

УДК 533.6.011.8

© 1995 г. А. И. ЕРОФЕЕВ

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ СКОРОСТИ ВРАЩАТЕЛЬНОЙ РЕЛАКСАЦИИ НА СТРУКТУРУ УДАРНОЙ ВОЛНЫ В АЗОТЕ

На основе метода Монте-Карло и расчета классических трехмерных уравнений движения молекул — жестких ротаторов численно исследуется процесс вращательной релаксации азота. Получена зависимость параметра релаксации Z_R от начальных значений поступательной T_t и вращательной T_R температур и параметра асимметрии в потенциале взаимодействия молекул. С использованием феноменологической модели Пуллина, параметры которой определялись на основе решения задачи релаксации с точным расчетом взаимодействия молекул, решена задача о структуре ударной волны. Получена зависимость полей течения и относительной толщины профиля плотности от величины Z_R и проведено сравнение расчетных данных с экспериментальными результатами. Показано, что лучшее согласование данных имеет место при большем значении параметра асимметрии.

В работе [1] проведено исследование вращательной релаксации газа из неполярных молекул на основе численного решения методом Монте-Карло пространственно-однородного кинетического уравнения с использованием трехмерных классических уравнений движения для описания взаимодействия молекул — жестких ротаторов. Данные [1] показывают, что характеризующий скорость релаксации параметр $Z_R = \tau_R/\tau_c$, где τ_R — время вращательной релаксации, τ_c — среднее время свободного пробега молекул, существенно зависит от поступательной T_t и вращательной T_R температур газа и не описывается однотемпературным приближением [2]. Кроме того, оказалось, что значения Z_R^* , получаемые на основе расчета интегральных скобок для условий, близких к равновесным, отличаются от величин Z_R , получаемых при рассмотрении собственно неравновесного процесса.

Расчеты в [1] проводились при значении параметра асимметрии в потенциале межмолекулярного взаимодействия $\epsilon = 0,42$, что давало достаточно хорошее согласование расчетных и экспериментальных значений параметра релаксации азота Z_R^* при температурах $T_t = 300$ — 1000 К. При этом зависимость $Z_R^*(T_t)$ в соответствии с теорией Паркера [2] носит монотонный характер, а величина Z_R^* изменяется от 5,4 при $T_t = 300$ К до 17,2 при $T_t = 10\,000$ К. Но проведенные в [3] экспериментальные исследования структуры ударной волны в азоте показали, что «вращательная релаксация происходит очень быстро даже для сильных ударных волн с очень высокими температурами», причем расчеты с помощью модели релаксации Берда [4] привели к значениям $Z_R = 4,2$ и 5 при числах Маха волны $M_t = 2,8$ и 10 соответственно. В этой связи представляется целесообразным провести исследования структуры ударной волны в азоте с использованием модели вращательной релаксации, опирающейся на данные, полученные при рассмотрении динамики межмолекулярных столкновений. Решение этой задачи интересно еще и потому, что позволит выяснить, насколько чувствителен профиль плотности волны (это наиболее надежно получаемая в эксперименте характеристика) к изменению скорости вращательной релаксации.

В данной работе поставленная задача решается в три этапа. Сначала, как и в [1], исследуется процесс вращательной релаксации азота при большем значении

параметра асимметрии ε . На втором этапе изучается возможность описания релаксации феноменологической моделью путем прямого сопоставления результатов расчетов релаксационного процесса для динамической и феноменологической моделей. Наконец, на третьем этапе методом Монте-Карло с использованием феноменологической модели решается собственно задача о структуре ударной волны и проводится сравнение расчетных данных с экспериментальными результатами.

