

**ЭЛЕКТРОННО-ПУЧКОВАЯ ДИАГНОСТИКА АЗОТА.  
МНОГОКВАНТОВЫЕ ВРАЩАТЕЛЬНЫЕ ПЕРЕХОДЫ  
ПРИ ВОЗБУЖДЕНИИ**

*А. Е. Беликов, А. Е. Зарвин, Н. В. Карелов,  
Г. И. Сухинин, Р. Г. Шарафутдинов  
(Новосибирск)*

Метод электронно-пучковой диагностики (ЭПД) широко используется для определения параметров разреженного газа и основан на регистрации электронно-колебательно-вращательных спектров молекулярных газов, возбуждаемых пучком быстрых электронов. В частности, для азота интенсивность излучения вращательных линий с помощью соответствующей модели связывается с параметрами газа, что позволяет определять заселенности вращательных уровней молекул до возбуждения электронным ударом, а в случае их равновесного распределения — вращательную температуру. Важнейшими величинами, необходимыми для корректного построения и применения модели электронно-пучковой диагностики, являются вероятности переходов при возбуждении молекул электронным ударом из основного состояния в возбужденное электронно-колебательно-вращательное состояние молекулы.

В молекулярном азоте метод и наиболее простая модель ЭПД предложены в [1]. Согласно этой модели, молекулы азота из основного состояния  $N_2(X^1 \sum_g^+, v=0, k)$  ионизируются и возбуждаются в состояние иона  $N_2^+(B^2 \sum_u^+, v', k')$  при неупругих столкновениях с первичными электронами пучка. Интенсивности спонтанного излучения вращательных линий  $I_k$ , при переходе  $N_2^+(B^2 \sum_u^+, v', k') \rightarrow N_2^+(X^2 \sum_g^+, v'', k'')$  (первая отрицательная система полос — 1 ОС  $N_2^+$ ) в R-ветви ( $k' = k'' + 1$ ) полосы 00 связываются с заселенностями вращательных уровней  $N_k^X$  молекул  $N_2(X^1 \sum_g^+, v, k)$  в предположении о справедливости дипольных правил отбора для процесса возбуждения быстрыми электронами пучка из этого состояния в состояние иона  $N_2^+(B^2 \sum_u^+, v', k')$ , т. е. предполагается, что вероятности вращательных переходов при возбуждении отличны от нуля лишь для  $\Delta k = k' - k = \pm 1$ .

Применение метода ЭПД для изучения расширения свободной струи выявило ряд недостатков модели Мюнтца как при использовании ее в равновесных условиях, так и в газе, где отсутствует бальмановское распределение заселенностей вращательных уровней молекул [2—5]. В частности, обнаружено, что существенное влияние на интенсивность вращательных уровней могут оказывать вторичные электроны, возникающие при ионизации газа электронами пучка [6, 7]. В [8, 9] было показано, что для быстрых электронов, имеющих энергию  $E \geq 200$  эВ, и медленных электронов вероятности вращательных переходов при возбуждении азота в состояние  $N_2^+(B^2 \sum_u^+, v' = 0, k')$  различны. Следовательно, по крайней мере, для медленных вторичных электронов дипольные правила отбора должны нарушаться, и возможны вращательные переходы при возбуждении азота электронным ударом на  $\Delta k = +1, +3, +5, \dots$  Это предположение впервые сделано в [6]. В [10] определены вероятности вращательных переходов для медленных вторичных электронов из измерений интенсивностей вращательных линий 1 ОС  $N_2^+$  в контуре электронного пучка [11].

Кое [12] предположил, что и для быстрых электронов пучка дипольная модель возбуждения может быть несправедлива и возможны вращательные переходы на  $\Delta k = +k' - k = +1, +3, +5, \dots$  Этот вывод он сделал на основании измерений интенсивностей вращательных линий 1 ОС  $N_2^+$  в гиперзвуковой струе азота, показав, что наблюдаемые спектры в некотором интервале условий в струе можно объяснить, предполагая распределение молекул азота по вращательным уровням бальмановским, а вращательные переходы при возбуждении электронным ударом — многоквантовыми.

Выводы Кое несомненно заслуживают внимания, однако правильность его модели может вызывать сомнение по следующим причинам: эксперименты проводились в узком интервале параметров газа; нет уверенности, что в использованных в работе условиях молекулы азота имели бальмановское распределение по вращательным

уровням, которое могло искажаться процессами вращательной релаксации и конденсации в струе [11]; наконец, при нахождении вероятностей многоквантовых вращательных переходов Кое предложил механизм возбуждения азота в состояние  $N_2^+(B^2 \sum_{v'}^+, v', k')$ , основанный на возможности многократных квадрупольных взаимодействий эжектированного при ионизации электрона с полным остатком, что требует более тщательного обоснования.

