

К ТЕОРИИ РЕЛАКСАЦИОННОГО ДАВЛЕНИЯ В ДИССОЦИИРУЮЩЕМ ГАЗЕ

Г. Я. ГЕРАСИМОВ

(Москва)

С помощью метода Чепмена — Энскога исследуется влияние медленной реакции диссоциации (скорость реакции много меньше скорости обмена энергией между поступательными и внутренними степенями свободы частиц газа) на коэффициенты переноса. Показано, что изменения возникают лишь в диагональной части тензора давлений, где появляется дополнительный коэффициент, так называемое релаксационное давление.

На возможность появления релаксационного давления в химически реагирующем газе указывалось ранее в работах [1-4]. Недавно в [5] этот эффект рассмотрен в рамках метода Грэда для газа с бимолекулярной химической реакцией, причем анализ полученного выражения для релаксационного давления и оценка его по величине не проведены.

В настоящей работе получено формальное выражение для релаксационного давления в диссоциирующем газе, выделены случаи, когда этот коэффициент равен нулю, показано, что объемную вязкость можно трактовать как частный случай релаксационного давления, когда в качестве медленного процесса выступает не реакция диссоциации, а расширение газа. Проведен расчет релаксационного давления на примере диссоциации молекулярного азота и кислорода, показавший, что при определенных условиях это давление может быть сравнимо по порядку величины с обычным давлением.

1. Рассмотрим диссоциирующий газ, состоящий из двухатомных гомоядерных молекул и атомов. Обозначим их соответственно индексами 2 и 1. Предположим, что

$$(1.1) \quad \tau \gg \tau_{diss} \gg \tau_{int} \sim \tau_{el}$$

где τ — характерное время течения; τ_{diss} , τ_{int} и τ_{el} — время релаксации соответственно для реакции диссоциации, внутренних и поступательных степеней свободы.

Введем функцию распределения $f_{pi}(\mathbf{v}_p, E_{pi}, \mathbf{r}, t)$ частиц сорта p ($p = 1, 2$), находящихся в i -м квантовом состоянии с внутренней энергией E_{pi} . Будем считать, что атомы не имеют внутренних степеней свободы, т. е. $E_{1i} = 0$.

Определим с помощью f_{pi} плотность частиц i -й компоненты n_p , среднюю массовую скорость \mathbf{v}_0 и энергию грамма вещества U

$$(1.2) \quad n_p(\mathbf{r}, t) = \sum_i \int f_{pi} d\mathbf{v}_p, \quad n = \sum_p n_p$$

$$(1.3) \quad \rho \mathbf{v}_0(\mathbf{r}, t) = \sum_{p,i} \int m_p \mathbf{v}_p f_{pi} d\mathbf{v}_p, \quad \rho = \sum_p m_p n_p$$

$$(1.4) \quad \rho U(\mathbf{r}, t) = \sum_{p,i} \int \left(\frac{1}{2} m_p \mathbf{V}_p^2 + E_{pi} \right) f_{pi} d\mathbf{v}_p, \quad \mathbf{V}_p = \mathbf{v}_p - \mathbf{v}_0$$

Уравнение Больцмана для частиц сорта p в отсутствие внешних сил запишем в виде

$$(1.5) \quad \frac{\partial f_{pi}}{\partial t} + \mathbf{v}_p \cdot \nabla f_{pi} + I_{pi}^{\text{diss}} = - \sum_q I_{pi(p,q)}^{(p,q)}$$

$$(1.6) \quad I_1^{\text{diss}} = I_{1(1,11)}^{(1,2)} + I_{1(1,2)}^{(1,11)} + 2I_{1(2,1)}^{(11,1)} + 2I_{1(2,2)}^{(11,2)}$$

$$I_{2i}^{\text{diss}} = I_{2i(1,11)}^{(1,2)} + I_{2i(2,2)}^{(2,11)} + I_{2i(11,1)}^{(2,1)} + I_{2i(11,2)}^{(2,2)}$$