1. Исследование вращательной релаксации. Расчет вращательной релаксации проводился по методике, подробно описанной в [1]. Здесь отметим только основные моменты, необходимые для анализа результатов на последующих этапах. Методом Монте-Карло исследуется эволюция ансамбля молекул, начальные поступательные скорости и вращательные энергии которых задаются максвелловской и больцмановской функциями распределения с температурами T_0 и T_{r0} соответственно. Столкновения между молекулами — жесткими ротаторами рассчитываются путем решения классических трехмерных уравнений движения с потенциалом взаимодействия

$$U(R, \theta, \varphi, \beta_i, \psi) = E_* \{ A e^{-\alpha(R-D)} (1 + \varepsilon \cos 2\Gamma_1) \times \\ \times (1 + \varepsilon \cos 2\Gamma_2) - 2e^{-\alpha(R-D)/2} \} \quad (1.1)$$

$$\cos \Gamma_i = \cos \theta \cos \beta_i + \sin \theta \sin \beta_i \cos(\varphi - \psi), \quad A = (1 - \varepsilon/3)^{-2}$$

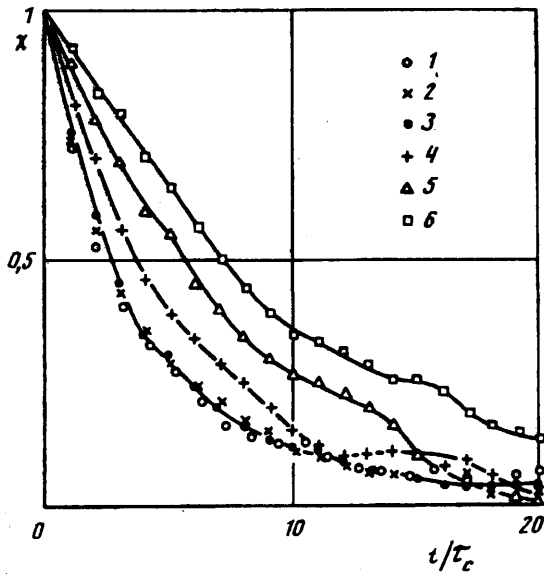
Здесь R — расстояние между центрами молекул, θ, φ — углы, определяющие ориентацию вектора \mathbf{R} , β_i, ψ_i — углы, определяющие ориентацию осей молекул, ε — параметр асимметрии. Параметры потенциала для азота приняты равными $E_*/K = 91,5$ К, $\alpha = 4,09 \text{ \AA}^{-1}$, $D = 4,03 \text{ \AA}$. Потенциальная функция (1.1) при $A = 1$ часто используется при исследовании вращательной релаксации. Ее отталкивательная часть является разложением в ряд Фурье четырехточечного потенциала в предположении малости параметра $\varepsilon = 2I_2(x)/I_0(x)$, $x = \alpha d^*/2$, где d^* — расстояние между центрами отталкивания в молекуле, $I_n(x)$ — функция Бесселя мнимого аргумента. В [1] и в данной работе функция (1.1) используется и не при малых значениях ε , а в отталкивательную часть введен множитель A , так что осредненный по всем ориентациям молекул потенциал (1.1) равен сферически-симметричному потенциалу Морзе. Значение $\varepsilon = 0,69$, принятое в работе, соответствует величине d^* , равной расстоянию между атомами в молекуле азота $d = 1,094 \text{ \AA}$.

Эволюция ансамбля молекул определяется столкновениями частиц, вероятность которых $p_c \sim g\sigma_i$, где σ_i — полное сечение взаимодействия, зависящее в общем случае от относительной скорости g и внутреннего состояния молекул. Чтобы избежать излишне большой доли скользящих столкновений, не дающих вклада в коэффициенты переноса и не приводящих к изменению внутренней энергии молекул, сечение столкновения определялось на основе анализа зависимости от σ_i коэффициента сдвиговой вязкости μ и параметра Z_R . В результате для определения величины радиуса взаимодействия R_m приняты соотношения

$$R_m = K_R \left(1 + 0,5727 \frac{E_*}{E_\infty} \right) r_0 \quad (1.2)$$

$$r_0 = D \left[1 - \frac{2}{\alpha D} \ln \left(1 + \sqrt{1 + \frac{E_\infty}{E_*}} \right) \right]$$