В данной работе приводятся измерения вероятностей вращательных переходов при возбуждении молекул  $N_2(X^1 \sum_g^+, v=0, k)$  быстрыми электронами пучка с энергией  $E \sim 10$  кэВ в состоянии  $N_2^+(B^2 \sum_{v'}^+, v', k')$ . Особое внимание уделяется созданию равновесного бальмановского распределения молекул  $N_2$  с известной температурой как в струе чистого азота, так и в струе аргона, где молекулы  $N_2$  составляют малую примесь. Для нахождения вероятностей вращательных переходов предлагается простая модель, основанная на адиабатическом приближении, описывающая экспериментальные данные в широком интервале параметров. Предлагается также способ определения заселенностей вращательных уровней молекул при неравновесных условиях по интенсивностям вращательных линий с учетом многоквантовых вращательных переходов.

**Вероятности вращательного возбуждения.** Интенсивности вращательных линий  $I_{k'}$   $R$ -ветви полосы  $00\ 1\ 0\ 0\ N_2^+$  связаны с заселенностями вращательных уровней молекулы азота  $N_k^X$  в основном состоянии  $N_2(X^1 \sum_g^+, v=0, k)$  через вероятности вращательного возбуждения электронным ударом [13]:

$$(1) \quad I_{k'} = \frac{k'}{2k'+1} CN_{k'}^B = \frac{k'}{2k'+1} C \left\{ \sum_h P_{k'h}(E) N_k^X \chi(r) + \right. \\ \left. + D(n_g, r) \sum_h \langle P_{k'h}(e) \rangle N_k^X \right\}.$$

Здесь  $N_k^R$  — заселенности вращательных уровней в возбужденном состоянии иона  $N_2^+(B^2 \sum_{v'}^+, v', k')$ ;  $P_{k'h}(E)$  — вероятности вращательных переходов при ионизации азота в это состояние быстрыми электронами с энергией  $E \geq 10$  кэВ;  $\langle P_{k'h}(e) \rangle$  — вероятности вращательных переходов, вызываемых вторичными электронами, усредненные по их функции распределения; величина  $\chi(r)$  определяется радиальным профилем электронного пучка, в центре которого  $\chi(0) = 1$ ;  $D(n_g, r)$  — скорость возбуждения азота в электронно-колебательное состояние  $N_2^+(B^2 \sum_{v'}^+, v'=0)$  вторичными электронами, отнесенная к скорости возбуждения в это состояние первичными электронами в центре пучка;  $C$  — константа, включающая в себя факторы Франка — Кондона, параметры пучка, системы регистрации оптического излучения и учитывающая тушение флуоресценции:

$$C \sim n_g / (1 + K_{v',k'}^B n_g),$$

где  $n_g$  — плотность газа в точке измерения;  $K_{v',k'}^B$  — константа тушения иона  $N_2^+(B^2 \sum_{v'}^+, v', k')$  молекулами азота. Если тушение иона не зависит от вращательного числа  $k'$ , т. е.  $K_{v',k'}^B \equiv K_{v'}^B$ , то при измерении относительных вращательных линий  $I_{k'}$  без потери общности константу  $C$  в выражении (1) можно положить равной единице.

Экспериментальные данные по интенсивности вращательных линий  $I_{k'}$  с помощью выражения (1) при известных заселенностях  $N_k^X$  можно в принципе использовать для определения вероятностей вращательных переходов  $P_{k'h}(E)$ , если имеется достаточное число экспериментов с различными распределениями  $N_k^X$ . Однако такое определение  $P_{k'h}(E)$  — типичная некорректная задача. Результат будет существенно зависеть от точности измерений, числа измеренных интенсивностей линий и т. д. Более целесообразно искать вероятности переходов, используя какую-либо теоретическую модель, параметризующую зависимость вероятностей переходов от квантовых чисел  $k$  и  $k'$ .

Одним из основных теоретических методов при изучении вращательных переходов является адиабатическое приближение [14, 15]. В его

рамках установлено, что сечение произвольного вращательного перехода в двухатомной молекуле при  $\Sigma - \Sigma$  электронных переходах может быть выражено через сечения переходов из основного вращательного состояния:

$$\sigma_{k' \leftarrow k}(E) = \sum_l (2k' + 1) \sigma_{l \leftarrow 0}(E) \begin{pmatrix} k' & k & l \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}^2$$

где  $\begin{pmatrix} j_1 & j_2 & j_3 \\ m_1 & m_2 & m_3 \end{pmatrix}$  —  $(3 - j)$ -символ Вигнера.

Аналогичные соотношения, естественно, имеют место и для вероятностей вращательных переходов

$$(2) \quad P_{k'h}(E) = (2k' + 1) \sum_l P_{l0}(E) \begin{pmatrix} k' & k & l \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}^2 = \sum_l P_{l0}(E) C_{k'kl}^2$$

и соответственно для величин  $\langle P_{k'h}(e) \rangle$ . Величина  $C_{k'kl}^2 = (2k' + 1) \begin{pmatrix} k' & k & l \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}^2$  — квадрат соответствующего коэффициента Клебша — Гордона.