Члены в уравнении Больцмана, обусловленные столкновениями, в предположении о существовании полностью обратимых столкновений имеют вид [1]

$$(1.7) \quad I_{pi(p,q)}^{(p,q)} = \sum_{j,k,l} \int (f_{pi} f_{qj} - f_{pk} f_{ql}) \sigma_{pk,ql}^{p_i, q_j} d\mathbf{v}_q d\mathbf{v}_p' d\mathbf{v}_q'$$

$$(1.8) \quad I_{pi(p,11)}^{(p,2)} = \sum_{j,k} \int (f_{pi} f_{2j} - k_{\text{diss}} f_{pk} f_1'' f_1''') \sigma_{pk,11}^{p_i, 2j} d\mathbf{v}_2 d\mathbf{v}_p' d\mathbf{v}_1'' d\mathbf{v}_1'''$$

$$f_1'' = f_1(\mathbf{v}_1'', \mathbf{r}, t) \quad k_{\text{diss}} = (2h/m_1)^3$$

Здесь h — постоянная Планка, \mathbf{v}_1'' и \mathbf{v}_1''' — скорости атомов распавшейся в результате столкновения молекулы. Штрихи у скоростей означают, что эти величины берутся после столкновения. Величины $\sigma_{pk,ql}^{p_i, q_j}$ и $\sigma_{pk,11}^{p_i, 2j}$ — вероятности превращения в единицу времени для процессов

$$\mathbf{v}_p, E_{pi} + \mathbf{v}_q, E_{qj} \rightarrow \mathbf{v}_p', E_{pk} + \mathbf{v}_q', E_{ql}$$

$$\mathbf{v}_p, E_{pi} + \mathbf{v}_2, E_{2j} \rightarrow \mathbf{v}_p', E_{pk} + \mathbf{v}_1'' + \mathbf{v}_1'''$$

В рассматриваемом случае к быстрым процессам, приводящим систему к квазиравновесию, относятся только упругие и неупругие столкновения. К медленным процессам, возмущающим квазиравновесное состояние, относятся диссоциационные столкновения и течение газа.

Следовательно, квазиравновесная функция распределения $f_{pi}^{(0)}$ является решением системы уравнений

$$(1.9) \quad \sum_q I_{pi(p,q)}^{(p,q)}(f^{(0)}) = 0$$

и имеет вид

$$(1.10) \quad f_{pi}^{(0)} = n_p (m_p / 2\pi kT)^{3/2} Q_p^{-1} \exp(-W_p^2 - \varepsilon_{pi})$$

$$W_p = \left(\frac{m_p}{2kT} \right)^{1/2} \mathbf{v}_p, \quad \varepsilon_{pi} = \frac{E_{pi}}{kT}, \quad Q_p = \sum_i \exp(-\varepsilon_{pi})$$

Решение уравнения Больцмана ищем в виде

$$(1.11) \quad f_{pi} = f_{pi}^{(0)} (1 + \Phi_{pi})$$

где величина Φ_{pi} мала и описывает возмущение, обусловленное медленными процессами. Так как величины n_p и \mathbf{v}_0 , входящие в (1.10) и являющиеся произвольными параметрами решения уравнения (1.9), обычно отождествляют

ся с величинами, определяемыми формулами (1.2) и (1.3), а величина T определяется так, чтобы плотность энергии, рассчитанная по $f_{pi}^{(0)}$, равнялась U , то на величины Φ_{pi} необходимо наложить следующие ограничения:

$$(1.12) \quad \sum_i \int f_{pi}^{(0)} \Phi_{pi} d\mathbf{v}_p = 0, \quad \sum_{p,i} m_p \int f_{pi}^{(0)} \mathbf{v}_p \Phi_{pi} d\mathbf{v}_p = 0$$

$$\sum_{p,i} \int f_{pi}^{(0)} (W_p^2 + \varepsilon_{pi}) \Phi_{pi} d\mathbf{v}_p = 0$$

