

## СТАЦИОНАРНЫЕ ТЕЧЕНИЯ КОЛЕБАТЕЛЬНО-ВОЗБУЖДЕННОГО ГАЗА ДВУХАТОМНЫХ МОЛЕКУЛ

В. П. Силаков, А. В. Чеботарев

(Москва)

Исследования течений колебательно-возбужденных молекулярных газов приобрели особую актуальность в связи с решением вопросов газодинамической устойчивости сильно неравновесных состояний активных сред, а также задач физики неравновесных разрядов в газовых потоках. В [1, 2] изучены стационарные ударные волны (УВ) в газе двухатомных молекул с возбужденными колебательными степенями свободы. Показано, что течение неравновесного газа может быть стационарным в УВ только определенной интенсивности, а режимы распространения этих волн аналогичны детонационным. В [3] отмечено, что слабая УВ в колебательно-возбужденном газе может усиливаться и выходить на стационарный режим нормальной детонации Жуге. Условия усиления слабых разрывов, распространяющихся в неоднородном потоке возбужденных молекул, рассматривались в [4]. В [5] для режима Жуге в рамках теории колебательной релаксации Ландау—Теллера дается описание структур стационарных детонационных волн. В [6] исследовано влияние диссоциативной неравновесности колебательно-возбужденного газа на характер распространения детонационных волн.

При решении ряда прикладных вопросов, таких как нарушение однородности потока и срыв режимов прокачки газов в быстропоточных разрядных системах [7], наряду с исследованием течений ударного типа большое значение имеет изучение безударных типов течений колебательно-возбужденных газов двухатомных молекул.

В данной работе проводится совместное описание стационарных режимов этих течений в трубе постоянного сечения. Для них указаны аналоги в теории горения. В рамках кинетической теории колебательной релаксации в системе ангармонических осцилляторов изучены структуры характерных стационарных потоков (ударного и безударного типов) колебательно-возбужденного азота.

Пусть одномерное течение колебательно-возбужденного газа направлено вдоль оси  $X$ . Выделим в потоке три характерные области. В первой ( $x < 0$ ) находится однородная неравновесная среда, на одну молекулу которой в среднем приходится  $S_0$  колебательных квантов. Температура поступательно-вращательного движения молекул  $T_0$  такова, что  $S_0 > S_p(T_0)$  ( $S_p(T_0)$  — среднее число колебательных квантов на одну молекулу в равновесном состоянии, отвечающем температуре газа  $T_0$ ). Газ имеет плотность  $\rho_0$  и движется со скоростью  $D$ . Существование неравновесного состояния среды в первой области может быть обеспечено, например, с помощью разряда или сверхзвукового сопла. Вторая область переходная и характеризуется тем, что попадающий в нее колебательно-возбужденный газ релаксирует (именно с этой областью связана выбранная система координат). В третьей, располагающейся за зоной релаксации, газ однородный и находится в равновесном состоянии.

Из законов сохранения и уравнения состояния идеального газа получается равенство, дающее связь между термодинамическими величинами по обе стороны от зоны релаксации [1]:

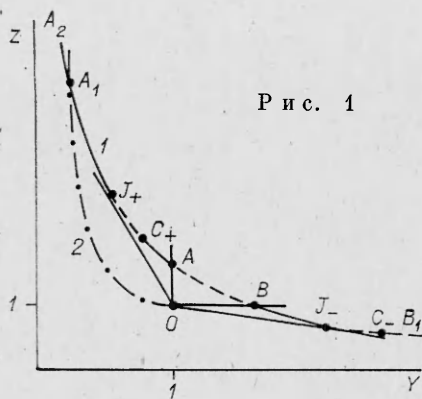
$$(1) \quad Y = \frac{Z + 6 + 2m(\epsilon_0 - \epsilon_p(T_1))/kT_0}{6Z + 1}$$

Здесь  $Y = V_1/V_0$ ;  $Z = p_1/p_0$ ;  $V = 1/\rho$  — удельный объем;  $p$  — давление;  $\epsilon = \hbar\omega_0/m$  — колебательная энергия единицы массы газа;  $\hbar\omega_0$  — энергия колебательного кванта молекулы;  $m$  — масса молекулы (величины с индексом 1 относятся к области равновесного газа).

