственно; их будем опускать у величин, относящихся в равной мере как к одной, так и к другой компоненте и к смеси в целом.

Для адиабатического коэффициента сжимаемости отдельной компоненты имеем

$$-\frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial p}\right)_s = -\frac{1}{\gamma V} \left(\frac{\partial V}{\partial p}\right)_T \quad (3.1)$$

Используя известные термодинамические соотношения [10], легко показать при помощи (3.1), что

$$-\frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial p}\right)_s = -\frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial p}\right)_T - \frac{T}{\rho c_p V^2} \left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p^2 \quad (3.2)$$

где c_p — удельная теплоемкость при постоянном давлении.

Рассмотрим теперь произвольную массу смеси объема V . При определении u_∞ необходимо иметь в виду, что это предполагает столь быстрое изменение состояния среды, при котором теплообмен между ее компонентами полностью отсутствует. В этой связи целесообразно ввести понятие «адиабатически-адиабатической» сжимаемости среды. Она, очевидно, будет равна

$$\sigma_{ss} = -\left(\frac{\partial V_1}{\partial p}\right)_s - \left(\frac{\partial V_2}{\partial p}\right)_s \quad (3.3)$$

Тогда для u_∞ будем иметь

$$u_\infty = \sigma_{ss}^{1/2} / V \quad (3.4)$$

где под V уже следует подразумевать удельный объем смеси. Подставим в (3.4) значение σ_{ss} , отнесенное к единице массы среды, и используем соотношения (3.1) и (3.2). Тогда, учитывая, что для смеси

$$\rho = \varepsilon \rho_1 + (1 - \varepsilon) \rho_2 \quad (3.5)$$

(ε — объемная концентрация первой компоненты), окончательно получим

$$u_\infty^{-2} = -[\varepsilon \rho_1 + (1 - \varepsilon) \rho_2] \left[\frac{\varepsilon \rho_1}{\gamma_1} \left(\frac{\partial V_1}{\partial p} \right)_T + \frac{(1 - \varepsilon) \rho_2}{\gamma_2} \left(\frac{\partial V_2}{\partial p} \right)_T \right] \quad (3.6)$$

В (3.6) V_1 и V_2 — удельные объемы компонент смеси.

При определении u_0 необходимо знать «адиабатически-изотермическую» сжимаемость смеси. Обозначим ее σ_{TS} . Это предполагает столь медленное изменение состояния среды, при котором «макроскопически» процессы сжатия и разрежения происходят адиабатически, а «микроскопически» — изотермически, т. е. разность температур между компонентами успевает выравниваться. Следовательно, при этом компоненты смеси все время будут находиться при одинаковых давлении и температуре. А это означает, что при определении σ_{TS} в качестве независимых термодинамических переменных необходимо выбрать p и T . Воспользуемся для этого соотношением (3.2) и учтем аддитивность входящих в него величин. Тогда

$$\sigma_{TS} = - \left(\frac{\partial V_1}{\partial p} \right)_T - \left(\frac{\partial V_2}{\partial p} \right)_T - \frac{T}{(V_1 + V_2) [\varepsilon \rho_1 c_{p1} + (1 - \varepsilon) \rho_2 c_{p2}]} \left[\left(\frac{\partial V_1}{\partial T} \right)_p + \left(\frac{\partial V_2}{\partial T} \right)_p \right]^2 \quad (3.7)$$

Для u_0 имеем

$$u_0 = \sigma_{TS}^{1/2} / V \quad (3.8)$$

где, как и в (3.4), V — удельный объем. Подставив в (3.8) значение σ_{TS} , отнесенное к единице массы, окончательно получим

$$u_0^{-2} = -[\varepsilon \rho_1 + (1 - \varepsilon) \rho_2] \left\{ \varepsilon \rho_1 \left(\frac{\partial V_1}{\partial p} \right)_T + (1 - \varepsilon) \rho_2 \left(\frac{\partial V_2}{\partial p} \right)_T + \frac{T}{\varepsilon \rho_1 c_{p1} + (1 - \varepsilon) \rho_2 c_{p2}} \left[\varepsilon \rho_1 \left(\frac{\partial V_1}{\partial T} \right)_p + (1 - \varepsilon) \rho_2 \left(\frac{\partial V_2}{\partial T} \right)_p \right]^2 \right\} \quad (3.9)$$

В (3.9) V_1 и V_2 — удельные объемы первой и второй компонент, а c_{p1} и c_{p2} — их удельные теплоемкости.