где r_0 — расстояние наибольшего сближения молекул при лобовом ударе при $\varepsilon = 0$, E_∞ — энергия относительного движения, K_R — параметр, значение которого для азота принято равным 1,22 [1]. Сечение столкновения $\sigma_i = \pi R_m^2$ принималось



Фиг. 1

при $E_{\infty} \geq E_*$, при $E_{\infty} < E_*$ полагалось, что $g\sigma_i = \text{const}$. В качестве характерного времени при решении задачи релаксации принято среднее время свободного пробега молекул τ_c при температуре T_{∞} . Величина $\tau_c^{-1} = n\langle g\sigma_i \rangle$ определялась на основе соотношений (1.2).

На фиг. 1 для различных начальных значений температур T_{∞} и T_{R0} и $\varepsilon = 0,69$ представлены результаты расчета интегральной характеристики процесса релаксации — безразмерной функции

$$\chi = \frac{T_i(t) - T_R(t)}{T_{\infty} - T_{R0}} \quad (1.3)$$

Обозначения на фиг. 1 соответствуют следующим значениям T_{∞} и T_{R0} : 1 — $T_{\infty} = 300$, $T_{R0} = 0$; 2 — 600, 0; 3 — 1000, 0; 4 — 1000, 400; 5 — 600, 1200; 6 — 600, 2100 К. Для анализа процесса воспользуемся релаксационным уравнением

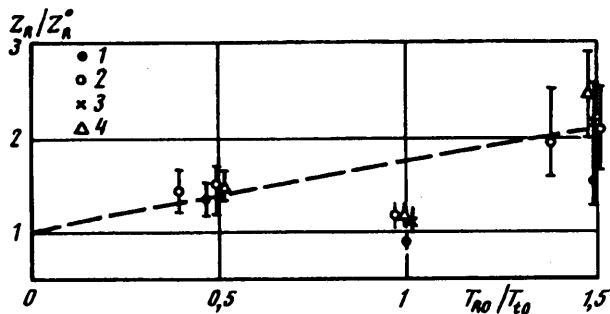
$$\frac{dE_R}{dt} = \frac{E_R(T_i) - E_R(T_R)}{\tau_R} \quad (1.4)$$

решение которого при $\tau_R = \text{const}$ для функции χ имеет вид

$$\chi(t) = \exp(-t/0,6Z_R) \quad (1.5)$$

В (1.4) $E_R(T_R)$, $E_R(T_i)$ — текущее и равновесное значения вращательной энергии соответственно. Будем теперь на основе расчетов $\chi(t)$ (фиг. 1) определять параметр Z_R по соотношению (1.5) для разных моментов времени. Если при этом значения Z_R будут близкими, то это означает, что релаксационный процесс

ε	T_{R0}/T_{∞}	$t = 1$	2	4	10
0,69	0	5,4	5,7	6,2	7,2
0,69	2	13,0	12,7	12,3	12,0
0,42	0	5,8	6,2	6,8	7,9
0,42	2	18,8	19,8	20,7	21,8



Фиг. 2

может быть описан простым уравнением (1.4) с постоянным временем релаксации. Результаты вычислений Z_R для моментов времени $t=1, 2, 4, 10$ при $T_{j0} = 600$ К и $T_{R0}/T_{j0} = 0$ и 2 приведены в таблице для $\varepsilon = 0,69$ и $0,42$ [1].

Кроме достаточно очевидного вывода, что с увеличением параметра асимметрии время вращательной релаксации уменьшается, из приведенных данных следует, что при $\varepsilon = 0,69$ релаксационный процесс лучше, чем при $\varepsilon = 0,42$, описывается уравнением (1.4), хотя при $T_{R0} = 0$ различие в Z_R для $t=1$ и 10 составляет примерно 30%. Учитывая довольно значительный разброс экспериментальных данных (достаточно полная сводка которых приведена в [5]), использование уравнения (1.4) представляется оправданным. При этом величины Z_R или τ_R должны определяться как функции T_i и T_R . Имея в виду относительно небольшие изменения параметра Z_R в процессе релаксации, для определения зависимости $Z_R(T_i, T_R)$ может быть выбрано значение Z_R , характеризующее начальный этап процесса. Ниже для определения Z_R используются расчетные значения функции $\chi(t)$ при $t=1$, т. е. величина $Z_R(t=1)$ определяется из соотношения