Из законов сохранения массы и импульса также следует соотношение

$$(2) \quad Y = 1 - \frac{Z - 1}{1,4 M^2}$$

где  $M = D/c_0$  — число Маха;  $c_0 = (1,4kT_0/m)^{1/2}$ .



Р и с. 1

Используя (2), приведем (1) к виду

$$(3) \quad Z_{(\pm)} = 1 + \frac{7(M^2 - 1)}{12} \left[ 1 \pm \left( 1 - \frac{9,6 M^2 F}{7(M^2 - 1)^2} \right)^{1/2} \right] \\ \left( F = \frac{\hbar \omega_0}{k T_0} [S_0 - S_p(T_1)] \right).$$

С помощью равенства (3) можно выделить на релаксационной адиабате участки, соответствующие ударным и безударным типам течений. Для

этого необходимо только учесть, что оно так же, как и равенство (2), выполняется в любой точке переходной области, если сделать замену:  $Z \rightarrow p/p_0$ ,  $Y \rightarrow V/V_0$ ,  $S_p(T_1) \rightarrow S$ , здесь  $p$ ,  $V$  и  $S$  — текущие значения соответствующих величин в переходной области. Отметим, что при такой замене формула (2) определяет уравнение прямой Михельсона. Тип течения однозначно зависит от знака перед корнем в выражении (3). Применительно к началу переходной области, где  $S = S_0$ , такое утверждение очевидно. Решение  $Z_{(+)}$  описывает потоки, включающие в свою структуру ударный скачок параметров газа. Решение  $Z_{(-)}$  описывает течения с непрерывным распределением параметров. Причем изменения параметров обусловлены только процессом колебательной релаксации в переходном слое.

На рис. 1 качественно изображены релаксационная и ударная адиабаты (линии 1 и 2). Первая из них описывается (1), а вторая соотношением  $Y = (Z + 6)(6Z + 1)^{-1}$ . Согласно (3), релаксационная адиабата разбивается на три области, отвечающие стационарным решениям системы уравнений, характеризующей изменение состояния движущегося неравновесного газа. Решению  $Z_{(+)}$  соответствует участок релаксационной адиабаты  $A_2 C_+$ , решению  $Z_{(-)}$  — отрезки  $C_+ A$  и  $B C_-$  (отрезок  $AB$  не рассматривается потому, что для всех его точек  $M^2 < 0$ , а участок  $C_- B_1$  потому, что его точки могут быть сопоставлены только с течениями с ударным скачком разрежения). На релаксационной адиабате буквами  $J_+$  и  $J_-$  отмечены точки касания ее и прямой Михельсона, выходящей из точки  $O$  начального состояния, а буквами  $C_+$  и  $C_-$  — точки, для которых радикал в выражении (3) обращается в нуль.

Проделав несложные, но громоздкие выкладки, можно показать, что точки в парах  $(C_+, J_+)$  и  $(C_-, J_-)$  не совпадают друг с другом. Причем точки  $J_+$  и  $J_-$  лежат выше соответствующих точек  $C_+$  и  $C_-$  (несовпадения обусловлены зависимостью теплового выделения и теплоемкости газа от температуры). Нетрудно увидеть, что для точек  $J_+$  выполняется соотношение

$$(4) \quad \left( \frac{\partial Z}{\partial Y} \right)_{rel} = \left( \frac{\partial Z}{\partial Y} \right)_P,$$

