

## ЛИТЕРАТУРА

1. Островский Ю. И., Бутусов М. М. Голографическая интерферометрия. — М.: Наука, 1977.
2. Барачевский В. А., Манджиков В. Ф. и др. Фотохромный метод визуализации гидродинамических потоков // ПМТФ. — 1984. — № 5.
3. Таблицы физических величин/Под ред. И. К. Кикоина. — М.: Атомиздат, 1976. — С. 59.

Поступила 28/V 1986 г.

УДК 533.6.011.8

### О ВЛИЯНИИ ТЕЧЕНИЯ ГАЗА НА ФУНКЦИЮ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ДИССОЦИИРУЮЩИХ МОЛЕКУЛ ПО КОЛЕБАТЕЛЬНЫМ УРОВНЯМ

Г. Я. Дынкикова  
(Москва)

1. Влияние движения газа на кинетику реакций сильно возбужденных молекул рассматривалось в [1—4], где установлено, что в выражении для макроскопической скорости реакции возникают значительные по величине неравновесные поправки, пропорциональные пространственным производным макроскопических величин, их степеням и производным. В [5—8] показано, что при более полном учете свойств решений кинетических уравнений при больших энергиях молекул они нелинейным образом зависят от пространственных производных. В частности, скорость диссоциации двухатомных молекул — обрезанных гармонических осцилляторов — в неизотермическом конвективном течении экспоненциально зависит от  $\nabla \mathbf{u}$ ,  $\mathbf{u}$  — скорость потока [8].

Неравновесные поправки в скорости реакции — следствие возмущения распределения молекул по колебательным уровням. Полученное в [8] решение для функции распределения обладает свойством локальности, что не вполне согласуется с приведенным в [8] объяснением, из которого вытекает, что населенности верхних энергетических уровней не успевают отслеживать изменение поступательной температуры. Ниже дана другая интерпретация полученных результатов.

2. Как известно [9], в модели гармонического осциллятора с бесконечным числом уровней имеет место закон сохранения функции распределения, если начальное распределение бoльцмановское. При этом в каждый момент времени населенность  $i$ -го колебательного уровня  $x_i$  определяется формулой

$$(2.1) \quad x_i = (1 - q)q^i,$$

где  $q$  описывается уравнением

$$(2.2) \quad dq/dt = (q - q_*)/\tau.$$

Здесь  $\tau^{-1} = P_{10}Z(1 - q)$ ;  $q_* = \exp(-E_1/KT)$ ;  $P_{10}$  — вероятность перехода с первого уровня в основное состояние;  $Z$  — частота столкновений;  $E_1$  — энергия колебательного кванта;  $K$  — постоянная Больцмана;  $T$  — поступательная температура.

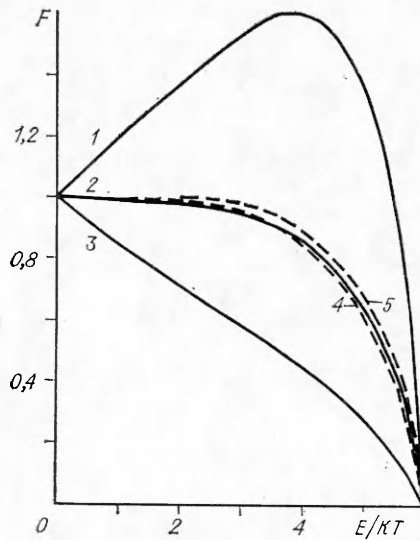
При медленном изменении температуры, когда

$$\frac{\tau}{q_*} \frac{dq_*}{dt} = \frac{E_1 \tau}{KT} \frac{d(\ln T)}{dt} \ll 1,$$

приближенным решением уравнения (2.2) является  $q \approx q_* \left(1 - \frac{\tau}{q_*} \frac{dq_*}{dt}\right)$ . В этом случае решение (2.1) можно интерпретировать как бoльцмановское распределение с запаздывающей температурой  $T_1$

$$(2.3) \quad q = \exp\left(-\frac{E_1}{KT_1}\right), \quad T_1 \approx T \left(1 - \frac{\tau}{\vartheta}\right), \quad \vartheta = \left(\frac{d(\ln T)}{dt}\right)^{-1}.$$