$$Z_R = - [0,6 \ln \chi(t)]^{-1} \quad (1.6)$$

Расчеты $\chi(t=1)$ при заданных температурах T_{j0} и T_{R0} проводились для нескольких различных реализаций ансамбля из 2000 частиц. Параметр Z_R определялся осреднением по числу реализаций, количество которых изменялось от 4 до 16 в зависимости от начальных значений температур. На фиг. 2 результаты расчетов представлены в виде зависимости Z_R/Z_R^0 от T_{R0}/T_{j0} для $\varepsilon = 0,69$ и следующих значений T_{j0} : 1 — 300, 2 — 1000, 3 — 2000, 4 — 3000 К; Z_R^0 есть значение Z_R при $T_{R0} = 0$. Отрезками прямых отмечено среднеквадратичное отклонение от средних значений. На фиг. 2 также при $T_{R0}/T_{j0} = 1$ представлены результаты расчетов параметра Z_R^e через интегральные скобки. Ниже приведена зависимость Z_R^0 от T_{j0} :

T_{j0} , К	300	1000	2000	3000
Z_R^0	$5,0 \pm 0,2$	$5,4 \pm 0,25$	$5,9 \pm 0,2$	$5,9 \pm 0,2$

Как и для $\varepsilon = 0,42$ [1], зависимость $Z_R/Z_R^0 = f(T_{R0}/T_{j0})$ может быть приближенно представлена линейной функцией

$$Z_R/Z_R^0 = 1 + K_Z T_{R0}/T_{j0} \quad (1.7)$$

но величина коэффициента K_Z существенно различается для этих двух случаев: $K_Z \approx 0,75$ при $\varepsilon = 0,69$ и $1,3$ при $\varepsilon = 0,42$. Данные, полученные при равновесных условиях, так же как и при $\varepsilon = 0,42$, лежат существенно ниже аппроксимационной прямой.

2. Исследование феноменологической модели. Ниже проводится прямое со-

поставление процессов вращательной релаксации, рассчитанных на основе динамической модели столкновений молекул и с использованием феноменологической модели Пуллина (П-модели) [6], обеспечивающей соблюдение детального баланса в равновесных условиях. В П-модели для степенного потенциала межмолекулярного взаимодействия $U(r) = B/r^\alpha$ энергии молекул после столкновения в системе центра масс определяются из соотношений

$$e'_i = (1 - s_3) e_i + (1 - s_3) e_a \quad (2.1)$$

$$e'_1 = (1 - s_1) e_1 + s_4 s_3 e_a, \quad e'_2 = (1 - s_2) e_2 + (1 - s_4) s_3 e_a$$

$$e_a = s_1 e_1 + s_2 e_2 + s_3 e_i$$

где e_i — кинетическая, e_i — вращательная энергия молекул до столкновения, s_i — случайные величины, определяемые бета-распределениями

$$\beta \langle s_i | \varphi \zeta, (1 - \varphi) \zeta \rangle, \quad i = 1, 2$$

$$\beta \langle s_3 | \psi \eta, (1 - \psi) \eta \rangle, \quad \beta \langle s_4 | \varphi \zeta, \psi \zeta \rangle, \quad \beta \langle s_5 | 2\varphi \zeta, \psi \eta \rangle$$

$$\zeta \langle Z | \mu_1, \mu_2 \rangle = B^{-1} (\mu_1, \mu_2) Z^{\mu_1 - 1} (1 - Z)^{\mu_2 - 1}$$