где  $\left( \frac{\partial Z}{\partial Y} \right)_{rel}$  и  $\left( \frac{\partial Z}{\partial Y} \right)_P$  — производные вдоль релаксационной адиабаты и адиабаты Пуассона (выражение (4) приводит к уравнению связи между величинами  $Y_{J_+}$  и  $T_{J_+}$  такому же, как и условие касания прямой Михельсона к релаксационной адиабате). Следовательно, точкам  $J_{\pm}$  присущи все свойства точки Жуге детонационной адиабаты. Учитывая равенства, определяющие свойства точек  $J_{\pm}$ :  $Z_{C_+} = \frac{1}{12} (7M_{C_{\pm}}^2 + 5)$ ,  $Y_{C_+} = \frac{1}{2,4} \times (1,4 + M_{C_{\pm}}^{-2})$ , получим соотношения  $v = c_{f1}$  (для точек  $C_{\pm}$ ) и  $v = c_{e1}$  (для точек  $J_{\pm}$ ), где  $v$  — скорость течения равновесного газа,  $c_{f1} = (1,4 p_1 V_1)^{1/2}$  — скорость звука в газе с «замороженными» колебатель-

ными степенями свободы молекул,  $c_{e1} = c_{f1} \left[ \frac{1 + \frac{2\hbar\omega_0}{7k} \frac{dS_{1p}}{dT_1}}{1 + \frac{2\hbar\omega_0}{5k} \frac{dS_{1p}}{dT_1}} \right]^{1/2}$  — скорость

звука в равновесном газе с учетом колебаний молекул.

Обсудим режимы интересующих нас течений колебательно-возбужденного газа. Прежде всего отметим, что стационарные потоки, которые сопоставляются с отрезками релаксационной адиабаты  $J_+C_+$  и  $J_-C_-$ , не реализуются. В самом деле, так как участки  $J_+C_+$  и  $J_-C_-$  расположены ниже соответствующих точек Жуге  $J_+$  и  $J_-$ , то при переходе газа в конечное состояние, отвечающее этим участкам, он раньше достигнет состояния равновесия (с большей энтропией), отвечающего точкам на вышележащих участках адиабаты (это легко увидеть, если учесть, что на диаграмме  $ZY$  изменение состояния газовой частицы в зоне релаксации отображается перемещением точки вдоль прямой Михельсона).

Режимы, отвечающие точкам участка  $J_+A_1A_2$  ( $M \geq M_{J_+}$ ), исследовались в [1, 2]. Они аналогичны режимам сильной (пересжатой) детонации горючих газовых смесей. В этом случае переходная область, начинающаяся за скачком уплотнения, определяется течением, в котором происходит либо спад давления и разрежение газа (отрезок  $J_+A_1$ ;  $\epsilon_0 - \epsilon_p(T_1) > 0$ ), либо рост давления и сжатие газа (участок  $A_1A_2$ ;  $\epsilon_0 - \epsilon_p(T_1) < 0$ ).

Течения безударного типа, отвечающие на релаксационной адиабате отрезку  $C_+A$  ( $M \geq M_{C_+}$ ), происходят со скоростью  $D > c_0$ . При этом в переходной области потока газ тормозится, а его давление, плотность и температура непрерывно растут. Скорость газа всюду в области релаксации превышает местную скорость звука. Течения колебательно-возбужденного газа с описанными свойствами известны в теории горения как слабодетонационные течения, ведомые внешним источником [8]. При определенных условиях они могут быть реализованы, например, в установке со сверхзвуковым соплом.

Для режимов стационарных течений, сопоставляемых с точками участка  $BJ_-$  ( $0 < M \leq M_{J_-}$ ), скорость неравновесного газа в первой области должна быть меньше скорости звука, т. е.  $D < c_0$ . В этих случаях газ разгоняется, давление и плотность его монотонно падают, а течение во всем потоке остается дозвуковым (за исключением режима  $J_-$ , когда  $v = c_{e1}$ ). Течения такого характера в теории горения отвечают режимам слабой дефлаграции. Они похожи на течения, которые возникают в процессе сгорания топлива в камере реактивного двигателя [8]. Для их реализации кроме начальной скорости течения необходимо задать соответствующий перепад давлений в первой и третьей областях. Отметим, что в отличие от дефлаграционных течений, обычно рассматриваемых в теории горения (когда скорость горючей смеси определяется механизмом распространения пламени), дефлаграционные течения безударного типа колебательно-возбужденного газа могут существовать при произвольных значениях чисел Маха из интервала  $0 < M \leq M_{J_-}$ .

