

Сравнение численно найденной величины  $(\int q_{VV} dt)^2$  с полученной по формуле (9) показывает (фиг. 4,  $N = 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ,  $T = 50 \text{ К}$ ,  $Q_{10} = 10\tilde{Q}_{10}$ ,  $\delta_{VV} = 10^{1/3} \tilde{\delta}_{VV}$ , 1 —  $n_0 = 3,26$ ; 2 —  $n_0 = 1,97$ ; 3 —  $n_0 = 1,06$ ; штриховые линии — расчет по (9), (10)), что временная зависимость (9) выполняется с хорошей точностью. Время  $t_0$  может быть оценено по формуле

$$(10) \quad t_0 \simeq v^*/2\nu n_K,$$

справедливость которой проверялась нами при изменении таких параметров, как  $T$ ,  $n_0$ ,  $Q_{10}$ ,  $\delta_{VV}$ . Численный множитель отличается от находимого по (9) (с учетом замены  $n_0 \rightarrow n_0 - n_K$ ) примерно на 15—20%.

Таким образом, отличие аналитического решения для тепловыделения от точного в случае импульсного возбуждения оказывается больше, чем в задаче о включении источника. Расхождение может быть уменьшено изменением величины  $v$ , но причины, по которым ее нужно изменить, нам не ясны.

В заключение отметим, что детальные численные расчеты эволюции колебательной функции распределения после включения источника возбуждения или импульсного возбуждения позволили сформулировать количественные критерии применимости аналитической теории [5]. Найдено количественно верное выражение для времени запаздывания  $t_0$ , начиная с которого применимы аналитические решения (3), (7). Определен остаточный запас квантов, замораживающийся на нижних колебательных уровнях. Он же ограничивает применимость приближенной теории со стороны слабого возбуждения.

Поступила 10 III 1980

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Гордиец Б. Ф., Осипов А. И., Ступоченко Е. В., Шеленин Л. А. Колебательная релаксация в газах и молекулярные лазеры.— УФН, 1972, т. 108, с. 655.
2. Brau C. A. Classical theory of vibrational relaxation of anharmonic oscillators.— Physica, 1972, vol. 86, p. 533.
3. Гордиец Б. Ф., Мамедов Ш. С. Функция распределения и скорость релаксации колебательной энергии в системе ангармонических осцилляторов.— ПМТФ, 1974, № 3.
4. Железняк М. Б., Ликальтер А. А., Найдис Г. В. Колебательная релаксация сильно возбужденных молекул.— ПМТФ, 1976, № 6.
5. Жданок С. А., Напартович А. П., Старостин А. Н. Установление распределения двухатомных молекул по колебательным уровням.— ЖЭТФ, 1979, т. 76, с. 130.
6. Likalter A. A., Naidis G. V. On the vibrational relaxation of diatomic molecules at intermediate excitation.— Chem. Phys. Let., 1978, vol. 59(2), p. 365.

УДК 533.915

#### НАГРЕВ АЗОТА В САМОСТОЯТЕЛЬНОМ ТЛЕЮЩЕМ РАЗРЯДЕ

Ю. С. Акишев, А. И. Захарченко, И. И. Городничева,  
В. В. Пономаренко, А. Н. Ушаков

(Москва)

Для целого ряда практических приложений тлеющего разряда (плазмохимия, газоразрядные лазеры и т. д.) большой интерес представляют сведения о распределении джоулевой энергии электронов по различным степеням свободы нейтральных компонент разрядной плазмы. Наличие таких сведений дает возможность более осмысленно подбирать условия

поддержания тлеющего разряда, обеспечивающие максимальную эффективность конкретного газоразрядного устройства. Кроме того, появление дополнительной информации о балансе энергии электронов в разряде может способствовать выдвигению новых или сужению круга рассматриваемых в настоящее время моделей контракции — явления, ограничивающего предельные возможности газоразрядных устройств.

Однако из-за диагностических трудностей детальный баланс энергии в разряде пока что получен только расчетным путем (см., например, [1, 2]). Нагрев азота в тлеющем разряде осуществляется по двум каналам тепловыделения [3] — быстрому, связанному с упругими потерями энергии электронов и потерями на возбуждение вращений, и медленному, связанному с релаксацией энергии колебательных и электронных состояний молекул  $N_2$ . Для азота к настоящему времени экспериментально наиболее подробно изучена доля джоулевой мощности  $\eta_6$ , определяющая быстрый нагрев газа. В работах [3—5] эта доля измерена в тлеющем разряде в области  $E/N = (0,1 - 4) \cdot 10^{-16}$  В·см<sup>2</sup>. Здесь  $E$  — напряженность электрического поля в разряде,  $N$  — плотность газа.