4. В основе данного исследования лежит предположение о медленном изменении состояния среды в переходном слое по отношению к установлению равновесия. Следовательно, величина $(\partial^2 V / \partial p^2)_s$, входящая в формулы (1.3) и (1.5), должна быть определена с учетом того, что разность температур между компонентами среды успевает выравниваться при сжатии в ударной волне, т. е. макроскопически процесс протекает адиабатически, а микроскопически — изотермически. Таким образом, и здесь в качестве независимых переменных необходимо выбрать давление и температуру.

Представим с этой целью в переменных p и T величину $(\partial^2 V / \partial p^2)_s$ для отдельной компоненты. Из (3.2) следует, что

$$\left(\frac{\partial V}{\partial p} \right)_s = f(p, T) \quad (4.1)$$

где функция $f(p, T)$ означает

$$f(p, T) = \left(\frac{\partial V}{\partial p} \right)_T + \frac{T}{c_p} \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_p \quad (4.2)$$

Рассматривая T как функцию p и s , после дифференцирования (4.1) по p получим

$$\left(\frac{\partial^2 V}{\partial p^2} \right)_s = \left(\frac{\partial f}{\partial p} \right)_T + \left(\frac{\partial f}{\partial T} \right)_p \left(\frac{\partial T}{\partial p} \right)_s \quad (4.3)$$

Положив $c_p = \text{const}$, легко определить на основании (4.2) значения $(\partial f / \partial p)_T$ и $(\partial f / \partial T)_p$. Воспользовавшись, кроме того, известным [10] термодинамическим соотношением

$$\left(\frac{\partial T}{\partial p} \right)_s = \frac{T}{c_p} \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_p \quad (4.4)$$

в результате получаем

$$\left(\frac{\partial^2 V}{\partial p^2}\right)_s = \left(\frac{\partial^2 V}{\partial p^2}\right)_T + \frac{3T}{c_p} \left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p \frac{\partial^2 V}{\partial p \partial T} + \frac{T}{c_p^2} \left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p^2 \left[\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p + 2T \left(\frac{\partial^2 V}{\partial T^2}\right)_p\right] \quad (4.5)$$

В (4.5) V и c_p — либо удельный объем и удельная теплоемкость, либо объем и теплоемкость произвольной массы.

Учитывая аддитивность входящих в (4.5) величин, можно показать, что для единицы массы смеси будет иметь место следующая формула:

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial^2 V}{\partial p^2}\right)_s = & n \left(\frac{\partial^2 V_1}{\partial p^2}\right)_T + (1-n) \left(\frac{\partial^2 V_2}{\partial p^2}\right)_T + \frac{3T}{nc_{p1} + (1-n)c_{p2}} \left[n \left(\frac{\partial V_1}{\partial T}\right)_T + \right. \\ & \left. + (1-n) \left(\frac{\partial V_2}{\partial T}\right)_T \right] \left[n \frac{\partial^2 V_1}{\partial p \partial T} + (1-n) \frac{\partial^2 V_2}{\partial p \partial T} \right] + \frac{T}{[nc_{p1} + (1-n)c_{p2}]^2} \left[n \left(\frac{\partial V_1}{\partial T}\right)_T + \right. \\ & \left. + (1-n) \left(\frac{\partial V_2}{\partial T}\right)_T \right]^2 \left\{ n \left(\frac{\partial V_1}{\partial T}\right)_p + (1-n) \left(\frac{\partial V_2}{\partial T}\right)_p + 2T \left[n \left(\frac{\partial^2 V_1}{\partial T^2}\right)_p + (1-n) \left(\frac{\partial^2 V_2}{\partial T^2}\right)_p \right] \right\} \quad (4.6) \end{aligned}$$

В (4.6) V_1 и V_2 — удельные объемы компонент смеси, c_{p1} и c_{p2} — их удельные теплоемкости, а n — массовая концентрация первой компоненты, связанная с ε соотношением

$$n = \frac{\varepsilon \rho_1}{\varepsilon \rho_1 + (1-\varepsilon) \rho_2} \quad (4.7)$$

5. Пусть первой компонентой смеси является газ, а второй — взвешенные в нем твердые или жидкие частицы. Для таких систем можно пренебречь сжимаемостью второй компоненты по сравнению с первой. Это приводит к существенному упрощению полученных выше соотношений. В самом деле, положим в (3.6), (3.9) и (4.6)

$$\left(\frac{\partial V_2}{\partial p}\right)_T = \left(\frac{\partial V_2}{\partial T}\right)_p = \left(\frac{\partial^2 V_2}{\partial p^2}\right)_{T1} = \left(\frac{\partial^2 V_2}{\partial T^2}\right)_p = \frac{\partial^2 V_2}{\partial p \partial T} = 0$$

