

4. Изгородин В. М., Пинегин А. В., Поклонцев Б. А. Воздействие лазерного излучения на показатель преломления прозрачных жидкостей, содержащих поглощающие частицы. — Квант. электроника, 1980, т. 7, № 4.
5. Аскарьян Г. А., Долгошеин Б. А. Акустическая регистрация нейтрино высоких энергий на больших глубинах. Препринт ФИАН СССР, № 160, 1976.
6. Наугольных К. А., Рой Н. А. Электрические разряды в воде. М.: Наука, 1971.
7. Голубничий П. И., Калужный Г. С., Яковлев В. П. Исследование механизма генерации акустического излучения, инициированного лазерным пучком в жидкости. Препринт ФИАН СССР, № 167, 1978.
8. Hunter S. D., Jones W. V., Malbrough D. J. Nonthermal acoustic signals from absorption of a cylindrical laser beam in water. — J. Acoust. Soc. Amer., 1981, vol. 69, N 6.

УДК 533.6.011.8 : 533.9.082

НАРУШЕНИЕ БОЛЬЦМАНОВСКОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЗАСЕЛЕННОСТЕЙ ВРАЩАТЕЛЬНЫХ УРОВНЕЙ В СВОБОДНЫХ СТРУЯХ АЗОТА

А. Е. Беликов, А. Е. Зарвин, Н. В. Карелов,
Г. И. Сухинин, Р. Г. Шарафутдинов

(Новосибирск)

Неупругие столкновения с обменом энергии вращательного движения молекул интенсивно исследуются теоретически и экспериментально (см., например, [1, 2]). Сверхзвуковое расширение газа в соплах или в свободных струях является одним из наиболее удобных объектов для исследования вращательной релаксации, чем и обусловлено большое количество экспериментальных работ этого направления, выполненных в последние годы. В частности, в свободных струях могут быть достигнуты контролируемые значения поступательных температур в диапазоне от долей градусов Кельвина (такие низкие температуры при высокой плотности газа не могут быть получены другими способами) до нескольких тысяч.

В экспериментах по вращательной релаксации в струях используются различные методы диагностики, дающие информацию не только о макроскопических параметрах, но и о распределении заселенностей вращательных уровней. Однако, несмотря на очевидный прогресс в исследованиях, ряд принципиальных вопросов до сих пор остается нерешенным.

При интерпретации результатов некоторые авторы [3, 4] утверждают, что переход от равновесного состояния по вращательным степеням свободы в газодинамическом источнике к неравновесному на некотором удалении от него происходит через последовательность больцмановских распределений заселенностей вращательных уровней, в то время как другие [5, 6] обнаруживают нарушение больцмановского распределения. Вопрос о виде распределения заселенностей важен при теоретическом описании вращательной релаксации. В случае больцмановского распределения может быть введена вращательная температура, для которой справедливо релаксационное уравнение

$$dT_r/dt = -(T_r - T_t)/\tau_r,$$

где T_r , T_t — вращательная и поступательная температуры; τ_r — характерное время релаксации; t — время. В отсутствие больцмановского распределения при описании вращательной релаксации необходимо использование более сложной системы уравнений поуровневой кинетики. Наиболее подробная информация о вращательной релаксации к настоящему времени получена с использованием электронно-пучковой диагностики.

Развита Мунтцем [7] для азота модель процессов возбуждения молекулы $N_2 X^1\Sigma_g^+$ в состояние $N_2^+ B^2\Sigma_u^+$ с последующим спонтанным излучением $N_2^+ B^2\Sigma_u^+ \rightarrow N_2^+ X^2\Sigma_g^+$, связав интенсивности вращательных линий полосы 00 первой отрицательной системы (4 ОС) с заселенностями энергетических уровней в основном состоянии молекулы, позволила измерять распределение вращательной энергии молекул азота и в равновесии — вращательную температуру.

Однако в первых же тщательных исследованиях [8] было обнаружено, что при некоторых условиях распределение заселенностей вращательных уровней в состоянии $N_2^+ B^2\Sigma_u^+$ ($v=0$) существенно отличается от больцмановского. Этот факт вызвал сомнения в справедливости модели Мунтца, в частности двух допущений, сделанных автором при ее разработке: 1) возбуждение $N_2 X^1\Sigma_g^+ \rightarrow N_2^+ B^2\Sigma_u^+$ происходит только первичными электронами пучка; 2) возбуждение быстрыми первичными электронами происходит с дипольными правилами отбора для вращательных квантовых чисел, т. е. $\Delta k = k' - k = \pm 1$, где k' и k соответствуют состояниям $N_2^+ B^2\Sigma_u^+$ и $N_2 X^1\Sigma_g^+$. Появились различные модифицированные модели возбуждения [9, 10], авторы которых отказываются от того или иного допущения Мунтца.