В модели обрезанного гармонического осциллятора с диссоциацией распределение молекул по колебательным уровням, полученное в [8],



также можно интерпретировать как квазистационарное, имеющее место в изотермическом случае, но соответствующее запаздывающей температуре  $T_1$ . Это подтверждается сравнением графиков (см. рисунок). Кривые 1, 3 получены в [8] и представляют собой функции распределения молекул по колебательной энергии  $E$  (в приближении непрерывного спектра), отнесенные к бoльцмановскому распределению для  $\tau/\theta = -0,17; 0,17$  соответственно. Линия 2 отвечает квазистационарному распределению в изотермическом случае, 4, 5 получены путем перенормировки распределений 1 и 3 к бoльцмановскому распределению с запаздывающей температурой, вычисленной по формуле (2.3). Видно, что линии 4, 5 практически совпадают с 2. Следова-

тельно, функции распределения [8] близки к квазистационарному распределению с запаздывающей температурой.

Как уже говорилось выше, в случае гармонического осциллятора с бесконечным числом уровней бoльцмановское распределение с собственной колебательной температурой сохраняется независимо от скорости изменения поступательной температуры. Представляет интерес выяснить, сохраняется ли квазистационарный вид распределения в модели обрзанного гармонического осциллятора при произвольной скорости изменения температуры.

3. Для ответа на этот вопрос получим вначале квазистационарную функцию распределения для изотермического случая в удобной для нас форме. Так же как и в [8], рассмотрим процесс диссоциации молекул, составляющих малую примесь в инертном газе, следовательно, будем учитывать только реакции  $V - T$ -обмена. Кроме того, предположим, что концентрация атомов продуктов диссоциации достаточно мала, поэтому влиянием рекомбинации можно пренебречь. Будем считать, что, попав на уровень с энергией  $Q$  ( $Q = nE_1$ ), молекула мгновенно диссоциирует. При этих предположениях поуровневые кинетические уравнения имеют вид [9]

$$(3.1) \quad x_i \frac{1}{N} \frac{dN}{dt} = P_{10} Z [(i+1)(x_{i+1} - qx_i) - i(x_i - qx_{i-1})],$$

$$i = 0, 1, \dots, n-1, x_n = 0$$

( $N$  — число диссоциирующих молекул).

Применяя к левой и правой части уравнения (3.1) оператор двойного суммирования

$$A_{(k)} = q^{k+1} \sum_{j=0}^k \frac{1-q}{(j+1)q^{j+1}} \sum_{i=0}^j$$

и вводя обозначения  $\bar{x}_i = x_i/x_0$ ,  $\mu = -\frac{\tau}{N} \frac{dN}{dt}$ , преобразуем уравнения (3.1) к виду

$$-\mu q^{k+1} \sum_{j=0}^k \frac{1-q}{(j+1)q^{j+1}} \sum_{i=0}^j \bar{x}_i = \bar{x}_{k+1} - q^{k+1}, \quad k = 0, \dots, n-1.$$

После многократного применения оператора  $A_{(k)}$  получим

$$(3.2) \quad x_k = q^k \sum_{i=0}^k (-\mu)^i \varphi_k^{(i)},$$

где  $\varphi_k^{(0)} = 1$ , а функции  $\varphi_k^{(i)}$  определяются с помощью рекуррентного соотношения

$$(3.3) \quad \varphi_k^{(i)} = \sum_{v=i}^k \frac{1-q}{vq^v} \sum_{j=i-1}^{v-1} q^j \varphi_j^{(i-1)}.$$

При  $k = n$  имеем замкнутое уравнение для определения  $\mu$ :

$$(3.4) \quad \sum_{i=0}^n (-\mu)^i \varphi_i^i = 0.$$

Выражение (3.2) является точным решением системы (3.1). Можно показать, что его правая часть совпадает с полиномом Готлиба

$$l_k(\mu) = q^n \sum_{r=0}^n (1-q^{-1})^r \binom{n}{r} \binom{\mu}{r}.$$

Связь между полиномами Готлиба и функцией распределения для модели обрезанного гармонического осциллятора впервые установлена в [10]. В настоящей работе полиномы Готлиба получены в другой, более удобной для дальнейших действий форме. Отметим также, что процедура двойного суммирования применялась для получения последовательных приближений в [11, 12].