Тогда, воспользовавшись при вычислении производных уравнением состояния идеального газа, для u_∞ будем иметь

$$u_\infty = \left\{ \frac{\rho_1}{\varepsilon [\varepsilon \rho_1 + (1-\varepsilon) \rho_2]} \right\}^{1/2} u_1 \quad (5.1)$$

а для u_0 получим

$$u_0 = \left\{ \frac{\rho_1 [\varepsilon \rho_1 c_{p1} + (1-\varepsilon) \rho_2 c_{p2}]}{\varepsilon [\varepsilon \rho_1 + (1-\varepsilon) \rho_2] [\varepsilon \rho_1 c_{p1} + (1-\varepsilon) \gamma_1 \rho_2 c_{p2}]} \right\}^{1/2} u_1 \quad (5.2)$$

Величина $(\partial^2 V / \partial p^2)_s$ будет при этом определяться формулой

$$\left(\frac{\partial^2 V}{\partial p^2}\right)_s = \frac{\varepsilon [\varepsilon \rho_1 c_{p1} + (1-\varepsilon) \gamma_1 \rho_2 c_{p2}] [\varepsilon (\gamma_1 + 1) \rho_1 c_{p1} + 2(1-\varepsilon) \gamma_1 \rho_2 c_{p2}]}{\gamma_1^2 p^2 [\varepsilon \rho_1 + (1-\varepsilon) \rho_2] [\varepsilon \rho_1 c_{p1} + (1-\varepsilon) \rho_2 c_{p2}]^2} \quad (5.3)$$

В (5.1) — (5.3) u_1 — обычная скорость звука в газе, соответствующем первой компоненте среды, т. е.

$$u_1 = \left(\frac{\gamma_1 p}{\rho_1} \right)^{1/2} \quad (5.4)$$

Так как $\gamma_1 > 1$, то из (5.1) и (5.2) непосредственно следует, что в рассматриваемом случае всегда $u_\infty > u_0$.

Сделанное допущение о несжимаемости второй компоненты позволяет существенно упростить также запись условия (1.5) о применимости концепции второй вязкости. Действительно, если в правую часть (1.5) подставить (3.5) и полученные в этом пункте формулы (5.1) — (5.3), то после ряда преобразований можно прийти к соотношению

$$\frac{\Delta p}{p} \ll \frac{2\gamma_1 \rho_2 c_{p2} (\gamma_1 - 1) (1 - \varepsilon)}{(\gamma_1 + 1) \rho_1 c_{p1} \varepsilon + 2\gamma_1 \rho_2 c_{p2} (1 - \varepsilon)} = \psi(\varepsilon) \quad (5.5)$$

Из (5.5) следует, что $\psi(0) = \gamma_1 - 1$, а $\psi(1) = 0$. В интервале $[0, 1]$ $\psi(\varepsilon)$ монотонно падает, так как

$$\frac{d\psi}{d\varepsilon} = - \frac{2\gamma_1 \rho_1 \rho_2 c_{p1} c_{p2} (\gamma_1^2 - 1)}{[(\gamma_1 + 1) \rho_1 c_{p1} \varepsilon + 2\gamma_1 \rho_2 c_{p2} (1 - \varepsilon)]^2} < 0$$

Следовательно, чем больше содержание газа в смеси, тем слабее должна быть ударная волна для того, чтобы выполнялось условие применимости концепции второй вязкости. Необходимо, однако, заметить, что на основном участке интервала $[0,1]$ уменьшение ψ очень незначительно и ψ практически равна $\gamma_1 - 1$. Лишь при значениях ε , весьма близких к единице, изменение ψ становится существенным.