В рассматриваемом частном случае ионизации азота в возбужденное состояние в сумму (2) будут входить только члены с нечетными значениями числа  $l = 1, 3, 5, \dots$ , т. е. возможны лишь вращательные переходы на  $\Delta k = k' - k = \pm 1, \pm 3, \pm 5, \dots$ , что следует из свойств  $(3 - j)$ -символов Вигнера, равных для  $m_1 = m_2 = m_3 = 0$

$$\begin{pmatrix} j_1 & j_2 & j_3 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}^2 = \frac{(j_1 + j_2 - j_3)! (j_1 - j_2 + j_3)! (-j_1 + j_2 + j_3)!}{(j_1 + j_2 + j_3 + 1)!} \times \\ \times \left[ \frac{p!}{(p - j_1)! (p - j_2)! (p - j_3)!} \right]^2, \quad 2p = j_1 + j_2 + j_3.$$

Вероятности вращательных переходов  $P_{k'h}(E)$  и  $\langle P_{k'h}(e) \rangle$  удовлетворяют условию нормировки

$$\sum_{k'} P_{k'h}(E) = \sum_l P_{l0}(E) \sum_{k'=|k-l|}^{k+l} (2k' + 1) \begin{pmatrix} k' & k & l \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}^2 = \sum_l P_{l0}(E) = 1.$$

Если в выражении (2) ограничиться лишь одним членом с  $l = 1$ , т. е.  $P_{10} = 1$ , то вероятности переходов автоматически сведутся к дипольным

$$P_{k'h}(E) = (2k' + 1) \begin{pmatrix} k' & k & 1 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}^2 = C_{k'k1}^2 = (k' + 1)/(2k' + 3)$$

при  $k = k' + 1$ ,  $= k'/(2k' - 1)$  при  $k = k' - 1$ .

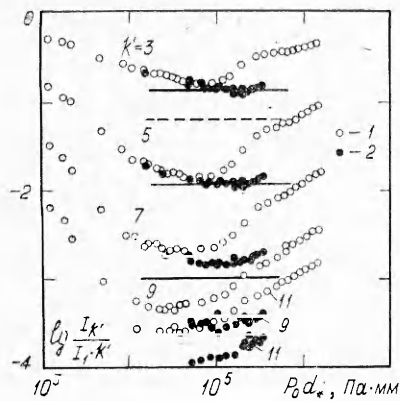
Таким образом, матрица вероятностей переходов может быть выражена через единственный вектор  $P_{l0}(E)$  ( $l = 1, 3, 5, \dots$ ), что существенно упрощает ее нахождение по экспериментальным данным. Для дальнейшего упрощения модели вероятности переходов  $P_{l0}(E)$  выражались через единственный параметр  $\alpha$ , определяемый из сравнения с экспериментом:

$$(3) \quad P_{l0}(E) = (2l + 1) \alpha^l / \sum_{l=1,3,5,\dots} (2l + 1) \alpha^l = \frac{(2l + 1) \alpha^{l-1}}{(3 + \alpha^2)} (1 - \alpha^2)^2.$$

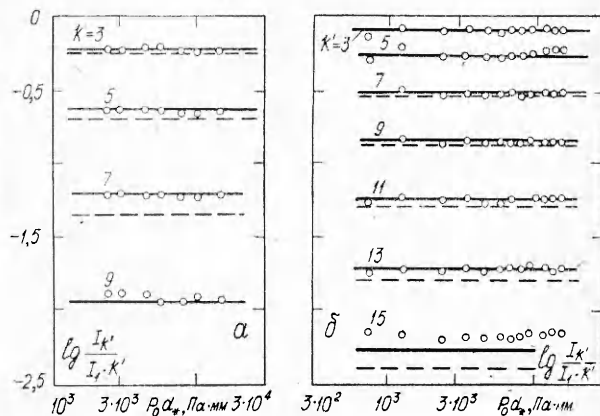
При  $\alpha = 0$  в выражении (3) остается лишь один дипольный член  $P_{10} = 1$ .

**Экспериментальное определение параметра  $\alpha$ .** Экспериментальные исследования проводились на вакуумных стендах Института теплофизики СО АН СССР, оснащенных системой вакуумной откачки, включающей криогенные насосы, электронно-пучковой диагностикой и спектральной аппаратурой, позволяющей проводить регистрацию оптического и рентгеновского излучения.

Газ из форкамеры через звуковое сопло с диаметром  $d_*$  от 0,5 до 15 мм расширялся в вакуумный объем с остаточным давлением  $p_h \sim 10^{-2} - 10^{-1}$  Па. Давление в форкамере (давление торможения  $p_0$ ) менялось в пределах от  $10^2$  до  $10^5$  Па. Температура торможения обычно была комнатной,  $T_0 \approx 300$  К. С помощью электронной пушки создавался элект-



Ф и г. 1



Ф и г. 2

ронный пучок диаметром  $\bar{d}_z \sim 1$  мм, током  $i_b \sim 1-30$  мА и с энергией электронов  $E \sim 10-15$  кэВ.