Вместе с тем высказывались также предположения, что обнаруженное отличие от равновесия не связано ни с диагностическим методом, ни с вращательной релаксацией,

но вызвано другими процессами, происходящими в струе газа: влиянием проникающего в «холодную» струю «теплого» фонового газа [11] и в условиях сильного переохлаждения газа образованием кластеров с выделением в поток тепла конденсации [12].

Цель данной работы — экспериментальное доказательство того факта, что при определенных условиях именно процесс вращательной релаксации приводит к существенно небыльмановскому распределению заселенностей вращательных уровней в основном состоянии молекул.

Эксперимент. Эксперименты проводились на вакуумном стенде Института теплофизики СО АН СССР, оснащенном системой вакуумной откачки, включая криогенные насосы, электронно-пучковой диагностикой и спектральной аппаратурой, позволяющей регистрировать оптическое и рентгеновское излучение. Схема эксперимента подробно описана в [13].

Газ из камеры торможения, расположенной на трехкомпонентном координатнике, через звуковое сопло с диаметром \bar{d}_* от 0,5 до 15 мм расширялся в вакуумный объем с остаточным давлением $p_k = 10^{-2} - 10^{-1}$ Па. Давление торможения p_0 менялось от 10^2 до 10^6 Па, температура торможения T_0 — от 300 до 1000 К. Нагрев газа в форкамере осуществлялся нихромовой спиралью, установленной в кольцевом зазоре между двумя кварцевыми трубками, через который продувался рабочий газ. Величина T_0 определялась расходным методом по отношению плотностей нагретого газа и газа с комнатной температурой, по значениям температур, вычисленных из спектрограмм в равновесной части расширения струи, по показаниям термомпары, расположенной вблизи сопла (при больших числах Рейнольдса Re_* , вычисленных по критическим параметрам). Все методы давали удовлетворительное совпадение при высоких Re_* , а при низких предпочтение отдавалось значениям T_0 , определенным из спектров.

С помощью электронной пушки создавался электронный пучок диаметром ~ 1 мм, с током $i_n = 1 - 30$ мА и энергией электронов $E = 10 - 15$ кэВ. Из области пересечения электронного пучка с осью струи в перпендикулярном к ним направлении отбиралось излучение полосы 00 1 ОС N_2^+ , проходящее через монохроматор в фотоумножитель. Узкая щель монохроматора, параллельная электронному пучку, позволяла регистрировать излучение лишь из центральной области пучка в соответствии с [14], что обеспечивало малый вклад вторичных электронов из ореола пучка.

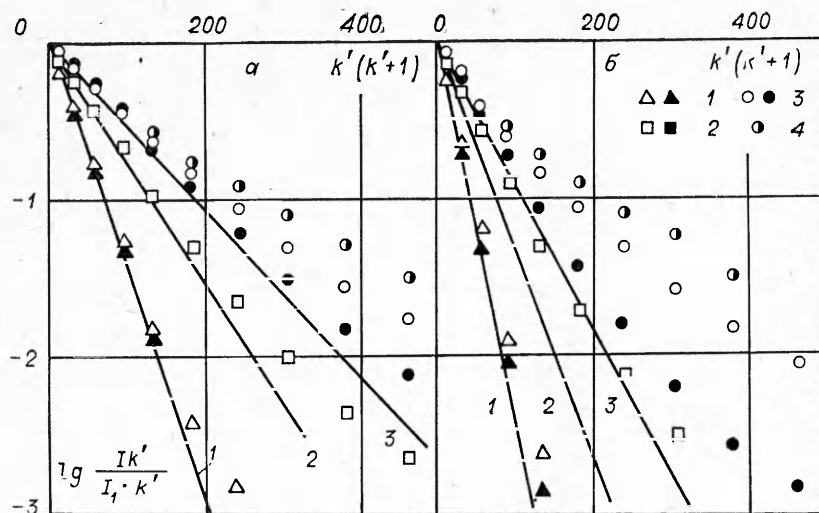
Влияние фонового газа в настоящих измерениях исключалось как откачкой до глубокого вакуума с помощью гелиевых криогенных насосов, так и примерным равенством температур газа струи и фона.