Здесь $B(\mu_1, \mu_2)$ — бета-функция, φ, ψ — параметры модели, $\eta = 2 - 2/\alpha$, $\zeta = \nu/2$, ν — число внутренних степеней свободы. Количество случайных величин s_i , розыгрыш которых представляет достаточно трудоемкую процедуру, можно сократить до трех, если предположить, что распределение вращательной энергии между молекулами после столкновения проводится равновероятно. В этом случае вместо (2.1) имеем

$$e'_i = (1 - s_1) e_i + (1 - s_3) (s_1 e_i + s_2 e_R) \quad (2.2)$$

$$e'_R = (1 - s_2) e_R + s_3 (s_1 e_i + s_2 e_R)$$

$$e_R = e_1 + e_2, \quad e'_1 = \xi e'_R, \quad e'_2 = (1 - \xi) e'_R$$

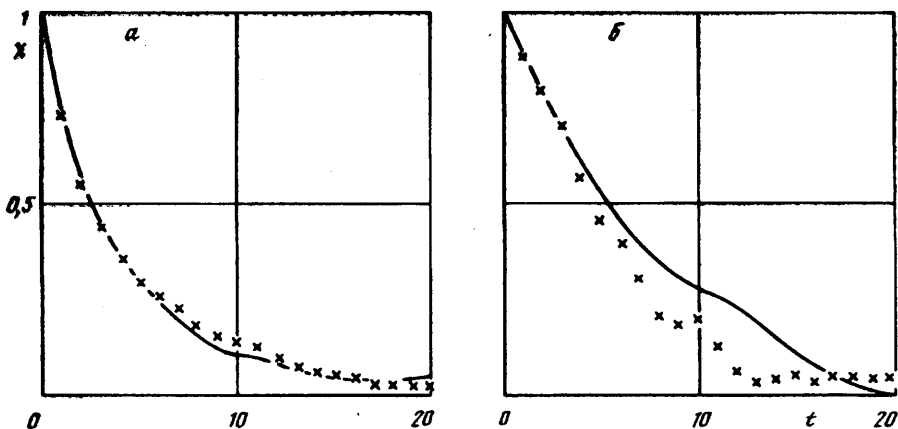
где ξ — случайное число, равномерно распределенное в интервале (0, 1), а s_i имеют плотности вероятности $\beta \langle s_1 / \psi \eta, (1 - \psi) \eta \rangle$, $\beta \langle s_2 / 2\varphi, 2(1 - \varphi) \rangle$, $\beta \langle s_3 / 2\varphi \psi \eta \rangle$. Для этого упрощенного варианта П-модели принцип детального баланса также выполняется.

Теперь необходимо установить связь между параметрами модели φ, ψ и характеристиками процесса релаксации. Для этого с помощью П-модели были проведены расчеты релаксационной задачи и по начальному участку зависимости $\chi(t)$ по формуле (1.6) определялся параметр релаксации Z_R . Результаты расчетов для $\varphi = \psi \varphi_0$ показали, что при $\alpha \geq 8$ зависимость Z_R от φ_0 может быть представлена соотношением

$$Z_R = 2,1 \varphi_0^{-1} \quad (2.3)$$

Численный коэффициент в (2.3) оказался близким к полученному в [6] результату для модели твердых сфер $32/5\pi = 2,037$. Соотношение (2.3) используется в дальнейшем в методе Монте-Карло для определения параметра φ_0 по значениям $Z_R(T_p, T_R)$ в каждой ячейке на этапе релаксации.

Для сравнения решений задачи релаксации для динамической модели и П-модели в последней необходимо определить параметр степенного потенциала α , согласующийся с потенциалом (1.1). Сравнение величин $g_{\sigma_{ij}}$, определяющих вероятность столкновения молекул, показало, что наилучшее согласование этих двух моделей при $E_{\infty}/K \geq 300$ К достигается при значении показателя степени $\alpha = 10$. Отметим также, что при этом значении α коэффициент сдвиговой вязкости



Фиг. 3

азота хорошо согласуется с экспериментальными и рекомендованными данными [7, 8] — различие в диапазоне температур 300—20 000 К не превышает 6%.