Из области пересечения электронного пучка с осью струи в перпендикулярном к ним направлении отбиралось излучение 1 ОС  $N_2^+$ , регистрируемое монохроматором и фотоумножителем. Излучение отбиралось узкой щелью монохроматора, расположенной параллельно электронному пучку, так что оно регистрировалось главным образом из центральной области электронного пучка. При этом в регистрируемом излучении существенно уменьшается вклад вторичных электронов из ореола вокруг пучка [11]. Подробно схема эксперимента описана в [11, 16]. Прежде всего рассмотрим экспериментальные данные по интенсивностям вращательных линий  $I_k$ ,  $R$ -ветви полосы 00 1 ОС  $N_2^+$ , возбужденным электронным пучком, снятые при различных значениях  $p_0 d_*$  в некоторой точке  $x/d_*$  на оси струи чистого азота. Типичный результат приведен на фиг. 1 для значения  $x/d_* = 38$  ( $T_t = 6,1$  К).

При расширении газа из форкамеры в вакуум в струе возможно нарушение равновесного распределения энергии по вращательным степеням свободы. Причина этого состоит в недостаточном числе столкновений молекулы между собой. Попытки кинетического описания этого явления представлены в [17, 18]. С повышением числа столкновений в струе, т. е. с повышением  $p_0 d_*$ , отклонение от равновесных условий уменьшается. В принципе в газе должно установиться больцмановское распределение по вращательным уровням с температурой  $T_t$ , равной изэнтропической. Однако при достаточно высоких значениях плотности газа в потоке может начаться процесс конденсации, приводящий к выделению в поток энергии конденсации. Поэтому, начиная с некоторых значений  $p_0 d_*$ , заселенности верхних вращательных уровней молекул  $N_2$  будут расти [19], а следовательно, будут расти и относительные интенсивности вращательных линий  $I_k$ , что и наблюдается на правых ветвях кривых, представленных на фиг. 1 (здесь 1 и 2 соответствуют измерениям на соплах  $d_* = 0,54$  и  $5,12$  мм). Кроме того, с ростом  $p_0$  растет плотность газа в точке измерения и соответственно возможность вторичных процессов при возбуждении молекул исследуемого газа, затрудняющих интерпретацию результатов. Отметим лишь, что наиболее близкими к равновесному больцмановскому распределению молекул  $N_2$  ( $X^1 \sum_{v=0}^+ v = 0, k$ ) по вращательным уровням с изэнтропической температурой  $T(x/d_*)$  могут быть состояния газа при значениях  $p_0 d_*$  в области минимума распределений интенсивностей  $I_k/I_1$  в условиях, представленных на фиг. 1. Сравнение измеренных интенсивностей с рассчитанными для температуры  $T(x/d_*)$  по дипольной модели Мюнтца (штриховые линии на фиг. 1) показывает, что либо газ не достигает равновесного состояния, либо дипольная модель неверна. Последний вывод был сделан в [12], но не проанализирована возможность неравновесных условий в газе.

С целью устранения неопределенности состояния газа в данной работе проведены исследования в звуковых струях аргона с малой примесью ( $\sim 5\%$ ) молекул азота. В этом случае можно надеяться, что в смеси газа будут поддерживаться условия, близкие к равновесным с изэнтропической температурой одноатомного газа. Измерения в смеси Ar — N<sub>2</sub> проводились в широком интервале  $p_0 d_*$  ( $10^3 \leq p_0 d_* \leq 10^5$  Па·мм) и  $x/d_*$  ( $0,5 \leq x/d_* \leq 70$ ) и для выбранных значений  $x/d_* = 1,67$  и  $0,67$  приведены на фиг. 2, а, б, где штриховые линии — значения интенсивностей  $I_{k'}$ , рассчитанных по модели Мюнтца. Из фиг. 2 видно, что и в этом случае дипольная модель не дает правильного описания интенсивностей излучения.

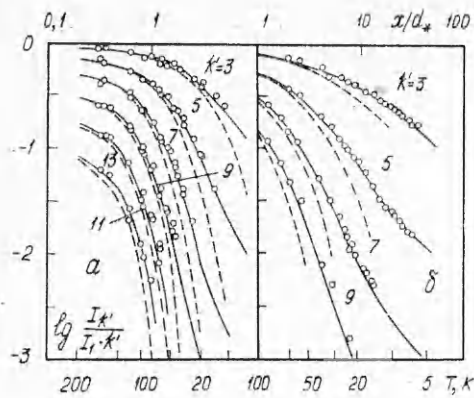
Следует обратить внимание на то, что в смеси Ar — N<sub>2</sub> значения относительных интенсивностей не зависят от  $p_0 d_*$ . Это означает, что молекулы N<sub>2</sub> находятся в равновесии с аргоном из-за более высокой, чем в чистом азоте, скорости вращательной релаксации. Кроме того, в выбранных условиях эксперимента не протекала конденсация, приводившая в чистом азоте к повышению температуры газа в струе при высоких  $p_0 d_*$ . Наличие в струе Ar — N<sub>2</sub> равновесия и несовпадения измеренных интенсивностей с расчетом по дипольной модели подтверждает вывод [12] о наличии многоквантовых вращательных переходов при возбуждении азота в состоянии N<sub>2</sub>( $B^2 \sum_u^+$ ,  $v' = 0$ ,  $k'$ ) электронным ударом.