Значительное увеличение температуры торможения газа T_0 позволило провести эксперименты в области высоких локальных температур, т. е. в отсутствие кластерообразования.

Исследования [14] позволяют утверждать, что возбуждение газа струи вторичными электронами в центральной области электронного пучка несущественно влияет на распределение в $N_2^+ B^2 \Sigma_u^+$ состоянии. В то же время в [4, 14] показано, что дипольные правила отбора для вращательных переходов при возбуждении $N_2 X^1 \Sigma_g^+ \rightarrow N_2^+ B^2 \Sigma_u^+$ первичными электронами не выполняются, т. е. вращательное квантовое число может меняться на $\Delta k = \pm 1, \pm 3, \pm 5, \dots$

Таким образом, проведение экспериментов на горячем газе ограничило число причин, объяснивших получаемую в свободных струях неравновесность спектров полосы 00 первой отрицательной системы азота, до двух: нарушение больцмановского распределения вращательной энергии в основном состоянии $N_2 X^1 \Sigma_g^+$ вследствие процесса вращательной релаксации и нарушение этого распределения при возбуждении в состоянии $N_2^+ B^2 \Sigma_u^+$ из-за переходов с $\Delta k = \pm 1, \pm 3, \pm 5, \dots$. Для учета влияния искажений, вносимых электронным пучком, применялась «многоквантовая» модель возбуждения [15], проверенная экспериментально в широком диапазоне параметров.

Примеры измеренных распределений интенсивности линий в R-ветви полосы 00 первой отрицательной системы N_2^+ представлены на фиг. 1 в



Фиг. 1

виде зависимостей $\lg(I_{k'}/I_1 k')$ от $k' (k' + 1)$, где $I_{k'}$ и I_1 — интенсивности k' -й и первой линии, k' — вращательное квантовое число в $N_2^+ B^2 \Sigma_u^+$ ($v' = 0$). Известно, что $I_{k'} \sim k' N_{k'} / (2k' + 1)$ ($N_{k'}$ — заселенность вращательных уровней в $N_2^+ B^2 \Sigma_u^+$ состоянии), и поэтому в соответствии с законом распределения Больцмана на графике соответствуют прямые линии. Здесь x — расстояние от среза сопла диаметром d_* до точки наблюдения. Измерения выполнены для двух расстояний $x/d_* = 2; 4$ (фиг. 1, а, б соответственно), температур торможения $T_0 = 300; 600; 900$ К (точки 1–3 соответственно) и давлений торможения p_0 ($p_0 d_* = 20,6$ Па·м — темные значки, 3,7 Па·м — светлые значки, 1 Па·м — точки 4). Сплошными линиями 1, 3 ($T_0 = 300; 600; 900$ К соответственно) нанесены значения $\lg(I_{k'}/I_1 k')$, вычисленные по формуле

$$(1) \quad I_{k'}/P_{k'h''} = \sum_k P_{kh'} N_k, \quad k = k' \pm \Delta k, \quad \Delta k = 1, 3, 5 \dots$$

Здесь $P_{k'h''}$ — факторы Хенля — Лондона для излучения ($B^2 \Sigma \rightarrow X^2 \Sigma$); $P_{kh'}$ — вероятности вращательных переходов из k в k' состояние при $X^1 \Sigma \rightarrow B^2 \Sigma$ электронном переходе, инициированном первичными электронами пучка. В соответствии с [15]

$$P_{kh'} = (2k' + 1) \sum P_{0l} \begin{pmatrix} k & l & k' \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}^2,$$

где $\begin{pmatrix} k & l & k' \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$ — 3j-символы Вигнера. Величины вероятностей переходов из нулевого в l состояние брались в виде

$$P_{0l} = (2l + 1) \alpha^l / \sum_{i=1,3,5 \dots} (2i + 1) \alpha^i, \quad \alpha = 0,28.$$

Значения относительных заселенностей вращательных уровней в $X^1 \Sigma$ состоянии $N_k = n_k / \sum_0^\infty n_k$ в формуле (1) предполагались в соответствии с изэнтропической температурой T_{is} для равновесного изэнтропического расширения двухатомного газа с $\gamma = c_p/c_v = 1,4$.