В [10] показано, что общее нестационарное решение системы поуровневых уравнений для обрезанного гармонического осциллятора выражается в виде

$$Nx_k = \sum_{i=1}^n \alpha_i l_k(\mu_i) \exp\left(-\mu_i \frac{t}{\tau}\right).$$

Здесь  $\mu_i$  — корни полинома Готлиба, определяемые уравнением (3.4), а коэффициенты  $\alpha_i$  зависят от начального распределения молекул по уровням. Все корни полиномов Готлиба положительны [10], причем у каждого полинома  $l_n(\mu)$  при  $n(1-q) \gg 1$  минимальный корень во много раз меньше остальных корней, поэтому в квазистационарном случае макроскопическая скорость диссоциации равна  $\frac{1}{N} \frac{dN}{dt} = -\frac{\mu_0}{\tau}$ , где  $\mu_0$  — минимальный корень уравнения (3.3). Соответствующая функция распределения описывается выражением (3.2) при  $\mu = \mu_0$ .

Анализ функций  $\varphi_k^{(i)}$  показывает, что основной вклад в сумму  $\sum_{i=1}^k \mu^i \varphi_k^{(i)}$  при  $\mu = \mu_0$  дает первый член. Это позволяет получить приближенные выражения для  $\mu$  и  $x_k$  при  $n(1-q) \gg 1$

$$\mu_0 = (\varphi_n^{(1)})^{-1} = \left( \sum_{v=1}^n \frac{1-q}{vq^v} \sum_{m=0}^{v-1} q^m \right)^{-1} = \left( \sum_{v=1}^n \frac{1-q^v}{vq^v} \right)^{-1} \approx n(1-q)q^n,$$

$$\bar{x}_k \approx q^k \left( 1 - \frac{\varphi_k^{(1)}}{\varphi_n^{(1)}} \right) \approx \begin{cases} q^k [1 - q^{n-k} n(1-q)(1-q^k)] & \text{при } k(1-q) \leq 1, \\ q^k \left( 1 - \frac{n}{k} q^{n-k} \right) & \text{при } k(1-q) \gg 1, \end{cases}$$

$$x_0 \approx \left[ 1 + \sum_{k=1}^{n-1} q^k \left( 1 - \frac{\varphi_k^{(1)}}{\varphi_n^{(1)}} \right) \right]^{-1} \approx \frac{1-q}{1 - q^n n(1-q) \ln[n(1-q)]},$$

которые хорошо согласуются с результатами предшествующих работ.

4. Вернемся к неизотермическому течению. Поуровневые кинетические уравнения имеют вид

$$(4.1) \quad \frac{dx_i}{dt} + x_i \frac{1}{N} \frac{dN}{dt} = P_{10} Z [(i+1)(x_{i+1} - qx_i) - i(x_i - qx_{i-1})],$$

$$i = 0, \dots, n-1, \quad x_n = 0.$$

Подставим в эти уравнения выражение (3.2) при  $q = q_1$ , считая  $q_1$  заранее неизвестной величиной, и используем следующие свойства функции  $\varphi_k^{(i)}$ :

$$\frac{d\varphi_k^{(i)}}{dq} = -\frac{k}{(1-q)q} (\varphi_k^{(i)} - \varphi_{k-1}^{(i)}) \quad \text{при } i \geq k-1,$$

$$\frac{d\varphi_k^{(k)}}{dq} = -\frac{k}{(1-q)q} \varphi_k^{(k)}$$

(доказательство этих свойств см. в приложении). Получим

$$(4.2) \quad \frac{1}{1-q_1} \frac{dq_1}{dt} \left[ x_k - x_{k-1} + \frac{1-q_1}{k} q_1^k \frac{d\mu_0}{dq_1} \sum_{j=1}^k j (-\mu)^{j-1} \varphi_k^{(j)} \right] =$$