Уравнение для определения функции возмущения Φ_{pi} имеет вид

$$(1.13) \quad Df_{pi}^{(0)} / Dt + \mathbf{v}_p \nabla f_{pi}^{(0)} - (D\mathbf{v}_0 / Dt) (\partial f_{pi}^{(0)} / \partial \mathbf{v}_p) -$$

$$- (\partial f_{pi}^{(0)} / \partial \mathbf{v}_p) \mathbf{v}_p \cdot \nabla \mathbf{v}_0 + {}^{(0)}I_{pi}^{\text{diss}} (f^{(0)}) = - \sum_q {}^{(1)}I_{pi(p,q)}^{(p,q)} (\Phi)$$

Здесь $D/Dt = \partial/\partial t + \mathbf{v}_0 \cdot \nabla$, ${}^{(0)}I_{pi}^{\text{diss}}(f^{(0)})$ — интегралы столкновений I_{pi}^{diss} , вычисленные с помощью квазиравновесной функции распределения $f_{pi}^{(0)}$, а ${}^{(1)}I_{pi}(\Phi)$ — линеаризованные операторы $I_{pi}[f^{(0)}(1+\Phi)]$.

Подстановка $f_{pi}^{(0)}$ в левую часть (1.13) и исключение частных производных по t с помощью уравнений Эйлера приводит к следующему уравнению для Φ_{pi} :

$$(1.14) \quad f_{pi}^{(0)} \left\{ \left(W_p^2 - \frac{5}{2} + \varepsilon_{pi} - \varepsilon_p \right) \mathbf{v}_p \cdot \nabla \ln T + 2W_p^0 \mathbf{W}_p \cdot \nabla \mathbf{v}_0 + \right.$$

$$\left. + \frac{n}{n_p} \mathbf{v}_p \cdot \mathbf{d}_p + \frac{2}{3} \left[\frac{c_{\text{int}}}{c_v} \left(W_p^2 - \frac{3}{2} \right) + \frac{c_{\text{tr}}}{c_v} (\varepsilon_{pi} - \varepsilon_p) \right] \text{div } \mathbf{v}_0 + n_p^{-1} K_p^{(0)} - \right.$$

$$\left. - \frac{k}{nc_v} \left(W_p^2 - \frac{3}{2} + \varepsilon_{pi} - \varepsilon_p \right) \sum_q \left(\frac{3}{2} + \varepsilon_q \right) K_q^{(0)} + \right.$$

$$\left. + {}^{(0)}I_{pi}^{\text{diss}} (f^{(0)}) = - \sum_q {}^{(1)}I_{pi(p,q)}^{(p,q)} (\Phi) \right.$$

$$\varepsilon_p = Q_p^{-1} \sum_{p,i} \varepsilon_{pi} \exp(-\varepsilon_{pi}), \quad K_p^{(0)} = \sum_i \int {}^{(0)}I_{pi}^{\text{diss}} (f^{(0)}) d\mathbf{v}_p$$

$$\mathbf{W}_p^0 \mathbf{W}_p = \mathbf{W}_p \mathbf{W}_p - \frac{1}{3} W_p^2 \mathbf{U}, \quad \mathbf{d}_p = \nabla \left(\frac{n_p}{n} \right) - \left(\frac{n_p}{n} - \frac{m_p n_p}{\rho} \right) \nabla \ln p$$

$$c_v = c_{\text{tr}} + c_{\text{int}}, \quad c_{\text{tr}} = \frac{3}{2} k, \quad nc_{\text{int}} = \sum_p \frac{n_p dE_p}{dT} = \sum_p n_p c_{p,\text{int}}$$

Здесь $K_p^{(0)}$ — скорость реакции, вычисленная с помощью квазиравновесной функции распределения, \mathbf{U} — единичный тензор, $p = nKT$ — скалярное давление.

В соответствии с видом левой части уравнения (1.14) его решение ищется в виде

$$(1.15) \quad \Phi_{pi} = -\mathbf{A}_{pi} \cdot \nabla \ln T - \mathbf{B}_{pi} \cdot \nabla \mathbf{v}_0 + n \sum_q \mathbf{C}_{pi^q} \cdot \mathbf{d}_q - D_{pi} \text{div } \mathbf{v}_0 - F_{pi}$$

Подстановка (1.15) в уравнение (1.14) приводит к распадению последнего на независимые интегральные уравнения для определения функций A , B , C , D и F . Решение этих уравнений проводится обычным путем [6, 7].