Обсуждение результатов. Из фиг. 1 видно, что зарегистрированные интенсивности линий отличаются от своих равновесных изэнтропических значений, при $T_0 > 300$ К качественный ход зависимостей такой же, как и при комнатной температуре, обнаруженное отклонение от равновесных значений растет с увеличением вращательного уровня и расстояния от сопла, а также при уменьшении $p_0 d_*$.

Отметим здесь также следующие факты, обнаруженные при обработке результатов фиг. 1: логарифмы относительных интенсивностей верх-

№ п/п	№ п/п					№ п/п	№ п/п				
	T, K	T_0, K	x/d_*	$n \cdot 10^{-15},$ $см^{-3}$	$p_0 d_*,$ Па·м		T, K	T_0, K	x/d_*	$n \cdot 10^{-15},$ $см^{-3}$	$p_0 d_*,$ Па·м
1	240	860	1,95	1,9	3,6	4	88	906	9,8	0,4	25
2	242	906	2,03	1,2	25	5	89	293	1,95	0,5	1
3	232	—	—	1,9	—	6	88	—	—	0,8	—

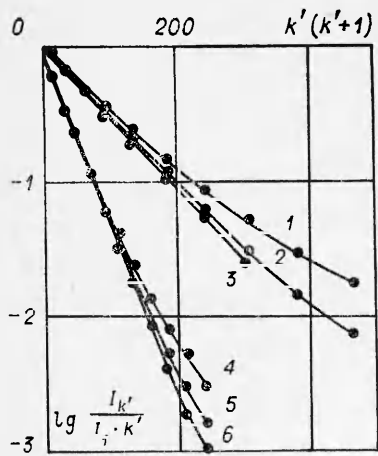
них вращательных линий для фиксированных T_0 ложатся на прямые, имеющие одинаковый наклон при любых расстояниях x/d_* (т. е. «температуры заселения» [12] для верхних уровней равны между собой и не совпадают с изэнтропической), причем число линий, укладывающихся на эти прямые, растет с уменьшением $p_0 d_*$ и не зависит от x/d_* . Эти факты в работе не объяснены и требуют дальнейшего анализа.

Таким образом, представленные на фиг. 1 данные показывают, что в $N_2 X^1 \Sigma_g^+$ состоянии в потоке расширяющегося газа нарушается больцмановское распределение заселения вращательных уровней.

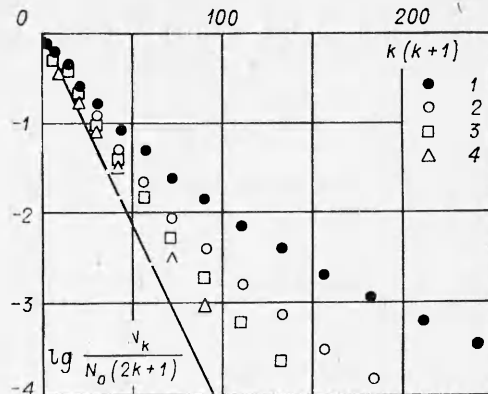
Еще более очевидное нарушение равновесного распределения демонстрируется на фиг. 2, где дано сравнение распределений интенсивностей, полученных в покоящемся газе (кривые 3, 6) при тех же значениях температур T и плотностей n , что и в струе (кривые 1, 2, 4, 5). Условия проведения экспериментов, представленных на фиг. 2, сведены в таблицу. При примерно одинаковых плотностях в условиях термостата влияние вторичных электронов больше, чем в свободной струе [14]. Полученное совпадение относительных интенсивностей нижних уровней свидетельствует о том, что вклад многоквантовых переходов в регистрируемые спектры примерно одинаков для всех распределений при фиксированной температуре. Следовательно, при заданной температуре и плотности газа максимальная неравновесность, вызванная электронным пучком, достигается в распределениях, полученных в термостате. Поэтому все различие полученных для струи результатов от термостата на верхних уровнях и малых p_0 связано с процессом вращательной релаксации, происходящим с нарушением равновесного распределения интенсивностей линий.