В самом деле, из (5.5) следует, что

$$2\gamma_1\rho_2c_{p2}(1-\varepsilon) \geq 10(\gamma_1+1)\rho_1c_{p1}\varepsilon \gg (\gamma_1+1)\rho_1c_{p1}\varepsilon \quad (5.6)$$

и, следовательно, можно положить $\psi(\varepsilon) = \gamma_1 - 1$, если

$$\varepsilon \ll \left(1 + \frac{5(\gamma_1+1)}{\gamma_1} \frac{\rho_1c_{p1}}{\rho_2c_{p2}}\right)^{-1} \quad (5.7)$$

Но, так как, с другой стороны

$$\alpha = \frac{5(\gamma_1+1)}{\gamma_1} \frac{\rho_1c_{p1}}{\rho_2c_{p2}} \ll 1$$

то, разложив правую часть (5.7) в ряд по α , это условие можно записать в виде

$$\varepsilon \leq 1 - \frac{5(\gamma_1+1)}{\gamma_1} \frac{\rho_1c_{p1}}{\rho_2c_{p2}} = \varepsilon_* \quad (5.8)$$

Таким образом, если $\varepsilon \leq \varepsilon_*$, то условие применимости концепции второй вязкости записывается в простом виде

$$\Delta p / p \ll \gamma_1 - 1 \quad (5.9)$$

Расчеты показали, что для таких систем, как, например, гелий — уголь, воздух — уголь, воздух — вода и воздух — кварц, значения ε_* соответственно равны 0.993, 0.990, 0.998 и 0.995.

Ниже приводим (см. таблицу) результаты сравнения ширины переходного слоя слабой ударной волны в чистом гелии и чистом воздухе, вычисленной на основании обычной формулы гидродинамической теории переходного слоя [6] (в нем оба коэффициента вязкости принимаются имеющими одинаковый порядок величины), с шириной

$1 - \varepsilon$	10^{-1}	10^{-2}	10^{-3}	10^{-4}	10^{-5}
гелий — уголь					
u_∞	$3.78 \cdot 10^3$	$1.13 \cdot 10^4$	$3.37 \cdot 10^4$	$7.46 \cdot 10^4$	$9.55 \cdot 10^4$
u_0	$2.93 \cdot 10^3$	$8.89 \cdot 10^3$	$2.88 \cdot 10^4$	$7.2 \cdot 10^4$	$9.51 \cdot 10^4$
ψ	0.666	0.629	0.405	$8.88 \cdot 10^{-2}$	$1.01 \cdot 10^{-2}$
$\Delta p \delta$	$1.54 \cdot 10^3$	$4.42 \cdot 10^3$	$9.86 \cdot 10^3$	$6.73 \cdot 10^3$	$1.14 \cdot 10^3$
δ / δ_0	$1.68 \cdot 10^1$	$4.83 \cdot 10^1$	$1.08 \cdot 10^2$	$7.35 \cdot 10^1$	$1.24 \cdot 10^1$
воздух — уголь					
u_∞	$3.44 \cdot 10^3$	$9.98 \cdot 10^3$	$2.37 \cdot 10^4$	$3.24 \cdot 10^4$	$3.41 \cdot 10^4$
u_0	$2.92 \cdot 10^3$	$8.56 \cdot 10^3$	$2.17 \cdot 10^4$	$3.19 \cdot 10^4$	$3.39 \cdot 10^4$
ψ	0.396	0.366	0.205	$3.8 \cdot 10^{-2}$	$4.15 \cdot 10^{-2}$
$\Delta p \delta$	$1.04 \cdot 10^3$	$2.81 \cdot 10^3$	$4.02 \cdot 10^3$	$1.14 \cdot 10^3$	$1.35 \cdot 10^2$
δ / δ_0	$3.39 \cdot 10^1$	$9.17 \cdot 10^1$	$1.31 \cdot 10^2$	$3.72 \cdot 10^1$	4.4
воздух — вода					
u_∞	$3.92 \cdot 10^3$	$1.12 \cdot 10^4$	$2.52 \cdot 10^4$	$3.28 \cdot 10^4$	$3.4 \cdot 10^4$
u_0	$3.32 \cdot 10^3$	$9.54 \cdot 10^3$	$2.2 \cdot 10^4$	$3.12 \cdot 10^4$	$3.38 \cdot 10^4$
ψ	0.399	0.390	0.321	0.116	$1.56 \cdot 10^{-2}$
$\Delta p \delta$	$3.14 \cdot 10^4$	$8.84 \cdot 10^4$	$1.67 \cdot 10^5$	$8.74 \cdot 10^4$	$1.32 \cdot 10^4$
δ / δ_0	$1.02 \cdot 10^3$	$2.88 \cdot 10^3$	$5.45 \cdot 10^3$	$2.85 \cdot 10^3$	$4.31 \cdot 10^2$

переходного слоя в системах гелий — уголь, воздух — уголь и воздух — вода, вычисленной на основании полученных выше соотношений. Принималось, что во всех случаях размер взвешенной в газе частицы $r = 10^{-4}$ см, $p = 10^6$ дин/см², $T = 288^\circ$ К, а все необходимые данные о свойствах гелия, воздуха, угля и воды были заимствованы из [11]. В этой таблице δ — ширина переходного слоя в смеси, а δ_0 — ширина переходного слоя в соответствующем газе при одинаковых значениях Δp . Все данные приводятся в системе CGS.