По причинам, указанным выше, для определения параметра  $\alpha$  использовались экспериментальные данные, полученные в смеси Ar — N<sub>2</sub> при  $x/d_* = 1,67$  и соответствующей изэнтропической температуре  $T = 44$  К. Наилучшее совпадение интенсивностей вращательных линий, измеренных и вычисленных по выражению (1) с учетом (2) и (3), достигается при  $\alpha = 0,28 \begin{matrix} + 0,03 \\ - 0,01 \end{matrix}$ . При этом вкладом вторичных электронов пренебрегается, т. е.  $D \ll 1$ .

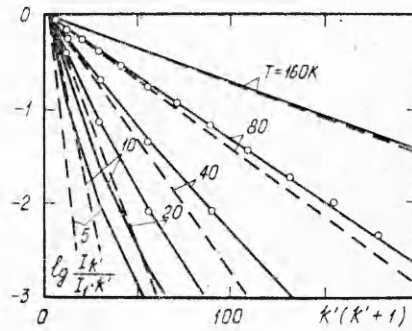
Расчитанные интенсивности при этом значении параметра  $\alpha$  приведены на фиг. 2 сплошными линиями. Полученное значение параметра  $\alpha$ , а следовательно, и вероятностей вращательных переходов было проверено при других значениях изэнтропической температуры, т. е. при других  $x/d_*$ , в смеси Ar — N<sub>2</sub>. Результаты такого сравнения измеренных и расчитанных интенсивностей показаны на фиг. 3, а в зависимости от  $x/d_*$ . Для сравнения там же приведены интенсивности, вычисленные по дипольной модели Мюнтца.

Как уже отмечалось, для экспериментов в чистом азоте проверку модели необходимо проводить с осторожностью. Наиболее близкими к равновесному состоянию газа при каждом  $x/d_*$  являются условия, соответствующие минимуму интенсивностей в зависимости от  $p_0 d_*$ . В предположении, что при этом заселенности равны больцмановским с изэнтропической температурой для двухатомного газа, проводился расчет интенсивностей вращательных уровней, результаты которого представлены на фиг. 3, б. Полученное совпадение вполне удовлетворительно.

**Анализ модели.** Выше для определения вероятностей вращательных переходов при возбуждении азота в состоянии N<sub>2</sub><sup>+</sup>( $B^2 \sum_u^+$ ,  $v'$ ,  $k'$ ) электронным ударом предполагалось, что излучение 1 ОС N<sub>2</sub><sup>+</sup> возбуждается только электронами пучка. При высокой плотности газа возможны различные вторичные процессы, также приводящие к возбуждению излучения 1 ОС N<sub>2</sub><sup>+</sup>. Однако вплоть до плотностей газа  $n_g \leq 10^{17}$  см<sup>-3</sup> интенсивности излучения 1 ОС N<sub>2</sub><sup>+</sup>, согласно экспериментальным исследованиям, пропорциональны току электронного пучка [11]. Единственным линейным по току пучка вторичным процессом является возбуждение вторичными электронами. Поскольку вероятности вращательного возбуждения для быстрых первичных электронов  $P_{k'h}(E)$  и медленных вторичных  $\langle P_{k'h} \rangle$  различны [10, 13], то вторичные электроны могут приводить к перераспределению интенсивностей излучения  $I_{k'}$ , вызываемых первичными электронами. Величина этого перераспределения определяется параметром  $D$



Ф и г. 3



Ф и г. 4

в уравнении (1) и существенно зависит от плотности газа, области регистрации излучения, геометрических параметров пучка и потока газа.

В использованных в данной работе экспериментальных данных, полученных при постоянных значениях  $T_0$  и  $x/d_*$ , вращательное распределение молекул определяется только парными столкновениями и неизменно для заданного значения  $p_0 d_*$ . В то же время относительные интенсивности вращательных линий  $I_k'/I_1$ , полученные при заданном  $p_0 d_*$ , но при различных значениях  $d_*$ , т. е. при различных плотностях газа в точке измерения, оказались практически совпадающими для  $p_0 d_*$ , соответствующих области вращательной релаксации (левые ветви зависимостей  $I_k'/I_1$  от  $p_0 d_*$  на фиг. 1). Совпадение интенсивностей излучения  $I_k'/I_1$  при различных плотностях газа  $n_g$ , но одинаковых значениях  $p_0 d_*$  свидетельствует о несущественности влияния вторичных электронов на возбуждение вращательных линий 1 ОС  $N_2^+$  в исследуемой области параметров, т. е.  $D \ll 1$ .