При анализе характерных стационарных течений в режимах  $C_+$ ,  $J_+$ ,  $J_-$  значения скорости неравновесного газа находятся из условий, определяющих положения соответствующих точек на релаксационной адиабате. Несложные преобразования позволяют представить эти условия в виде уравнений для  $M_{C_+}$ ,  $M_{J_+}$ ,  $M_{J_-}$ :

$$(5) \quad M_{C_+} = \left( 1 + \frac{2,4FC_+}{7} \right)^{1/2} + \left( \frac{2,4FC_+}{7} \right)^{1/2}$$

$$FC_+ = \frac{\hbar\omega_0}{kT_0} [S_c - S_p(T_{C_+})], \quad \frac{T_{C_+}}{T_0} = \left( \frac{1,4M_{C_+}^2 + 1}{2,4M_{C_+}} \right)^2;$$

$$(6) \quad M_{J_{\pm}} = \left[ \frac{1 - U_{J_{\pm}}/Y_{J_{\pm}}}{1,4(Y_{J_{\pm}} - 1)} \right]^{1/2},$$

где  $Y_{J_{\pm}} = Q_{\pm} + (Q_{\pm}^2 + U_{J_{\pm}})^{1/2}$ ;  $Q_{\pm} = 0,5\alpha\Delta S_{\pm} - 3(U_{J_{\pm}} - 1)$ ,  $\alpha = 2\frac{\hbar\omega_0}{kT_0}$ ;  
 $\Delta S_{+} = S_0 - S_p(U_{J_{+}})$ ;  $U_{J_{+}} \equiv \frac{T_{J_{+}}}{T_0}$  — корни уравнений  $a_{+}Y_{J_{+}} - b_{\pm} \pm$   
 $\pm (b_{\pm}^2 + a_{\pm}d_{\pm})^{1/2} = 0$ ;  $a_{+} = 42 + 8\alpha \frac{dS_p}{dU} \Big|_{U=U_{J_{+}}}$ ;  $b_{\pm} = 42 + 6\alpha\Delta S_{+} +$   
 $+ \alpha(7 + \alpha\Delta S_{\pm}) \frac{dS_p}{dU} \Big|_{U=U_{J_{\pm}}}$ ;  $d_{\pm} = 42 + 7\alpha\Delta S_{\pm} + \alpha(6 + \alpha\Delta S_{\pm}) \frac{dS_p}{dU} \Big|_{U=U_{J_{\pm}}}$ .

Теперь перейдем к исследованию структуры неравновесного потока для режимов течения  $J_{+}$ ,  $C_{+}$  и  $J_{-}$ . В качестве рассматриваемого газа выбираем колебательно-возбужденный молекулярный азот. Распределение параметров среды в переходной области описывается системой уравнений

$$(7) \quad \frac{d\psi_v}{dx} = \frac{N}{DN_{(0)}} (\pi_{v+1} - \pi_v), \quad v = 0, 1, \dots, v_*,$$

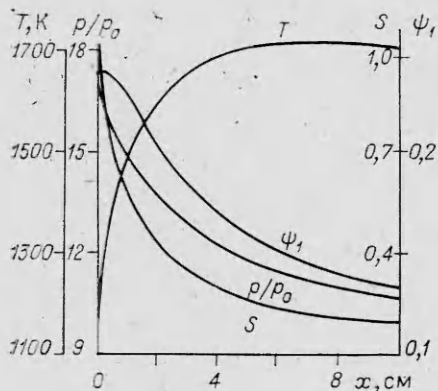
вытекающей из уравнений нестационарной колебательной кинетики для однокомпонентной системы ангармонических осцилляторов [9],