При расчетах релаксационной задачи с использованием П-модели на каждом шаге по времени Δt определялось новое значение параметра модели φ_0 по формуле (2.3) при этом принята следующая аппроксимация зависимости Z_R от T_i , T_R для $\varepsilon = 0,42$ (по данным [1])

$$Z_R = Z_R^* (1 + 1,3T_R/T_i), \quad Z_R^* = 13 (1 + 3\sqrt{T_*/T_i})^{-1} \quad (2.4)$$

и для $\varepsilon = 0,69$

$$Z_R = Z_R^* (1 + 0,75T_R/T_i) \quad (2.5)$$

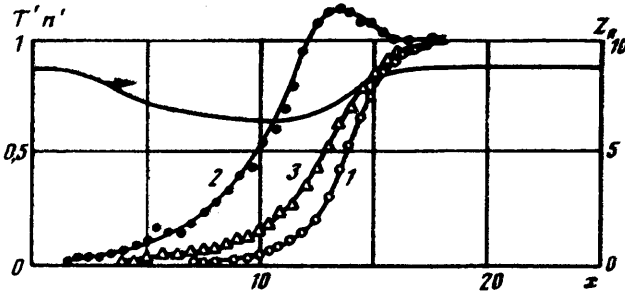
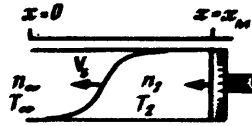
$$Z_R^* = \text{const} = 5,2$$

где $T_* = E_*/K$, а значение $Z_R^* = 5,2$ в (2.5) соответствует средней величине Z_R^* в интервале температур $300 \leq T_i \leq 1000$ К.

На фиг. 3 приведены результаты расчетов функции $\chi(t)$ для П-модели (крестики) и для точного решения динамической задачи (сплошные кривые): $\varepsilon = 0,69$, $T_{i0} = 1000$, $T_{R0} = 0$ (фиг. 3, а) и $T_{i0} = 600$, $T_{R0} = 1200$ К (фиг. 3, б). Из приведенных данных следует, что при $T_{R0} < T_{i0}$ П-модель достаточно хорошо описывает процесс релаксации, в то время как в случае $T_{R0} > T_{i0}$ релаксация по П-модели идет быстрее, чем при точном расчете динамики столкновений. Этот результат понятен, так как замедленная релаксация в динамической модели обусловлена медленным $R - T$ -обменом на высоких вращательных уровнях [1], в то время как П-модель, так же как и другие феноменологические модели, дает равномерную релаксацию на всех уровнях. В этой связи можно заметить, что использование феноменологических моделей при изучении неравновесных течений с быстрым уменьшением поступательной температуры (при $T_R > T_i$) требует дополнительных исследований.

3. Структура ударной волны. Задача о структуре ударной волны решается методом Монте-Карло на основе задачи о движении поршня в покоящемся газе (см. [4]). Пусть в момент времени $t = 0$ поршень начинает двигаться справа налево в область покоящегося газа со сверхзвуковой скоростью V_w (фиг. 4). Спустя некоторое время образуется ударная волна, которая распространяется со скоростью $V_s > V_w$.

В данной работе, для того чтобы избежать постоянного накопления частиц, что имеет место при нестационарном решении [4], принята следующая методика расчета. Выделяется область течения вдоль оси x от $x = 0$ до $x = x_m$ (фиг. 4) на