$$= P_{10} Z (q - q_1) (\bar{x}_k - \bar{x}_{k-1}).$$

Из этих уравнений вытекает, что не существует такого  $q_1$ , не зависящего от  $k$  и тождественно удовлетворяющего всем уравнениям при  $k = 1, \dots, n-1$ . Так, при  $k = 1$  из (4.2) следует  $dq_1/dt \approx (q - q_1)/\tau$ , а при  $k = n-1$   $dq_1/dt \approx q - q_1/[\tau(1-q_1)]$ . Если  $q_1 \ll 1$  (случай низких температур  $KT \ll E_1$ ), эти уравнения можно считать эквивалентными. Значит, в этом случае решением системы (4.1) будет выражение (3.2) с запаздыванием, определяемым уравнением (2.2). Локальными свойствами оно

обладает при этом, только если выполняется неравенство  $\frac{E_1}{KT} \frac{\tau}{|\theta|} \ll 1$ .

В противном случае для определения запаздывания необходимо решать релаксационное уравнение (2.2). Отметим также, что при  $q_1 \ll 1$  квазистационарная функция распределения (3.2) близка к бoльцмановской на всех энергетических уровнях.

Преобразуем уравнения (4.1), сделав замену  $x_i = \bar{x}_i x_0$  и используя уравнение для  $x_0$ :

$$\frac{dx_0}{dt} + x_0 \frac{1}{N} \frac{dN}{dt} = x_0 P_{10} Z (\bar{x}_1 - q).$$

В результате

$$(4.3) \quad d\bar{x}_i/dt + P_{10} Z (\bar{x}_1 - q) \bar{x}_i = P_{10} Z [(i+1)(\bar{x}_{i+1} - q\bar{x}_i) - i(\bar{x}_i - q\bar{x}_{i-1})], \quad i = 1, \dots, n-1, \quad \bar{x}_n = 0.$$

Будем искать решение (4.3) при условии  $\tau/|\theta| \ll 1$  в виде

$$(4.4) \quad \bar{x}_k = \left( \prod_{i=1}^k q_i \right) \sum_{j=0}^k (-\mu)^j \varphi_k^{(j)}.$$

Здесь  $\mu$  — минимальный корень уравнения  $\sum_{j=0}^n (-\mu)^j \varphi_n^{(j)} = 0$ , а функции  $\varphi_n^{(j)}$  определяются формулами (3.3) при  $q = q_1$ , где  $q_1$  пока неизвестно. Подставляя (4.4) в (4.3), имеем

$$(4.5) \quad \tau \frac{dq_1}{dt} \left[ -k \sum_{i=0}^k (-\mu)^i \varphi_k^{(i)} + \frac{k}{q_1} \sum_{i=0}^{k-1} (-\mu)^i \varphi_{k-1}^{(i)} - \right.$$

$$\left. - (1-q_1) \frac{d\mu}{dq} \sum_{i=1}^k i (-\mu)^{i-1} \varphi_k^{(i)} \right] + (q - q_1) \left[ k \sum_{i=0}^k (-\mu)^i \varphi_k^{(i)} - \right.$$

$$\begin{aligned}
& - \frac{k}{q_k} \sum_{i=0}^{k-1} (-\mu)^i \varphi_{k-1}^{(i)} \Big] - (q_{k+1} - q_1) (k+1) \sum_{i=0}^{k+1} (-\mu)^i \varphi_{k+1}^{(i)} + \\
& + (q_k - q_1) \frac{k}{q_k} \sum_{i=0}^{k-1} (-\mu)^i \varphi_{k-1}^{(i)} = \tau (1 - q_1) \sum_{i=0}^k (-\mu)^i \varphi_k^{(i)} \times \\
& \times \sum_{j=1}^k \left( \frac{1}{q_j} \frac{dq_j}{dt} - \frac{1}{q_1} \frac{dq_1}{dt} \right), \quad q_n = q, \quad k = 1, \dots, n-1.
\end{aligned}$$

Квазистационарное решение этой системы можно найти итерационным методом, подставляя в правую часть уравнений значения  $q_i$  из предыдущего приближения. Так, если взять в качестве нулевого приближения  $q_i = q$ , что соответствует распределению при  $T = \text{const}$ , то первым приближением будет решение уравнений (4.5) с правыми частями, равными нулю.