гл. 4, формула (2.1)). Здесь  $\pi_{v+1} = Z_{st} \left\{ P_{v+1,v} \psi_{v+1} - P_{v,v+1} \psi_v + \right.$   
 $\left. + \sum_{v'=0}^{v_*} (Q_{v+1,v'}^{v',v'+1} \psi_{v'} \psi_{v+1} - Q_{v,v'+1}^{v'+1,v'} \psi_v \psi_{v'+1}) \right\}$ ;  $v_*$  — номер последнего учитываемого колебательного уровня (определяется из условия пренебрежения возбуждениями с  $v > v_*$ );  $\psi_v = N_v/N$ ;  $N_v$  — число молекул в единице объема, находящихся на колебательном уровне с квантовым числом  $v$ ;  
 $N = \sum_{v=0}^{v_*} N_v$ ;  $N_{(0)} = \rho_0/m$ ;  $Z_{st}$  — частота столкновений молекул;  $P_{v+1,v}$ ,  
 $P_{v,v+1}$  — вероятности VT-переходов;  $Q_{v+1,v'}^{v',v'+1}$ ,  $Q_{v,v'+1}^{v'+1,v'}$  — вероятности VV-переходов. Выражения для вероятностей VT- и VV-переходов приведены в [9]. Зависимости от температуры входящих в них величин  $P_{1,0}(T)$  и  $Q_{1,0}^{0,1}(T)$  нормировались нами в соответствии с экспериментальными данными [10–12]. Система уравнений (7) интегрировалась с помощью алгоритма решения жестких систем обыкновенных дифференциальных уравнений, приведенного в [13]; учитывалось 50 колебательных уровней молекулы  $N_2$  ( $v_* = 50$ ).

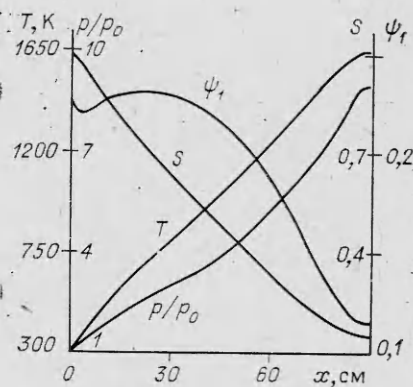
Численное решение задачи проводилось с учетом равенств (2) и (3), соотношения  $S = \frac{1}{\hbar\omega_0} \sum_{v=1}^{v_*} E_v \psi_v$  ( $E_v$  — энергия ангармонического осциллятора с колебательным квантовым числом  $v$ ) и граничного условия для функции распределения

$$\psi_v(x=0) = \psi_0 \exp\left(-\frac{E_v}{kT_R}\right),$$

где  $T_R$  — параметр (колебательная температура), определяющий возбуждение молекул азота, выходящих из первой области. Приведем результаты решения для случая, когда состояние неравновесного потока характеризуется величинами  $S_0 = 1$ ,  $T_0 = 300$  K и  $N_{(0)} = 2,67 \cdot 10^{19}$  см<sup>-3</sup>. При этом из (5) и (6) получается, что газ в интересующих нас режимах должен прокачиваться со скоростью  $D_{J_{+}} = 3,853 c_0$ ,  $D_{C_{+}} = 3,859 c_0$  и  $D_{J_{-}} = 0,245 c_0$ .