2. Основными гидродинамическими переменными в рассматриваемом газе являются величины n_p , \mathbf{v}_0 и T . Нетрудно показать, что гидродинамические уравнения, описывающие их изменение во времени, имеют такой же вид, как и в не реагирующей газовой смеси, за исключением того, что в правой части уравнения неразрывности будет стоять скорость реакции K_p , определяемая по формуле

$$(2.1) \quad K_p = - \sum_i \int I_{pi}^{\text{diss}} d\mathbf{v}_p, \quad K_1 = -2K_2$$

а в диагональной части тензора давлений наряду с объемной вязкостью появляется дополнительный коэффициент.

Диагональная часть тензора давлений в данном случае определяется следующим выражением:

$$(2.2) \quad P = \frac{2}{3} kT \sum_{p,i} \int W_p^2 f_{pi} d\mathbf{v}_p = p - \kappa \operatorname{div} \mathbf{v}_0 - \xi$$

$$(2.3) \quad \kappa = \frac{2}{3} kT \sum_{p,i} \int W_p^2 f_{pi}^{(0)} D_{pi} d\mathbf{v}_p$$

$$(2.4) \quad \xi = \frac{2}{3} kT \sum_{p,i} \int W_p^2 f_{pi}^{(0)} F_{pi} d\mathbf{v}_p$$

где κ — коэффициент вязкости.

Величина ξ , появляющаяся в выражении для P только при наличии в газе медленной реакции диссоциации, называется релаксационным давлением. Она выражается через функцию F_{pi} , которая удовлетворяет интегральному уравнению

$$(2.5) \quad f_{pi}^{(0)} \left[n_p^{-1} K_p^{(0)} - \frac{k}{nc_v} \left(W_p^2 - \frac{3}{2} + \varepsilon_{pi} - \varepsilon_p \right) \right] \times \\ \times \sum_q \left(\frac{3}{2} + \varepsilon_q \right) K_q^{(0)} + {}^{(0)}I_{pi}^{\text{diss}}(f^{(0)}) = \sum_q {}^{(1)}I_{pi(p,q)}(F)$$

Решение этого уравнения с учетом дополнительных условий (1.12) приводит в первом приближении (в смысле разложения по полиномам Сонина и Валдмана — Трубенбахера) к следующему выражению для ξ :

$$(2.6) \quad \xi = - \frac{c_{tr}}{c_{\text{int}}} Q_p^{-1} \kappa - \frac{c_{\text{int}}}{c_v} \left| \begin{matrix} Q_{pq}^{10,10} & \Delta Q_{p,tr}^{(0)} \\ n_q & 0 \end{matrix} \right| \times |Q_{pq}^{10,10}|^{-1}$$

$$(2.7) \quad \kappa = \left(\frac{c_{\text{int}}}{c_v} \right)^2 kT \left| \begin{matrix} Q_{pq}^{10,10} & n_p \\ n_q & 0 \end{matrix} \right| \times |Q_{pq}^{10,10}|^{-1}$$

$$(2.8) \quad Q_{pq}^{10,10} = \frac{8}{9} n_1 n_2 \frac{kT}{\eta_{12}} \left[\frac{5}{4} (1 - 2\delta_{pq}) A_{12}^{-1} - \right. \\ \left. - (2 + 3\delta_{p1}\delta_{q1} - \delta_{pq}) c_{2,\text{int}} / (\pi k Z_{12}) \right] - 4n_2^2 \delta_{p2} \delta_{q2} c_{2,\text{int}} T / (\pi \eta_{22} Z_{22})$$

$$(2.9) \quad \Delta Q_{p, \text{tr}}^{(0)} = kT \sum_i \int \left(\frac{3}{2} - W_p^2 \right)^{(0)} I_{pi}^{\text{diss}} dv_p^{(0)}$$

$$\Delta Q_{p, \text{int}}^{(0)} = kT \sum_i \int (\epsilon_p - \epsilon_{pi})^{(0)} I_{pi}^{\text{diss}} dv_p$$

$$(2.10) \quad Q = -\Delta H K_2^{(0)}, \quad \Delta Q_{1, \text{tr}}^{(0)} + \Delta Q_{2, \text{tr}}^{(0)} + \Delta Q_{2, \text{int}}^{(0)} = -Q$$

Здесь η_{pq} — вязкость, δ_{pq} — символ Кронекера, A_{pq}^* — отношение приведенных интегралов столкновений [7], ΔH — теплота реакции, Z_{pq} — число столкновений между частицами сорта p и q , необходимое для установления равновесия между поступательными и вращательными степенями свободы частиц газа.