Вследствие трудностей обращения матрицы для вероятностей возбуждения при учете многоквантовых переходов на фиг. 1, 2 приведены экспериментальные данные по распределениям интенсивностей линий в возбужденном состоянии. Однако аналогичные результаты получены в данной работе и для заселенностей уровней основного состояния азота, пример изменения которых для расстояния $x/d_* = 5$ и температуры торможения $T_0 = 293$ К приведен на фиг. 3. Здесь распределение заселенностей в состоянии $N_2 X^1 \Sigma_g^+$ представлено в обычных координатах логарифмов нормированных заселенностей в зависимости от $k(k+1)$ для $p_0 d_* = 0,75; 2,4; 4$ и 8 Па·м (номера режимов с 1 по 4 соответственно). Значения заселенностей N_k вычислялись из экспериментальных данных по интенсивностям I_k с помощью модели многоквантовых переходов при возбуждении путем обратного подбора, что потребовало больших затрат машинного времени при расчетах. Как видно из фиг. 3, распределение заселенностей отличается от больцмановского и с повышением $p_0 d_*$ стремится к равновесному, которое на фиг. 3 дано сплошной линией, т. е. имеет место аналогия с результатами по интенсивности.

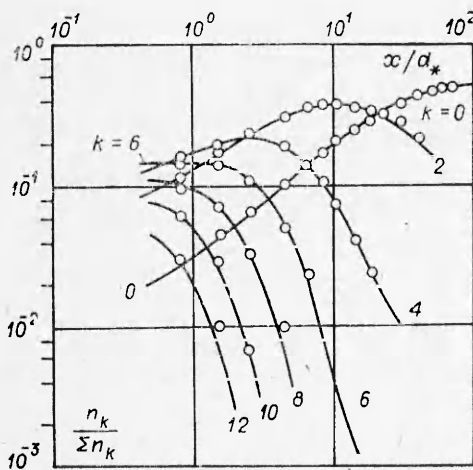
Рассмотрим работы [3, 4], результаты которых на первый взгляд противоречат приведенным выше. В первой из них свободная струя исследовалась с помощью рамановского рассеяния. Этот метод позволяет непосредственно измерять заселения вращательных уровней в основном $X^1 \Sigma$ состоянии. Результаты работы приведены на фиг. 4 в виде $N_k / \Sigma N_k$ в зависимости от x/d_* . Сплошными линиями показаны заселенности, соответствующие выполненному для режимов работы [3] изэнтропическому расчету [16] при $\gamma = 1,4$. Видно, что имеется хорошее согласие экспериментальных данных [3], нанесенных точками, и расчета ($p_0 d_* = 133$ Па·м, $T_0 = 293$ К), свидетельствующее о том, что в исследуемых режимах течение на оси струи близко к равновесному.



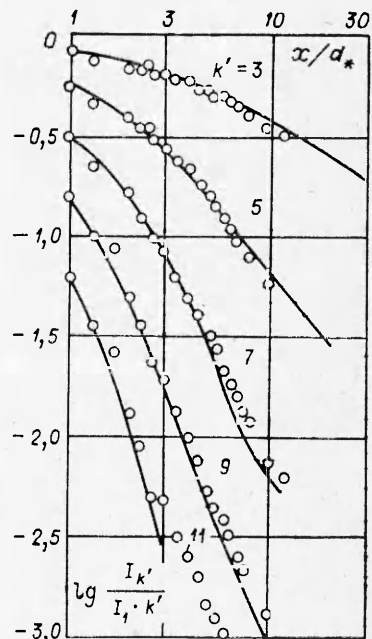
Ф и г. 2



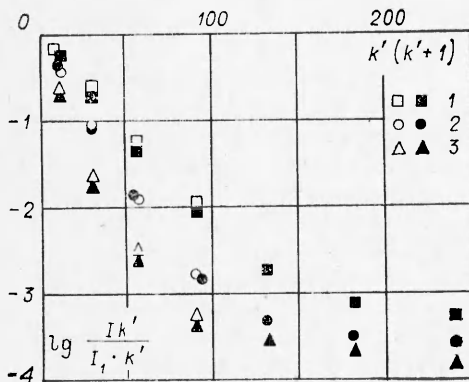
Ф и г. 3



Ф и г. 4



Ф и г. 5



Ф и г. 6

Вследствие указанных выше трудностей перевода получаемых в эксперименте интенсивностей $I_{k'}$ в заселенности N_k прямое сравнение экспериментальных данных настоящей работы с результатами [3] не было выполнено. На фиг. 5 представлены логарифмы относительных интенсивностей вращательных линий в зависимости от x/d_* . Сплошными линиями

показаны значения, соответствующие тому же, что и на фиг. 4, изэнтропическому расчету N_k [16] с последующим вычислением $I_{k'}$ по многоквантовой модели, точками — экспериментальные результаты. Как следует из графика, данные, полученные из электронно-пучковых измерений, воспроизводящих режимы работы [3], также хорошо согласуются с изэнтропическим расчетом, что является свидетельством корректности обоих методов.