Адиабатическое приближение (2) совместно с зависимостью (3) для  $P_{10}(E)$  от квантового числа  $l$  и определенное в эксперименте значение подгоночного параметра  $\alpha \approx 0,28$  представляют очень простую модель для вероятностей многоквантовых вращательных переходов  $P_{k'h}$ . В таблице приведены значения  $P_{k'h}$ . Для сравнения там же приводятся вероятности для дипольных переходов и вероятности, определенные в [12]. Обращает на себя внимание то, что элементы матрицы [12] и представленной модели достаточно хорошо согласуются между собой для не очень больших значений  $\Delta k = |k' - k| \leq 5$ . Этот факт свидетельствует о том, что в чистом азоте в области минимумов  $I_k'/I_1$  в зависимости от  $p_0 d_*$  состояние газа близко к равновесному и дополнительно подтверждает предложенную модель.

Для иллюстрации влияния многоквантовых переходов на фиг. 4 при нескольких температурах приведены распределения интенсивностей вращательных уровней  $I_k'/I_1$ , рассчитанных по выражениям (2), (3) для случая Больцмановского распределения заселенностей вращательных уровней молекул  $N_2(X^1 \Sigma_g^+, v=0, k)$ . Там же приведены экспериментальные результаты, измеренные в гиперзвуковой струе в условиях, близких к равновесным, а также измерения в статических условиях при температуре  $T_t \approx 78$  К. Видно, что из равновесного распределения молекул  $N_2(X^1 \Sigma_g^+, v=0, k)$  по вращательным уровням  $N_k^X$  возникает не Больцмановское распределение  $N_{k'}^B$  в состоянии  $N_2^+(B^2 \Sigma_g^+, v'=0, k')$ . Однако с ростом температуры азота  $T$  распределение возбужденных ионов  $N_{k'}^B$  становится все более равновесным с предельной температурой  $T^B = T + \Delta T(\alpha)$ , где  $\Delta T(\alpha = 0,28) \approx 11,6$ . Аналогичный результат получен и для дипольной модели, где  $\Delta T(\alpha = 0) = 2\Theta$  ( $\Theta$  — характеристическая вращательная температура  $N_2$ ). Неравновесное распределение  $N_{k'}^B$  удобно характе-

$k \backslash k'$	0	1	2	3	4	5	6	7
0	0	0,8277 0,8346 1	0	0,1514 0,1350 0	0	0,0187 0,0233 0	0	0,0020 0,0051 0
1	0,2759 0,2668 0,3333	0	0,6167 0,6201 0,6667	0	0,0950 0,0923 0	0	0,0111 0,0159 0	0
2	0	0,3700 0,3706 0,4000	0	0,5427 0,5384 0,6000	0	0,0775 0,0747 0	0	0,0088 0,0124 0
3	0,0216 0,0193 0	0	0,3876 0,3879 0,4286	0	0,5122 0,5108 0,5714	0	0,0699 0,0677 0	0
4	0	0,0317 0,0310 0	0	0,3984 0,3975 0,4444	0	0,4963 0,4948 0,5555	0	0,0657 0,0635 0
5	0,0017 0,0021 0	0	0,0352 0,0344 0	0	0,4061 0,4051 0,4545	0	0,4865 0,4850 0,5455	0
6	0	0,0027 0,0037 0	0	0,0377 0,0365 0	0	0,4117 0,4105 0,4615	0	0,4799 0,4783 0,5365
7	0,00014 0,0003 0	0	0,0029 0,0042 0	0	0,0374 0,0382 0	0	0,4159 0,4147 0,4667	0

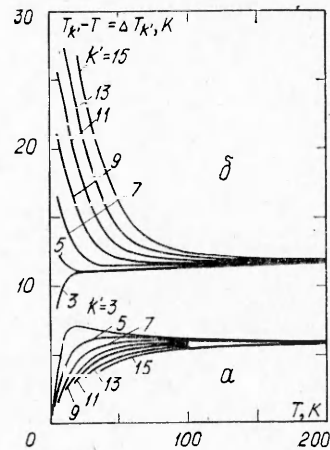
ризовать с помощью температур заселения  $T_{k'}^B$ , определенных следующим образом:

$$\ln(I_{k'}/k'I_1) = \ln \frac{3N_{k'}^B}{(2k'+1)N_1^B} = -\frac{\varepsilon_{k'} - \varepsilon_1}{T_{k'}^B},$$

где  $\varepsilon_k = k(k+1)\Theta$ .