Р и с. 2



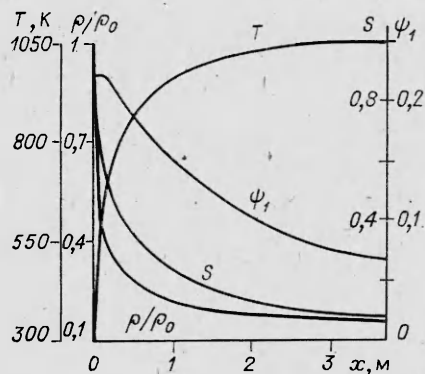
Р и с. 3

На рис. 2 и 3 приведены графики зависимостей  $T(x)$ ,  $p(x)$  и  $S(x)$  для течений ударного и безударного типов, соответствующих точкам  $J_+$  и  $C_+$  на релаксационной адиабате. При нормальной детонации Жуге (рис. 2) давление и температура колебательно-возбужденного газа в скачке уплотнения достигают значений  $p = 17,2p_0$  и  $T = 3,82T_0$ . В зоне релаксации, ширина которой  $\delta \approx 2$  см (величина  $\delta$  определялась из условия «выделения» каждой молекулой колебательной энергии, равной  $0,7\hbar\omega_0[S_0 - S_p(T_1)]$ ), давление газа монотонно понижается до значения  $9,47p_0$ , а температура возрастает до  $5,57T_0$ , скорость течения увеличивается до местной скорости звука  $c_e = 2,28c_0$ . В дефлаграционном потоке безударного типа  $C_+$  (рис. 3) протяженность зоны релаксации  $\delta \approx 0,5$  м. Там газ замедляется до скорости, равной скорости звука в газе с «замороженными» колебательными степенями свободы молекул  $c_f = 2,36c_0$ . Температура и давление газа монотонно повышаются до  $5,56T_0$  и  $9,09p_0$ .

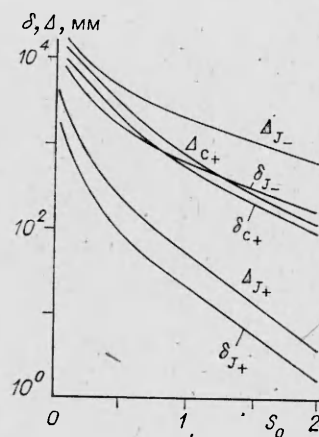
На рис. 4 для режима безударного течения  $J_-$  показаны зависимости  $T(x)$ ,  $p(x)$  и  $S(x)$ , в этом случае  $\delta \approx 0,6$  м. Видно, что переходная область не имеет отчетливой границы с равновесным газом (аналогичная ситуация наблюдается для режима  $J_+$ ). Объясняется такой результат значительным разрежением движущегося газа, которое приводит к замедлению конечной стадии релаксации. В рассматриваемом потоке скорость газа увеличивается в 7,38 раза (соответственно плотность падает до  $0,135\rho_0$ ).

Реализация интересных нас стационарных потоков дает возможность получить надежную информацию о константах скоростей  $VV$ - и  $VT$ -обменов при невысоких температурах газа, а также определять параметры начального состояния неравновесного газа. Наиболее простой метод исследования колебательной релаксации сильно возбужденного азота — метод  $CO$  (или  $CO_2$ ) «следа», который по инфракрасному излучению малой добавки из молекул  $CO$  (или  $CO_2$ ) позволяет восстановить пространственную зависимость относительной заселенности первого колебательного уровня молекул  $\psi_1(x)$ . В основном он использовался в экспериментах с УВ (см., например, [14—16]), но недавно его применили для исследования динамики колебательного возбуждения и нагрева азота в процессе и после импульсного СВЧ-разряда [17].

На всех рисунках, отображающих структуры характерных неравновесных течений, приведены зависимости относительной заселенности первого колебательного уровня молекул азота от координаты  $\psi_1(x)$ , которые имеют немонотонный характер. Особенно это заметно в потоке  $C_+$ . Такой же характер зависимости величины  $\psi_1$ , но только от времени, наблюдался в послеразрядный период релаксации колебательно-возбужденного азота в [17] (там же дано объяснение этого результата). С наступлением конечной стадии релаксации относительная заселенность первого колебательного уровня перестает практически меняться. Учитывая это, с помощью метода  $CO$  (или  $CO_2$ ) «следа» можно определять размер переходной области.