Легко видеть, что величина Q представляет собой количество теплоты, которое теряют поступательные и внутренние степени свободы частиц газа в единице объема среды за единицу времени, а $\Delta Q_{p, \text{tr}}^{(0)}/n_p$ и $\Delta Q_{p, \text{int}}^{(0)}/n_p$ — изменение за единицу времени средней энергии соответственно поступательных и внутренних степеней свободы частицы сорта p за счет реакции. Эти величины, как видно из (2.9), (2.10), (1.8), (1.10), пропорциональны величине $[1 - \exp(-\Delta\mu/kT)]$, где $\Delta\mu$ — сродство реакции диссоциации, определяемое по формуле

$$(2.11) \quad \exp(-\Delta\mu/kT) = 8n_1^2 n_2^{-1} Q_2 h^3 (2\pi m_2 kT)^{-3/2} \exp(-D/kT)$$

Здесь D — энергия диссоциации.

Следовательно, коэффициент ξ можно представить в виде

$$(2.12) \quad \xi = \xi' kT [1 - \exp(-\Delta\mu/kT)]$$

Подставим решение уравнения Больцмана в выражение (2.1) для K_2 . Тогда

$$(2.13) \quad K_2 = K_2^{(0)} - \nu \operatorname{div} \mathbf{v}_0 - \theta$$

$$(2.14) \quad \nu = - \sum_p \sum_{i,j,k} \int f_{2i}^{(0)} f_{pj}^{(0)} [D_{2i} + D_{pj} - \exp(-\Delta\mu/kT) \times$$

$$\times (D_1'' + D_1''' + D_{pk}')] \sigma_{11, pk}^{2i, pj} dv_2 dv_p dv_1'' dv_1''' dv_p'$$

$$(2.15) \quad \theta = - \sum_p \sum_{i,j,k} \int f_{2i}^{(0)} f_{pj}^{(0)} [F_{2i} + F_{pj} - \exp(-\Delta\mu/kT) (F_1'' + F_1''' + F_{pk}')] \times$$

$$\times \sigma_{11, pk}^{2i, pj} dv_2 dv_p dv_1'' dv_1''' dv_p'$$

При малом отклонении от термодинамического равновесия, когда справедливы линейные соотношения между термодинамическими силами и потоками, коэффициенты при перекрестных членах в выражениях для потоков должны удовлетворять соотношениям взаимности Онзагера. В частности, нетрудно показать, что при $(\Delta\mu/kT) \ll 1$ имеет место равенство $\nu = -\xi'$.

3. Установим аналогию между релаксационным давлением и объемной вязкостью. Для этого рассмотрим два примера. В первом из них предположим, что реакция в рассматриваемом газе отсутствует и происходит адиабатическое расширение газа. Из уравнения неразрывности имеем $\rho \operatorname{div} \mathbf{v}_0 = -d\rho/dt$. Так как $\rho = m/V$, где m — масса некоторого объема V , то $V d\rho = -\rho dV$. Следовательно $\rho \operatorname{div} \mathbf{v}_0 = \rho dV/dt$.

При расширении газа поступательные степени свободы его компонент «остывают», причем количество теплоты Q , которое они теряют в единице объема среды за единицу времени, равно pdV/Vdt . Отсюда следует, что $\chi \operatorname{div} v_0 = Q\kappa/p$.