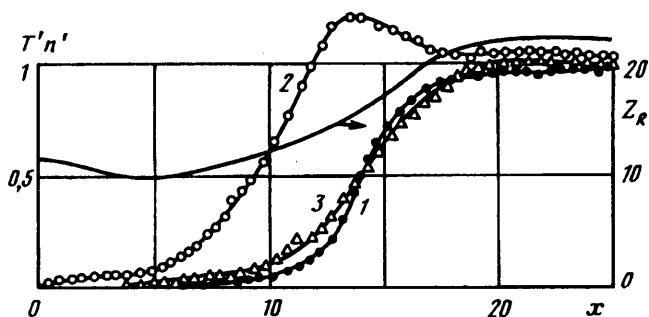
Фиг. 4

первом этапе, когда ударная волна только формируется, размер области течения «отслеживает» движение поршня: за время Δt поршень проходит путь $l_w = V_w \Delta t$ и именно такая область присоединяется к расчетной слева в покоящемся газе. При этом в расчетной области происходит увеличение числа частиц. Этот процесс продолжается до тех пор, пока ударная волна, опережающая движение поршня, не будет находиться примерно в середине расчетной области, а в области течения между волной и поршнем не сформируется однородное состояние газа. С этого момента область течения начинает перемещаться вместе с волной, сдвигаясь за один шаг Δt на расстояние $l_1 = V_1 \Delta t$. На такое же расстояние искусственно смещается и поршень, а частицы, находящиеся в зоне размером $\Delta l = l_1 - l_w$ перед ним, выбрасываются из расчетной области. Таким образом устанавливается квазистационарное течение газа с фиксированным в пространстве положением ударной волны. Расчеты, проведенные для одноатомного газа, показали, что ударная волна хорошо фиксируется и это дает возможность накопления информации о поле течения до получения приемлемой статистической погрешности.

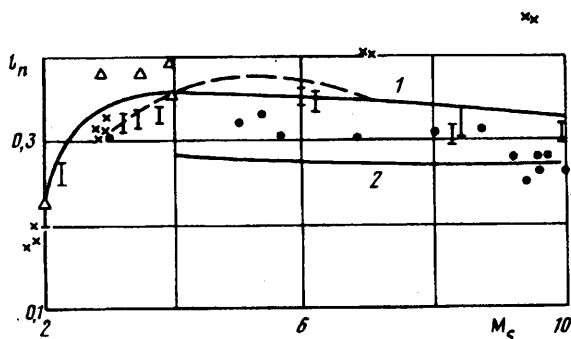
В остальном метод расчета следует работе [4]. Область течения разбивается на ячейки размером h . В начальный момент времени в каждой ячейке помещается N_0 молекул с равновесной функцией распределения с температурой T_1 . Этап свободного движения и этап столкновений молекул проводятся последовательно на каждом шаге по времени, причем число столкновений в ячейке определяется методом Берда. При столкновении частиц с поршнем ставится условие зеркального отражения от движущейся границы. В качестве единицы длины в расчетах принята средняя длина свободного пробега молекул в покоящемся газе $\lambda_\infty = c_\infty / n_\infty (g\sigma)_\infty$, шаг по времени определялся соотношением $\Delta t = K \lambda_\infty / V_w$, причем параметр K , согласовывался с размером ячейки. На первом, нестационарном, этапе расчета K принимался таким, что молекула, имеющая скорость V_w , за время Δt проходила путь, равный h ; на втором, квазистационарном, этапе шаг по времени уменьшался в 2 раза. Размер ячейки принимался равным $\lambda_\infty / 4$ при числах Маха волны $M_1 < 6$ и $\lambda_\infty / 8$ при больших значениях M_1 ($M_1 = V_1 / a_\infty$, a_∞ — скорость звука в покоящемся газе).

Результаты расчетов нормированных значений плотности и температур, определяемых соотношениями

$$n'(x) = \frac{n(x) - n_\infty}{n_2 - n_\infty}, \quad T'_i = \frac{T_i(x) - T_{i\infty}}{T_{i2} - T_{i\infty}}, \quad i = t, R$$



Фиг. 5



Фиг. 6

где индексы ∞ , 2 относятся к состоянию газа перед и за ударной волной соответственно, при $M_s = 10$, $T_\infty = 300$ К приведены на фиг. 4 для значений параметра релаксации Z_R , определяемого соотношением (2.5) при $Z_R^0 = 5$, и на фиг. 5 для Z_R , определяемого по формулам (2.4) (кривая 1 — n' , 2 — T_T' , 3 — T_R'). На фиг. 4, 5 приведены также значения параметра Z_R , вычисленные по текущим значениям температур. Из сравнения данных фиг. 4 и 5 следует, что структура ударной волны в двухатомном газе существенно зависит от параметра вращательной релаксации Z_R . С увеличением Z_R заметно изменилось (на 23%) расстояние между профилями n' и T_i' , определенное по положению $n(x) = 0,5$, $T_i'(x) = 0,5$, увеличилась зона релаксации и это привело к большему, чем профиль плотности, изменению профиля вращательной температуры.