Полученная таким образом система уравнений содержит  $n$  уравнений и  $n$  неизвестных  $q_1, \dots, q_n$ , а также производную  $dq_1/dt$ . Она может быть расщеплена на одно дифференциальное уравнение для  $q_1$  и  $n-1$  алгебраических уравнений, из которых могут быть найдены  $q_2, \dots, q_n$  как функции  $q_1$  и  $dq_1/dt$ . Действуя таким образом, получим первую итерацию

$$(4.6) \quad q_k = q_1 + \tau \frac{dq_1}{dt} \frac{1}{k q_1^{k-1} a_k a_{k-1}} \sum_{m=k}^{n-1} q_1^m a_m c_m,$$

$$\text{где } a_m = \sum_{i=0}^m (-\mu)^i \varphi_m^{(i)};$$

$$c_m = (1 - q_1) \frac{d\mu}{dq_1} \sum_{i=1}^m i (-\mu)^{i-1} \varphi_m^{(i)} + \delta m \left( a_m - \frac{a_{m-1}}{q_1} \right);$$

$$\delta = (1 - q_1) \frac{d\mu}{dq_1} \left[ \sum_{k=1}^{n-1} q_1^k a_k \sum_{i=1}^k i (-\mu)^{i-1} \varphi_k^{(i)} \right] \left[ \sum_{k=1}^{n-1} k a_k (q_1^{k-1} a_{k-1} - q_1^k a_k) \right]^{-1},$$

или приближенно при  $n(1 - q_1) \gg 1$ ,  $(1 - q_1) \ll 1$

$$(4.7) \quad \delta \approx n^2 (1 - q_1)^2 q_1^n \ln [n(1 - q_1)],$$

$$q_k = \begin{cases} q_1 + \tau \frac{dq_1}{dt} \delta \frac{1 - q_1^{k-1}}{k(1 - q_1) q_1^{k-1}}, & k(1 - q_1) \ll 1, \\ q_1 + \tau \frac{dq_1}{dt} \frac{n^2 (1 - q_1) q_1^n}{k q_1^{k-1}} \ln \frac{n}{k}, & \begin{cases} k(1 - q_1) \gg 1, \\ (n - k)(1 - q_1) \gg 1, \end{cases} \\ q_1 + \tau \frac{dq_1}{dt} \frac{n q_1^{n-k+1}}{2k} \left[ 1 - \frac{1}{3} (n - k)(1 - q_1) \right], & (n - k)(1 - q_1) \ll 1. \end{cases}$$

Дифференциальное уравнение для  $q_1$  в этом приближении имеет вид

$$(4.8) \quad dq_1/dt = (q - q_1) / [\tau(1 - \delta)],$$

при  $\frac{\tau}{q} \frac{dq}{dt} \ll 1$   $q_1 \approx q \left[ 1 - \frac{\tau}{q} \frac{dq}{dt} (1 - \delta) \right]$ . Выражение (4.7) для  $\delta$  при  $(1 - q) \ll 1$  можно приближенно считать функцией  $Y = \theta/KT = nE_1/KT \approx n(1 - q)$ :  $\delta \approx Y^2 e^{-Y} \ln Y$ . Максимальное значение  $\delta \approx 0,49$  достигается при  $Y \approx 3$ , а при  $Y \rightarrow \infty$   $\delta \rightarrow 0$ .

Следующую итерацию сделаем, подставляя в правую часть уравнений (4.5) решение (4.6). Оценки показывают, что найденное таким образом второе приближение отличается от первого поправками порядка  $(\tau/\theta)^2$ .