Полученные данные показывают, что в широком диапазоне изменения $1 - \varepsilon$ ширина переходного слоя в смеси в системах гелий — уголь и воздух — уголь в среднем более чем на один порядок выше, чем в чистом гелии и чистом воздухе. Эта разница еще выше в системе воздух — вода, где она доходит до трех порядков по сравнению с чистым воздухом.

По мере уменьшения содержания твердых и жидких частиц в смеси, значение δ сначала растет и, достигнув максимума, начинает затем падать. Приведенные данные подтверждают, кроме того, высказанные соображения относительно характера изменения функции $\psi(\varepsilon)$.

6. В тех случаях, когда плотности компонент среды существенно отличаются одна от другой, т. е. когда одна из компонент — газ, наличие явлений диффузии и бародиффузии приводит к изменению концентрации компонент в переходном слое слабой ударной волны и обуславливает значительное увеличение его ширины. Как показано в [12], при этом

$$[\delta \sim \frac{\rho_2 c_{p1} l T (1 - n)}{\Delta p} \left(1 - \frac{1}{\gamma_1}\right) \left(\frac{r}{l}\right)^2 \quad (6.1)$$

где l — длина свободного пробега газовой молекулы. Следовательно, в подобных случаях кроме механизма терморелаксации необходимо, очевидно, учитывать и этот дополнительный механизм увеличения δ . Можно, однако, показать, что оба эти процесса практически независимы и не влияют друг на друга.

В самом деле, из приведенной таблицы следует, что весьма существенное изменение концентрации твердых и жидких частиц в газе очень слабо влияет на величину δ , обусловленную терморелаксацией. Влияние это будет еще более незначительным для слабых ударных волн, где изменения концентрации малы. А так как эти изменения обусловлены явлениями диффузии и бародиффузии, то последние практически не будут влиять на процесс терморелаксации.

И, наоборот, из (6.1) следует, что малые изменения температуры в переходном слое слабых ударных волн, связанные с терморелаксацией, не будут влиять на величину δ , обусловленную явлениями диффузии и бародиффузии.

Таким образом, рассматриваемые процессы, действительно, независимы. Значит, ширина переходного слоя ударной волны будет определяться наибольшим из двух значений δ , обусловленных этими процессами в отдельности.

Автор признателен Я. Б. Зельдовичу, А. С. Компанейцу, Н. М. Кузнецову и В. А. Белоконю за ценные указания и интерес к работе.

Поступила 21 VIII 1968

ЛИТЕРАТУРА

1. З е л ь д о в и ч Я. Б. О распространении ударных волн в газе с обратимыми химическими реакциями. ЖЭТФ, 1946, т. 16, вып. 4.
2. З е л ь д о в и ч Я. Б., Р а й з е р Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., «Наука», 1966.
3. С т е п а н о в П. Е. О релаксационных явлениях в ударной волне в газе. ЖЭТФ, 1947, т. 17, вып. 5.
4. Д ь я к о в С. П. Ударные волны в релаксирующей среде. ЖЭТФ, 1954, т. 27, вып. 6 (12).
5. М а н д е л ь ш т а м Л. И., Л е о н т о в и ч М. А. К теории поглощения звука в жидкостях. ЖЭТФ, 1937, т. 7, вып. 3.
6. Л а н д а у Л. Д., Л и ф ш и ц Е. М. Механика сплошных сред. М., Гостехтеоретиздат, 1953.
7. К а р с л о у Г. С. Теория теплопроводности. М.—Л., Гостехиздат, 1947.
8. Т и х о н о в А. Н., С а м а р с к и й А. А. Уравнения математической физики. М., «Наука», 1953.
9. И с а к о в и ч М. А. О распространении звука в эмульсиях. ЖЭТФ, 1948, т. 18, вып. 10.
10. Л а н д а у Л. Д., Л и ф ш и ц Е. М. Теоретическая физика, т. 5. Статистическая физика. М., «Наука», 1964.
11. К э й Д., Л э б и Т. Справочник физика — экспериментатора. М., Изд-во иностр. лит. 1949.
12. Д ь я к о в С. П. Ударные волны в бинарных смесях. ЖЭТФ, 1954, т. 27, вып. 3 (9).