Таким образом, полученные в [3] равновесные Больцмановские распределения заселенностей не ставят под сомнение методику электронно-пучковой диагностики, а подтверждают последнюю, так как выполнены в условиях, когда отклонение от равновесия пренебрежимо мало. Большой интерес представляло бы аналогичное сравнение результатов в условиях сильно неравновесных течений с неБольцмановским распределением заселенностей вращательных уровней, обнаруженным методом электронного пучка. Однако в настоящее время лазерные методы не обладают требуемой чувствительностью в области низких плотностей газа, где возникает указанная неравновесность.

Авторы работы [4] на основании результатов, полученных методом электронно-пучковой диагностики, утверждают, что в свободной струе распределение заселенностей вращательных уровней всегда Больцмановское и, следовательно, можно ввести вращательную температуру T_r , которая изменяется с изменением $p_0 d_*$ от температуры торможения при $p_0 d_* \rightarrow 0$ до изэнтропической при $p_0 d_* \rightarrow \infty$.

На фиг. 6 приведены логарифмы нормированных интенсивностей вращательных линий в зависимости от k' ($k' + 1$) для $x/d_* = 4$; 8 и 32 (точки 1—3 соответственно), полученные при одинаковых условиях в данной работе (темные значки) и в [4] (светлые значки). Интенсивности нижних линий ($k' \leq 9$) хорошо согласуются между собой, что свидетельствует о воспроизводимости данных. Однако для больших k' в [4] интенсивности не зарегистрированы, в то время как именно верхние уровни в первую очередь отклоняются от равновесия. Это, по-видимому, и позволяет авторам работы [4] искать распределение вращательных уровней N_k в Больцмановском виде, хотя очевидно, что с учетом данных для $k' > 9$ распределение заселенностей вращательных уровней существенно неравновесное.

Таким образом, в гиперзвуковых струях многоатомных газов, где возникают большие градиенты плотности и температуры, а абсолютная плотность мала, конечная скорость вращательной релаксации и возрастающая разность между энергетическими уровнями с увеличением вращательного квантового числа приводят не только к отличию вращательной температуры от поступательной, но и к относительному перезаселению верхних вращательных уровней. Такие течения являются хорошим объектом для исследований кинетики неравновесной вращательной релаксации.

Поступила 13 XII 1982

ЛИТЕРАТУРА

1. Clark A. F., Dickinson A. S., Richardo D. The correspondence principle in heavy-particle.— In: Advances in Chemical Phys. Vol. 36. N. Y.: Wiley, 1977.
2. Toennies J. P. The calculation and measurement of cross-section for rotational and vibrational excitation.— In: Ann. Rev. Phys. Chem. Vol. 27. Palo Alto, 1976.
3. Luiks G., Stolte S., Reuss J. Molecular beam diagnostics by Raman scattering.— Chem. Phys., 1981, vol. 62, p. 217.
4. Coe D., Robben F. et al. Rotational temperatures in nonequilibrium free jet expansion of nitrogen.— Phys. Fluids, 1980, vol. 23, p. 706.
5. Verberne J., Ozier I. et al. Molecular beam magnetic resonance study of infra- and intermolecular effects in H_2 in high rotational states.— Mol. Phys., 1976, vol. 35, p. 1649.
6. Faubel M., Weinar E. R. Electron beam fluorescence spectrometry of internal state populations in nozzle beams of nitrogen/rare gas mixtures.— J. Chem. Phys., 1981, vol. 75, p. 641.
7. Muntz E. P. Static temperature measurements in a flowing gas.— Phys. Fluids, 1962, vol. 5, p. 80.
8. Marrone P. V. Temperature and density measurements in free jets and shock waves.— Phys. Fluids, 1967, vol. 10, p. 521.
9. Smith R. B. N_2 first negative band broadening due to electron excitation.— In: Rarefied Gas Dynamics: Proc. of 6th Internat. Symp. Vol. 2. N. Y.: Academic Press, 1969.
10. Lengrand J. C., Cloupeau M. Application of Smith model to rotational temperature measurement in nitrogen.— AIAA J., 1974, vol. 12, p. 812.