Используя (4.7), найдем функцию  $\prod_{i=1}^k q_i$ , входящую в выражение (4.4) для населенности  $k$ -го уровня:

$$\prod_{i=1}^k q_i = q_1^k \prod_{i=1}^k \left( 1 + \frac{q_i - q_1}{q_1} \right) \approx q_1^k \exp \left( \sum_{i=1}^k \frac{q_i - q_1}{q_1} \right),$$

$$\sum_{i=1}^k \frac{q_i - q_1}{q_1} \approx \begin{cases} \frac{\tau}{\theta} \delta \frac{1 - q_1^{k-1}}{q_1^{k-1}}, & k(1 - q_1) \ll 1, \\ \frac{\tau}{\theta} \frac{\delta \ln(n/k)}{k(1 - q_1) q_1^{k-1} \ln[n(1 - q_1)]}, & \begin{cases} k(1 - q_1) \gg 1, \\ (n - k)(1 - q_1) \gg 1. \end{cases} \\ \frac{\tau}{\theta}, & k = n - 1, \end{cases}$$

Отсюда видно, что полученное распределение отличается от запаздывающего на поправки порядка  $\tau/\theta$ . Соответственно макроскопическая скорость диссоциации  $\frac{1}{N} \frac{dN}{dt}$  с точностью до членов порядка  $\tau/\theta$  равна скорости диссоциации при запаздывающей температуре:

$$\frac{1}{N} \frac{dN}{dt} = -P_{10} Z n q x_{n-1} \approx -P_{10} Z n^2 (1 - q_1)^2 q_1^2 \left( 1 + \frac{\tau}{\theta} \right).$$

Функция  $q_1$  и соответствующая ей запаздывающая температура  $T_1 = \frac{E_1}{K} \left[ \ln \frac{1}{q_1} \right]^{-1}$  определяются из (4.8). Поправка  $\delta$  при этом оказывает существенное влияние на скорость диссоциации, если  $\frac{\tau}{|\theta|} Y^3 e^{-Y} \ln Y$  порядка или больше единицы.

В заключение отметим, что полученные в работе результаты относятся к случаю конвективного течения без учета диффузионного переноса. Как следует из [13], процесс диффузии в пространственно-неоднородном течении может оказывать существенное влияние на функцию распределения молекул по колебательным уровням.

**Приложение.** Докажем равенства

$$(П.1) \quad \frac{d\varphi_k^{(k)}}{dq} = - \frac{k}{q(1-q)} \varphi_k^{(k)};$$

$$(П.2) \quad \frac{d\varphi_k^{(i)}}{dq} = - \frac{k}{q(1-q)} (\varphi_k^{(i)} - \varphi_{k-1}^{(i)}), \quad k > i.$$

В справедливости (П.1) легко убедиться, продифференцировав выражение, вытекающее из определения  $\varphi_k^{(k)}$ :  $\varphi_k^{(k)} = \frac{(1-q)^k}{k! q^k}$ . Равенство (П.2) при  $i = 0$  очевидно. При  $i > 0$  докажем его по индукции. Пусть при всех  $i \geq m$  (П.2) верно. При  $i = m + 1$  имеем

$$\begin{aligned} \frac{d\varphi_k^{(m+1)}}{dq} &= \frac{d}{dq} \sum_{p=m+1}^k \sum_{r=m}^{p-1} \frac{(1-q) q^{r-p}}{p} \varphi_r^{(m)} = \\ &= \sum_{p=m+1}^k \sum_{r=m}^{p-1} \frac{1}{p} [(r-p) q^{-p-1} (1-q) \varphi_r^{(m)} - q^{r-p} \varphi_r^{(m)} - \\ &\quad - r q^{r-p-1} (\varphi_r^{(m)} - \varphi_{r-1}^{(m)})] = - \sum_{p=m}^{k-1} \frac{\varphi_p^{(m)}}{q} - \\ &\quad - \sum_{r=m}^{k-1} \frac{\varphi_r^{(m)}}{q} \left( \frac{1 - q^{k-r}}{q^{k-r}} \right) = - \sum_{r=m}^{k-1} \frac{\varphi_r^{(m)}}{q^{k-r+1}}. \end{aligned}$$

с другой стороны, из определения функций  $\psi_k^{(i)}$  вытекает

$$-\frac{k}{(1-q)} [\psi_k^{(m+1)} - \psi_{k-1}^{(m+1)}] = -\frac{1}{q^{k+1}} \sum_{r=m}^{k-1} q^r \psi_r^{(m)}.$$