На фиг. 5 приведена зависимость величины  $T_{k'}^B - T$  от температуры газа для дипольной модели  $\alpha = 0$  и  $0,28$ . Чем больше величина  $\alpha$  и ниже температура, тем более неравновесным будет распределение  $N_{k'}^B$ . Это создает трудности, особенно при низких температурах, в обнаружении неравновесности в основном состоянии. При высокой средней вращательной энергии молекул в потоке, когда температуры заселения  $T_{k'}^B \geq 100$  K для всех  $k' > 1$ , большое различие в  $T_{k'}^B$  означает, что в основном состоянии  $N_2(X^1 \sum_g^+, v, k)$  распределение невольтмановское.

В общем случае определение заселенностей  $N_k^X$  вращательных уровней молекул  $N_2$  по измеренным интенсивностям вращательных линий  $I_{k'}$  в  $R$ -ветви спектра  $1 \text{ OC } N_2^+$ , возбуждаемого электронным пучком, — задача сложная даже для дипольной модели возбуж-



Ф и г. 5

дения. Это связано с тем, что в систему уравнений (1) всегда входит большее число неизвестных величин  $N_{k'}^X$ , чем измеренных интенсивностей линий  $I_{k'}$ , т. е. необходим соответствующий способ замыкания. Для дипольной модели Мюнтца различные способы замыкания были предложены в [16, 20]. Ниже предлагается формальный способ обращения системы (1) для адиабатических вероятностей переходов (2).

Перепишем систему (1) в векторном виде

$$(4) \quad \mathbf{N}^B = \sum_l P_{l_0} \tilde{C}_l^2 \mathbf{N}^X,$$

где  $\tilde{C}_l^2$  — матрица квадратов коэффициентов Клебша — Гордона с элементами  $C_{k'hl}^2$ . Для матрицы  $\tilde{C}_1^2$  легко найти обратную матрицу  $\tilde{S}$ . Элементы матрицы  $\tilde{S}$  определяются следующим образом:

$$S_{i,i+1} = (2i+1)/(i+1), \quad i = 0, 1, 2, \dots,$$

$$S_{i,i+1+n} = (-1)^n S_{i,i+1} \prod_{m=1}^n (i+2m)/(i+2m+1),$$

$$S_{ij} = 0 \quad \text{при } j \leq i \text{ и } j = i + 2n.$$

Тогда для уравнения (4) можно записать формальное решение

$$(5) \quad \mathbf{N}^X = \frac{1}{P_{10}} \{ \tilde{I} - \tilde{Q} + \tilde{Q} \cdot \tilde{Q} - \tilde{Q} \cdot \tilde{Q} \cdot \tilde{Q} + \dots \} \tilde{S} \cdot \mathbf{N}^B,$$

где  $\tilde{I}$  — единичная матрица, а  $\tilde{Q}$  — матрица с элементами

$$(6) \quad Q_{ij} = \sum_{l=1,3,5,\dots} \frac{P_{l_0}}{P_{10}} \sum_m S_{im} C_{mjl}^2.$$

Вектор  $\tilde{S} \mathbf{N}^B$  представляет собой решение  $\mathbf{N}^X$  для дипольной модели, а оператор в фигурных скобках выражения (5) преобразует его в решение для многоквантовых переходов. Поскольку элементы матрицы  $\tilde{Q}$  пропорциональны  $P_{30} \ll 1$ , можно надеяться, что решение (6) сходится достаточно быстро.

Поскольку в эксперименте измеряются интенсивности конечного числа вращательных линий  $I_{k'} \sim \frac{k'}{2k'+1} N_{k'}^B$ , то для уменьшения погрешности определения заселенностей  $N_k^X$  с помощью (6) величины  $I_{k'}$  (или  $N_{k'}^B$ ) можно соответствующим образом экстраполировать в область квантовых чисел  $k'$ , при которых измерения не проводились. Такой способ будет, по крайней мере, давать представление о величине погрешности, вносимой с помощью метода обращения.

Другой способ определения заселенностей  $N_k^X$  — это задание их в некоторой функциональной форме от квантового числа  $k$ , например, в виде суперпозиции нескольких бoльцмановских распределений:

$$(7) \quad N_k^X = \sum_{i=1} \gamma_i N_k^{X_0}(T_i), \quad \sum_i \gamma_i = 1,$$

где  $N_k^{X_0}(T_i)$  — бoльцмановское распределение с температурой  $T_i$ ;  $\gamma_i$  — доля молекул, имеющих распределение с этой температурой. Ограничиваясь в выражении (7) несколькими членами и вычисляя интенсивность  $I_{k'}$  с помощью матрицы перехода  $P_{k'h}(E)$ , методом наименьших квадратов можно определить подгоночные параметры  $T_i$  и  $\gamma_i$ . Фактически такой метод используется в [1, 12], где в выражении (7) ограничиваются лишь одним членом с  $\gamma_1 = 1$  и  $\gamma_i = 0$  для  $i > 1$ .