Р и с. 4



Р и с. 5

На рис. 5 для режимов  $J_+$ ,  $C_+$  и  $J_-$  (при  $T_0 = 300$  К и  $N_{(0)} = 2,67 \times 10^{19}$  см $^{-3}$ ) изображены зависимости ширины зоны релаксации от первоначального вложения энергии в колебательные степени свободы молекул, т. е.  $\delta(S_0)$  и  $\Delta(S_0)$  ( $\Delta$  — ширина переходной области, определяемая из условия «выделения» каждой молекулой колебательной энергии, равной  $0,9\hbar\omega_0[S_0 - S_p(T_1)]$ ). Расчеты показывают, что при  $S_0 > 0,7$  ширины зон релаксации для режимов  $J_+$  и  $J_-$  могут быть аппроксимированы сравнительно простыми выражениями  $\Delta_{J_+}(S_0) \approx 54,1 \exp[-2,67(S_0 - 1)]$  и  $\Delta_{J_-}(S_0) \approx 1984 \exp[-1,12(S_0 - 1)]$ , где значения ширины получаются в миллиметрах.

Для выяснения возможности длительного существования описанных выше режимов течения колебательно-возбужденного молекулярного газа необходимо дополнительно рассмотреть вопросы устойчивости таких режимов к малым возмущениям среды.

Авторы выражают благодарность И. А. Коссову за постоянное внимание к работе и полезные обсуждения, а также С. С. Филиппову за помощь в выполнении численных расчетов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Буянова Е. А., Ловецкий Е. Е. и др. Стационарные ударные волны в неравновесном двухатомном газе. — Хим. физика, 1982, № 12.
2. Бакшт Ф. Г., Мишин Г. И. Влияние колебательной релаксации на параметры ударных волн в плазме молекулярных газов. — ЖТФ, 1983, т. 53, № 5.
3. Рухадзе А. А., Силаков В. П., Чеботарев А. В. Распространение нестационарных ударных волн в колебательно-возбужденном азоте. — Краткие сообщения по физике, 1983, № 6.
4. Русанов В. Д., Фридман А. А. Физика химически активной плазмы. — М.: Наука, 1984.
5. Осипов А. И., Уваров А. В. Структура ударных волн в неравновесном колебательно-возбужденном газе. — Хим. физика, 1984, № 11.
6. Силаков В. П., Фетисов В. С. Ударные волны в неравновесном слабодиссоциированном газе двухатомных молекул с возбужденными колебательными степенями свободы. — Хим. физика, 1983, № 1.
7. Веденов А. А., Дробязко С. В. и др. Влияние акустических волн, возникающих в разрядном промежутке, на работу импульсного  $\text{CO}_2$ -лазера в частотном режиме. — ТВТ, 1975, т. 13, вып. 2.
8. Шелкин К. И., Трошин Я. К. Газодинамика горения. — М.: Изд-во АН СССР, 1963.
9. Гордиец Б. Ф., Осипов А. И., Шеленин Л. А. Кинетические процессы в газах и молекулярные лазеры. — М.: Наука, 1980.
10. Акишев Ю. С., Демьянов А. В. и др. Определение констант колебательного обмена в  $\text{N}_2$  по нагреву газа. — ТВТ, 1982, т. 20, вып. 5.
11. Васильев Л. А., Ершов И. В., Семенов С. С. Экспериментальное исследование неравновесных процессов за ударной волной в воздухе и азоте теневым методом. — ДАН СССР, 1969, т. 186, № 5.