Следовательно, равенство (П.2) верно и для  $i = m + 1$ , а значит, и для всех  $i$  ( $0 < i < k$ ).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Колесниченко Е. Г., Лосев С. А. Кинетика релаксационных процессов в движущихся средах // Химия плазмы.— М.: Атомиздат, 1979.— Вып. 6.
2. Колесниченко Е. Г. Кинетика химических реакций и релаксационных процессов в газовых потоках // Динамика разреженного газа. Тр. VI Всесоюз. конф.— Новосибирск, 1980.— Ч. 1.
3. Колесниченко Е. Г. О методе вывода гидродинамических уравнений для сложных систем // Изв. АН СССР. МЖГ.— 1981.— № 3.
4. Герасимов Г. Я., Колесниченко Е. Г. О влиянии неравновесных эффектов на явления переноса в диссоциирующем газе // Письма в ЖТФ.— 1981.— Т. 7, № 16; Явления переноса в неравновесном диссоциирующем газе // Изв. АН СССР. МЖГ.— 1983.— № 5.
5. Макашев Н. К. Свойства решения уравнения Больцмана при высоких энергиях поступательного движения молекул и их следствия // ДАН СССР.— 1981.— Т. 258, № 1.
6. Макашев Н. К. Особенности релаксации сильновозбужденных молекул и связанные с ними неравновесные эффекты в газодинамике // ДАН СССР.— 1982.— Т. 264, № 1.
7. Макашев Н. К. Неравновесные явления в газодинамике и сильновозбужденные молекулы // Учен. зап. ЦАГИ.— 1984.— Т. 15, № 2.
8. Макашев Н. К. О влиянии движения газа на кинетику реакций колебательно-возбужденных молекул // Изв. АН СССР. МЖГ.— 1984.— № 6.
9. Осипов А. И., Ступоченко Е. В. Неравновесные распределения энергии по колебательным степеням свободы в газах // УФН.— 1963.— Т. 79, вып. 1.
10. Montroll E. W., Shuler K. E. Studies in nonequilibrium rate processes. 1. The relaxation of a system of harmonic oscillators // J. Chem. Phys.— 1957.— V. 26, N 3.
11. Никитин Е. Е. О вычислении скорости распада двухатомных молекул // ДАН СССР.— 1958.— Т. 119, № 3.
12. Nikitin E. E., Sokolov N. D. Theory of thermal second-order decomposition of molecules // J. Chem. Phys.— 1959.— V. 31, N 5.
13. Макашев Н. К., Провоторов В. П. Неравновесная диссоциация двухатомных молекул в пограничном слое // Изв. АН СССР. МЖГ.— 1985.— № 1.

Поступила 26/VI 1986 г.

УДК 533.6.011.8

### НЕИЗОТЕРМИЧЕСКОЕ ТЕЧЕНИЕ МНОГОАТОМНОГО ГАЗА В КАПИЛЛЯРЕ И ЭФФЕКТ ТЕРМОМОЛЕКУЛЯРНОЙ РАЗНОСТИ ДАВЛЕНИЙ

В. М. Жданов, В. А. Зазноба, И. В. Сафонова

(Москва)

В [1] рассматривалось решение задачи о неизомерическом течении разреженного многоатомного газа в плоском канале с использованием метода [2—4]. Одним из результатов [1] является выражение для термомолекулярной разности давлений (ТРД), возникающей в объемах на концах канала при фиксированном перепаде температур. Известно [5—13], что измерения эффекта ТРД в случае многоатомных газов могут служить независимым источником информации о характеристиках неупругого столкновения молекул, поскольку эффект зависит от поступательной части коэффициента теплопроводности ( $\lambda^u$ ), которая, в свою очередь, включает явную зависимость от вращательных и колебательных чисел столкновений ( $Z_v, Z_k$ ). Впервые на это указано в [5, 14], где теоретическое выражение для эффекта ТРД получалось на основе модели «пылевого газа» («dusty — gas» модель). В области малых чисел Кнудсена зависимость эффекта ТРД от  $\lambda^u$  следует также из строгого кинетического анализа вязкого и теплового скольжения в многоатомном газе [15, 16]. Обработка экспериментальных результатов на основе «dusty — gas» модели зависит, однако, от целого ряда параметров, относящихся как к самой модели (эмпирические константы), так и к выбору «средней» температуры газа в канале [6, 17]. С этим обстоятельством и связан, по-видимому,