Рассмотрим теперь диссоциирующий газ и предположим, что средняя внутренняя энергия молекул не меняется, а средняя поступательная энергия атомов и молекул за единицу времени уменьшается на одну и ту же величину — $\Delta Q_{p, \text{tr}}^{(0)}/n_p = Q/n$. В этом случае реакция «охлаждает» только поступательные степени свободы атомов и молекул, причем охлаждает так, что между собой они остаются в равновесии. Выражение для коэффициента ξ при этом принимает вид $\xi = Q\kappa/p$. Таким образом, релаксационное давление в рассматриваемом примере имеет ту же природу, что и объемная вязкость в предыдущем. Единственное различие между ними заключается лишь в том, что в первом примере роль внешнего отрицательного источника энергии для поступательных степеней свободы играет процесс расширения газа, а в данном — реакция диссоциации.

Коэффициент объемной вязкости κ пропорционален времени релаксации внутренней энергии, которое является мерой скорости перехода энергии между поступательными и внутренними степенями свободы частиц газа. Следовательно, релаксационное давление во втором примере определяется, во-первых, медленным процессом передачи энергии от внешнего источника к поступательным степеням свободы и, во-вторых, быстрым перераспределением энергии между поступательными и внутренними степенями свободы. В общем случае — $\Delta Q_{p, \text{tr}}^{(0)}/n_p \neq Q/n$ и коэффициент ξ будет определяться не только процессом перераспределения энергии между поступательными и внутренними степенями свободы, но и взаимным перераспределением энергии между поступательными степенями свободы различных компонент газа.

Таким образом, чтобы существовало релаксационное давление, необходимо наличие в газе двух релаксационных процессов — медленного и быстрого. Объемную вязкость можно трактовать как частный случай релаксационного давления, когда в качестве медленного процесса выступает расширение или сжатие газа. Релаксационное давление будет отсутствовать тогда, когда будет отсутствовать хотя бы один из указанных выше процессов, в частности $\xi = 0$ при

$$\Delta Q_{p, \text{tr}}^{(0)} = -(c_{\text{tr}}/c_V) x_p Q, \quad \Delta Q_{p, \text{int}}^{(0)} = -(c_{p, \text{int}}/c_V) x_p Q, \quad x_p = n_p/n$$

т. е. когда средняя энергия различных степеней свободы частиц газа меняется, но это изменение происходит таким образом, что они остаются в равновесии и между ними не происходит взаимного перераспределения энергии.

4. Сделаем расчет релаксационного давления для случая, когда газ внезапно нагрет до некоторой достаточно большой температуры $T (kT \ll D)$, при которой молекулы начинают быстро диссоциировать на атомы. В соответствии с условием (1.1) будем считать, что в каждый момент времени существует квазиравновесное распределение частиц газа по поступательным и внутренним степеням свободы. Так как диссоциируют в основном высоковозбужденные молекулы, у которых $E_{2i} \approx D$, естественно предположить, что

$$(4.1) \quad \Delta Q_{2, \text{int}}^{(0)} = DK_2$$

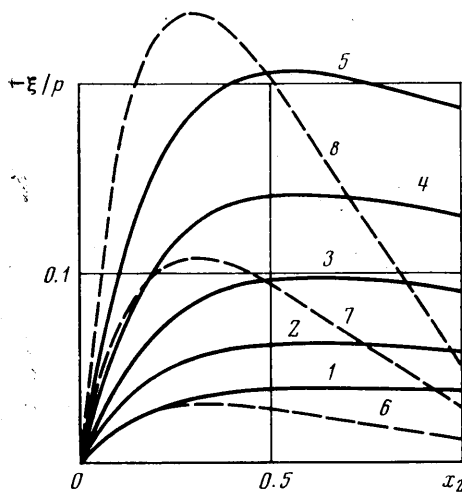
В этом случае второе слагаемое в выражении (2.6) для ξ мало по сравнению с первым и им можно пренебречь. Если учесть, что

$$K_2^{(0)} = -(K_{12}x_1x_2 + K_{22}x_2^2)n^2, \\ x_1 = 1 - x_2$$

где $K_{12}(T)$ и $K_{22}(T)$ — константы скоростей диссоциации (считается, что температура достаточно велика и процессом рекомбинации можно пренебречь), то выражение для релаксационного давления принимает вид

$$(4.2) \quad -\xi p^{-1} = c_{\text{tr}} c_{1\text{int}}^{-1} D (kT)^{-1} (K_{12}x_1x_2 + K_{22}x_2^2) \kappa$$

Расчет релаксационного давления проводился по формулам (4.2), (2.7), (2.8) на примере диссоциации азота при $T = 12\,000 - 16\,000^\circ \text{K}$ и кислорода при $T = 6000 -$



8000° К. Данные для расчета по константам скоростей диссоциации и величинам η_{pq} , A_{pq} * брались соответственно из [8, 9].