Количественно степень «размытости» ударной волны характеризуют относительной толщиной профиля плотности l_n , определяемого соотношениями

$$l_n = \lambda_1 / L_n, \quad L_n = \Delta n' \left(\frac{dn'}{dx} \right)_{\max}^{-1}$$

Здесь $\Delta n' = 1$, $(dn'/dx)_{\max}$ — максимальное значение производной, а длина свободного пробега в невозмущенной области обозначена λ_1 , поскольку, как правило, она определяется не через частоту столкновений молекул, а через коэффициент вязкости μ по соотношению для модели твердых сфер

$$\lambda_1 = \frac{\mu}{\rho} \sqrt{\frac{\pi}{2RT}}$$

Результаты расчетов l_n как функции числа M_s приведены на фиг. 6: кривая 1 соответствует значению $\varepsilon = 0,69$ (формулы (2.5), $Z_R^0 = 5$), кривая 2 — $\varepsilon = 0,42$ формулы (2.4). Здесь же приведены экспериментальные данные из работы [3]:

вертикальными отрезками прямых, точками 1 и 2 обозначены данные, полученные в ударных трубах при $T_0 \approx 300$ К, точками 3 — данные по обтеканию диска с боковыми стенками свободно расширяющейся струей (температура газа в форкамере $T_0 \approx 300$ К). Как видно, результаты расчетов структуры ударной волны для значений параметра релаксации Z_R , определяемого для $\varepsilon = 0,69$, хорошо согласуются с экспериментальными результатами и, наоборот, значения l_n , вычисленные по $Z_R(T_0, T_R)$ для $\varepsilon = 0,42$, почти во всем расчетном диапазоне чисел Маха M , лежат заметно ниже данных экспериментов. Сближение результатов при больших значениях M , обусловлено, по-видимому, ростом толщины ударной волны с увеличением M , что приводит к уменьшению роли вращательной релаксации.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ерофеев А. И. Численное исследование вращательной релаксации азота//Изв. РАН. МЖГ. 1993. № 2. С. 124—132.
2. Parker J. G. Rotational and vibrational relaxation in diatomic gases//Phys. Fluids. 1959. V. 2. № 4. P. 449—462.
3. Alsmeyer H. Density profiles in argon and nitrogen shock waves measurements by the absorption of an electron beam//J. Fluid Mech. 1976. V. 74. Pt 3. P. 497—513.
4. Берд Г. Молекулярная газовая динамика. М.: Мир, 1981. 319 с.
5. Беликов А. Е., Соловьев И. Ю., Сухинин Г. И., Шарафутдинов Р. Г. Время вращательной релаксации азота//ПМТФ. 1988. № 5. С. 33—40.
6. Pullin D. J. Kinetik models for polyatomic molecules with phenomenological energy exchange//Phys. Fluids. 1978. V. 21. № 2. P. 209—216.
7. Теплофизические свойства технически важных газов при высоких температурах и давлениях: Справочник. М.: Энергоатомиздат, 1989. 231 с.
8. Гордеев О. А., Калинин Ф. П., Комов Ф. Л. и др. Потенциалы взаимодействия, упругие сечения, интегралы столкновений компонентов воздуха для температур до 10 000 К. (Методы определения, рекомендуемые данные): Обзоры по теплофизическим свойствам веществ. № 5 (55). М.: ИВТ АН СССР, 1985. 97 с.

Москва

Поступила в редакцию
15.IV.1994