12. Kantrowitz A., Huber P. W. Heat-capacity lag measurements in various gases.— J. Chem. Phys., 1947, v. 15, N 5.
13. Захаров А. Ю., Турчанинов В. И. STIFF-программа для решения жестких систем обыкновенных дифференциальных уравнений.— Инструкция ИПМ АН СССР, 1977.
14. Millikan R. C., White D. R. Vibrational energy exchange between  $N_2$  and CO. The vibrational relaxation of nitrogen.— J. Chem. Phys., 1963, v. 39, N 1.
15. Center R. E., Newton J. F. Vibrational relaxation of  $N_2$  by  $H_2O$ .— J. Chem. Phys., 1978, v. 68, N 8.
16. Зуев А. П., Ткаченко Б. К. Определение времени релаксации уровня ( $v = 1$ )  $N_2$  при наличии паров воды.— Изв. вузов. Физика, 1978, т. 193, № 6.
17. Грицинин С. И., Косый И. А. и др. Динамика колебательного возбуждения и нагрева азота в процессе и после импульсного СВЧ-разряда.— ТВТ, 1984, т. 22, № 4.

Поступила 26/VII 1985 г.

УДК 533.6.011.8

## ВРАЩАТЕЛЬНАЯ РЕЛАКСАЦИЯ АЗОТА В СВОБОДНОЙ СТРУЕ АРГОНА

А. Е. Беликов, Г. В. Дубровский, А. Е. Зарвин, Н. В. Карелов,  
В. А. Павлов, П. А. Сквородко, Р. Г. Шарафутдинов

(Новосибирск)

Столкновительный обмен энергией вращательного движения молекул интенсивно исследуется теоретически и экспериментально. Это связано как с традиционными задачами о дисперсии и поглощении ультразвука, термотранспирации и определении коэффициентов переноса, так и с сравнительно новыми — расчет кинетики заселенностей вращательных уровней в молекулярных газовых мазерах, определение механизмов излучения космических лазеров, а также с другими задачами, где важны сведения не так о скоростях передачи вращательной энергии всей системы в целом, как о заселенностях отдельных квантовых состояний.

К настоящему времени для описания кинетики заселенностей вращательных уровней в расширяющихся потоках использовался только гидродинамический способ описания [1—4], хотя хорошо известно, что характерные времена установления равновесия по поступательным и вращательным степеням свободы для большинства газов сравнимы, что ставит под сомнение применимость этого способа. Более того, в этих работах использовался параметрический вид зависимостей микроскопических констант скорости от температуры и квантовых чисел с параметрами, подбираемыми из эксперимента. Поэтому такое сравнение экспериментов и расчетов не позволяет выявить возможность использования гидродинамического способа описания и сделать выбор констант скорости. Наглядно трудность выбора того или иного вида констант продемонстрирована в [4]. Описание экспериментальных данных, полученное в указанных работах, может, скорее, рассматриваться как компактное их представление, но не как теоретическое описание.

Более последовательно сравнение теории с экспериментом может быть проведено при независимом расчете констант скорости методами теории рассеяния. В данной работе сделана попытка осуществления этого подхода на примере столкновительной пары азот — аргон, выбор которой связан с возможностью исключения из рассмотрения вращательно-вращательных переходов и использования метода электронно-пучковой диагностики, позволяющего получать подробную информацию о заселенностях вращательных уровней азота. Кроме того, для пары азот—аргон к настоящему времени выполнено достаточно большое количество расчетов сечений вращательно неупругих столкновений, что позволяет оценить достоверность использованных констант скорости. В качестве газодинамического объекта, в котором наблюдается неравновесный процесс, выбрано ядро свободной струи аргона с малой примесью азота. В ядре струи, течение в котором, как известно [5], соответствует истечению газа в вакуум, очень быстро падают плотность газа и частота столкновений, поэтому изменение внутренней энергии не успевает следить за уменьшением поступательной температуры — происходит задержка релаксационного процесса вплоть до его замораживания на достаточном удалении от среза сопла.

Цель данной работы — сравнение экспериментальных данных по кинетике заселенностей вращательных уровней на оси струи с рассчитанными по модели вращательной релаксации, что дает возможность оценить справедливость как выбранной модели релаксационного процесса, так и использования констант скорости.

**1. Уравнения кинетики.** В гидродинамическом приближении [6] для одномерного стационарного течения в трубке тока при учете только вращательно-поступательного энергообмена малой примеси азота в аргоне