Так как в азоте и кислороде при рассматриваемых температурах число столкновений $Z_{22, \text{rot}}$, необходимое для установления равновесия по вращательным степеням свободы, порядка 10 [10], а число столкновений $Z_{22, \text{vib}}$, необходимое для установления равновесия по колебательным степеням свободы, больше 100 [11], то

$$c_{2, \text{int}} Z_{22}^{-1} = c_{2, \text{rot}} Z_{22, \text{rot}}^{-1} + c_{2, \text{vib}} Z_{22, \text{vib}}^{-1} \approx c_{2, \text{rot}} Z_{22, \text{rot}}^{-1}$$

В соответствии с [12] были выбраны следующие значения для $Z_{22, \text{rot}}$: для азота 15, для кислорода 10. Величины $Z_{12, \text{rot}}$ будут примерно в 2 раза больше.

Результаты расчета величины ξ приведены на фигуре сплошными линиями для азота (кривые 1—5 соответствуют температурам $T=12, 13, 14, 15, 16 \cdot 10^3$ °К) и пунктирными линиями для кислорода (кривые 6—8 соответствуют температурам $T=6, 7, 8 \cdot 10^3$ °К).

Видно, что релаксационное давление при рассматриваемых температурах достаточно велико и сравнимо по порядку величины с обычным давлением. При более высоких температурах отношение $(-\xi/p)$, вычисленное по полученным формулам, может достигать единицы, но при этом нарушается предположение о малости функции возмущения Φ_p .

Автор благодарит А. С. Плешанова за полезные обсуждения и ценные замечания.

Поступила 16 II 1977

ЛИТЕРАТУРА

1. Людвиг Г., Хейль М. Теория пограничного слоя с диссоциацией и ионизацией. В сб. «Проблемы механики», вып. 4. М., Изд-во иностр. лит., 1963.
2. Гроот С. Де, Мазур П. Неравновесная термодинамика. М., «Мир», 1964.
3. Коган М. Н. Динамика разреженного газа. М., «Наука», 1967.
4. Андерсен Г. Вывод уравнений гидродинамики из уравнения Больцмана. В сб. «Кинетические процессы в газах и плазме». М., Атомиздат, 1972.
5. Жданов В. М., Скачков П. П. К теории неравновесных явлений в химически реагирующих газовых смесях. Докл. АН СССР, 1973, т. 211, № 3.
6. Гирифельдер Дж., Кергисс Ч., Берд Р. Молекулярная теория газов и жидкостей. М., Изд-во иностр. лит., 1961.
7. Monchick L., Yun K. S., Mason E. A. Formal kinetic theory of transport phenomena in polyatomic gas mixtures. J. Chem. Phys., 1963, vol. 39, No. 3.
8. Ступоченко Е. В., Лосев С. А., Осипов А. И. Релаксационные процессы в ударных волнах. М., «Наука», 1965.
9. Беллев Ю. Н., Леонас В. Б. Интегралы столкновений для компонент диссоциирующего воздуха. Теплофизика высоких температур, 1968, т. 6, вып. 1.
10. Паркер. Вращательная и колебательная релаксация в двухатомных газах. В сб. «Газодинамика и теплообмен при наличии химических реакций». М., Изд-во иностр. лит., 1962.
11. Hansen C. F., Pearson W. E. Three-dimensional model of collision-induced vibrational transitions in homonuclear diatomic molecules. J. Chem. Phys., 1970, vol. 53, No. 9.
12. Carnevale E. H., Carey C., Larson G. Ultrasonic determination of rotational collision numbers and vibrational relaxation times of polyatomic gases at high temperatures. J. Chem. Phys., 1967, vol. 47, No. 8.