11. Sharafutdinov R. G. Interaction of background molecules with a low density free jet.— In: Rarefied Gas Dynamics.: Proc. of 7th Internat. Symp. Vol. 1. Pisa, Italy, 1971.
12. Карелов Н. В., Ребров А. К., Шарафутдинов Р. Г. Заселенность вращательных уровней молекул азота при неравновесной конденсации в свободно расширяющемся газе.— ПМТФ, 1978, № 3.
13. Бочкарев А. А., Великанов Е. Г., Ребров А. К., Шарафутдинов Р. Г., Ярыгин В. Н. Газодинамические установки низкой плотности.— В кн.: Экспериментальные методы в динамике разреженных газов. Новосибирск: Ин-т теплофизики СО АН СССР, 1974.
14. Беликов А. Е., Карелов Н. В., Ребров А. К., Шарафутдинов Р. Г. Измерения с помощью пучка электронов. Роль вторичных процессов при возбуждении $B^2\Sigma_u^+$ состояния иона азота.— В кн.: Диагностика потоков разреженного газа. Новосибирск: Ин-т теплофизики СО АН СССР, 1979; Ребров А. К., Сухинин Г. И., Шарафутдинов Р. Г., Ленгран Ж.-К. Электронно-пучковая диагностика в азоте. Вторичные процессы.— ЖТФ, 1981, т. 51, вып. 5.
15. Sharafutdinov R. G., Sukhinin G. I., Belikov A. E., Karelov N. V., Zarvin A. E. Electron beam diagnostics in nitrogen: multiquantum rotational transitions.— In: 13th Internat. Symp. on Rarefied Gas Dynamics: Book of Abstracts. Vol. 1. Novosibirsk, USSR, 1982.
16. Sharafutdinov R. G., Skovorodko P. A. Rotational levels population kinetics in nitrogen freejets.— In: Progress in Astronautics and Aeronautics. Vol. 74. N. Y.: AIAA, 1981.

УДК 533.932

О ВЛИЯНИИ ЭФФЕКТОВ СИЛЬНОГО ПОЛЯ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРИКАТОДНОГО СЛОЯ В ПЛАЗМЕ МОЛЕКУЛЯРНЫХ ГАЗОВ

*М. С. Бенилов, Г. А. Любимов, А. Х. Мнацаканян, Г. В. Найдис
(Москва)*

Как известно, при достаточно больших значениях напряженности электрического поля E кинетические и переносные коэффициенты слабоионизованной плазмы начинают зависеть от E . Данная работа посвящена оценке влияния этого эффекта на характеристики заряженного слоя вблизи холодного катода в плазме продуктов сгорания с прикладной точки зрения для условий, реализующихся в каналах МГД-генераторов открытого цикла.

Распределение концентраций ионов и электронов n_i , n_e и напряженности электрического поля E в пристеночном слое объемного заряда (дебаевском слое) на катоде описывается следующей нелинейной краевой задачей [1]:

$$(1) \quad \begin{aligned} J'_i &= f, \quad j' = 0, \quad J_i = \mu_i n_i E, \quad J_e = -\mu_e n_e E, \\ j &= e(J_i - J_e), \quad E' = 4\pi e(n_i - n_e); \\ y = 0, \quad J_e &= 0; \quad y = y_D, \quad E = 0, \quad \frac{J_i}{n_{iD}} + \frac{J_e}{D_{eD}} = -2n_D x'_D. \end{aligned}$$

Здесь J_i , J_e , μ_i , μ_e , D_i , D_e — диффузионные потоки, подвижности и коэффициенты диффузии ионов и электронов; j — плотность электрического тока (заданная величина), члены в правых частях первого уравнения и последнего граничного условия учитывают соответственно увеличение числа заряженных частиц за счет объемной ионизации и перенос из квазинейтральной области за счет концентрационной диффузии, ось y направлена по нормали от поверхности электрода, y_D — координата внешней границы дебаевского слоя, штрих означает дифференцирование по y , индекс D приписан значениям соответствующих величин при $y = y_D$.

При записи граничного условия на поверхности катода предполагалось, что ток эмиссии отсутствует.

Для решения сформулированной задачи необходимо задать функцию ионизации f и переносные коэффициенты μ_i , μ_e , D_{iD} , D_{eD} .

Функцию ионизации f можно представить в виде суммы

$$(2) \quad f = f_1 + f_2,$$