В заключение отметим, что в работе определялись вероятности вращательных переходов  $P_{k'h}(E)$  для возбуждения электронным ударом молекул  $N_2(X^1 \sum_g^+, v=0, k)$  в состояние  $N_2^+(B^2 \sum_u^+, v'=0, k')$ . Использованное адиабатическое приближение позволило конкретизировать зависи-



мость матрицы  $P_{k'k}(E)$  от квантовых чисел  $k$  и  $k'$  (см. (2)) и свести ее определение к нахождению единственного вектора  $P_{l_0}(E)$ . Зависимость  $P_{l_0}(E)$  от энергии электронов, как это следует из [9, 10], должна проявиться лишь вблизи порога возбуждения состояния  $N_2^+(B^2 \sum_{v', k'}^+)$ , где вероятности многоквантовых переходов увеличатся. Так, для электронов вблизи порога будет  $\alpha \approx 0,5$  [10], а по экспериментам [9]  $\alpha \approx 0,42$ . Для электронов же с энергией  $E > 100$  эВ  $\alpha \approx 0,28$ . Зависимость  $P_{l_0}(E)$  от квантового числа  $l$  выбиралась в виде (3), но в дальнейшем это ограничение может быть снято путем более тщательного прямого измерения или с использованием теоретических предсказаний.

Поступила 20 VI 1983

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Muntz E. P. Static temperature measurements in a flowing gas. — Phys. Fluids, 1962, vol. 5, N 1.
2. Marrone P. V. Temperature and density measurements in free jets and shock waves. — Phys. Fluids, 1967, vol. 10, N 3.
3. Robben F., Talbot L. Measurements of shock wave thickness by the electron beam fluorescence method. — Phys. Fluids, 1966, vol. 9, N 4.
4. Ashkenas H. Rotational temperature measurements in electron beam excited nitrogen. — Phys. Fluids, 1967, vol. 10, N 12.
5. Lillicrap D. C. Experimental determination of density and rotational temperature by an improved electron beam technique. AIAA Paper N 71—605, 1971.
6. Smith R. B.  $N_2$  first negative band broadening due to electron beam excitation. — In: Rarefied Gas Dynamics: 6th Intern. Symp. Proc. Vol. 2. N. Y.—L.: Acad. Press, 1969.
7. Lengrand J. C., Cloupeau M. Application of Smith's model to rotational temperature measurements in nitrogen. — AIAA J., 1974, vol. 12, N 6.
8. Culp G., Stair A. T. Effective rotational temperatures of  $N_2$  ( $3914 \text{ \AA}^2$ ) excited by monoenergetic electrons in crossed beam. — Chem. Phys., 1967, vol. 64, N 1.
9. De Koven B. M., Levy D. H. et al. Rotational excitation in the electron impact ionization of supercooled  $N_2$ . — J. Chem. Phys., 1981, vol. 74, N 10.
10. Сухинин Г. И., Шарафутдинов Р. Г. Определение эффективных вероятностей вращательных переходов при возбуждении электронным ударом состояния  $N_2^+ B^2 \sum_{v', k'}^+$  из основного состояния азота. — ЖТФ, 1983, т. 83, № 2.
11. Беликов А. Е., Карелов Н. В., Ребров А. К., Шарафутдинов Р. Г. Измерения с помощью пучка электронов. Роль вторичных процессов при возбуждении  $B^2 \Sigma$  состояния иона азота. — В кн.: Диагностика потоков разреженного газа. Новосибирск: ИТФ СО АН СССР, 1979.
12. Coe D., Robben F. et al. Rotational temperatures in nonequilibrium free jet expansion of nitrogen. — Phys. Fluids, 1980, vol. 23, N 4.
13. Ребров А. К., Сухинин Г. И. и др. Электронно-пучковая диагностика в азоте. Вторичные процессы. — ЖТФ, 1981, т. 51, № 9.
14. Kouri D. J. Rotational excitation II: approximation methods. — In: Atom-Molecule Collision Theory. N. Y.—L.: Plenum Press, 1979.
15. Ostrovsky V. N., Ustimov V. I. The connections between the rotational transition cross sections in diatomic molecules. — J. Phys. B.: Atom. Molec. Phys., 1981, vol. 14, p. 1139.
16. Борзенко Б. И., Карелов Н. В. и др. Экспериментальное исследование заселенности вращательных уровней молекул в свободной струе азота. — ПМТФ, 1976, № 5.
17. Сковородко П. А., Шарафутдинов Р. Г. Кинетика заселенностей вращательных уровней в свободной струе азота. — ПМТФ, 1981, № 5.
18. Kouga K. Rotational distributions of  $N_2$  in free jet and shock wave. — In: Rarefied Gas Dynamics: 11th Intern. Symp. Proc. Vol. 2. Paris, 1979.
19. Карелов Н. В., Ребров А. К., Шарафутдинов Р. Г. Заселенность вращательных уровней молекул азота при неравновесной конденсации в свободно расширяющемся газе. — ПМТФ, 1978, № 3.
20. Smith R. B. Electron-beam investigation of hypersonic shock wave in nitrogen. — Phys. Fluids, 1972, vol. 15, N 6.