В данной работе из интерферометрических измерений определена величина  $\eta_6$  в самостоятельном разряде в азоте особой чистоты (содержание примесей  $\leq 0,01\%$ ) в области  $E/N = (4-8) \cdot 10^{-16}$  В·см<sup>2</sup> при давлениях  $p = 20-80$  мм рт. ст. Экспериментальная установка, включающая в себя оборудование по созданию квазистационарного разряда с длительностью  $\simeq 0,6$  мс и плотностью тока  $\simeq (10 - 100)$  мА/см<sup>2</sup>, интерферометр Маха — Цандера с импульсным He—Ne-лазером и систему регистрации интерферограмм на основе СФР, подробно описана в работе [6]. Объем разрядной зоны  $40 \times 2, 5 \times 3, 5$  см<sup>3</sup>, что составляло меньше 1% от объема камеры.

Выбранные в данной работе конструкция электродов и размеры камеры, длительность существования квазистационарного разряда и удельные джоулевы мощности ( $\simeq 30$  Вт/см<sup>3</sup>) позволили осуществить квазиравновесный режим нагрева газа, при котором давление в области разряда оставалось постоянным и равным исходному в камере. Кроме того, в условиях наших экспериментов можно пренебречь влиянием медленного нагрева газа, так как при выбранных давлениях газа и удельных энергозатратах  $\leq 250$  Дж/г времена  $V-T$ - и  $V-V-T$ -релаксации для азота [7] много больше длительности разрядного импульса. В этом случае уравнение, описывающее временное изменение температуры азота в квазистационарном разряде, имеет вид

$$(1.1) \quad c_p N_0 \frac{dT}{dt} = j_i E + \eta_6 j_e E,$$

где  $c_p$  — удельная теплоемкость азота при постоянном давлении;  $N_0$  — начальная плотность газа;  $T$  — температура газа;  $j_i E$  — мощность тепловыделения, обусловленная ионной компонентой тока;  $\eta_6 j_e E$  — часть джоулевой мощности разряда, определяющая быстрый нагрев азота. Нагрев, обусловленный ионами  $j_i E = (\mu_i/\mu_e) j_e E$ , где  $\mu_i$  и  $\mu_e$  — подвижности ионов и электронов, составляет  $\simeq 0,4\%$  от джоулевой мощности электронов  $j_e E$ .

Уравнение (1.1) позволяет определить величину  $\eta_6$ , если известен нагрев газа  $\Delta T$  за время  $\Delta t$  при заданной и не зависящей от времени мощности разряда  $j_e E$ . Этот нагрев мы находили из интерферометрических измерений, определяющих изменение плотности газа в промежутке, используя условие постоянства давления в зоне разряда. Кроме того, постоянство давления в течение разрядного импульса существенно облегчает обработку интерферограмм, так как в этом случае сдвиг интерференционных полос в данной точке интерферограммы просто связывается с изме-

нением плотности газа соотношением Гладстона — Даля:

$$(1.2) \quad \frac{\bar{N}}{N_0} = 1 - \frac{\lambda A}{L p_0} K,$$

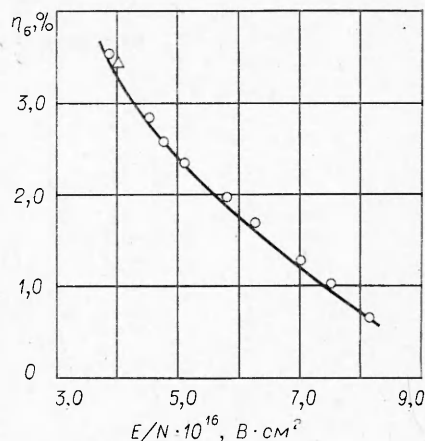
где  $\bar{N}$ ,  $p_0$  — плотность и давление газа в начальном состоянии до включения разряда;  $\lambda = 0,63$  мкм — длина волны зондирующего лазера;  $L = 40$  см — длина разряда вдоль луча;  $A$  — константа, определяемая показателем преломления азота при нормальных условиях;  $K$  — число смещенных полос в данной точке на интерферограмме. (Заметим, что применение этой формулы на временах  $\leq 10^{-4}$  с в условиях очень мощного энерговклада в разряд [8] вызывает сомнение. В этом случае давление в зоне разряда не успевает выравняться с давлением в камере и вычисленная из (1.2) энергия, пошедшая на нагрев газа, будет занижена.) В условиях наших экспериментов концентрация электронов в разряде была на уровне  $10^{10}$  см $^{-3}$ , поэтому их вкладом в изменение показателя преломления можно пренебречь.

Из описанной выше процедуры нахождения величины  $\eta_6$  следует, что точность ее определения прямо связана с точностью измерения величины сдвига интерференционных полос на интерферограммах. Несмотря на достаточно большую протяженность разряда вдоль луча, в наших экспериментах происходило незначительное смещение полос на интерферограмме в течение разрядного импульса, составлявшее всего несколько десятых долей полосы. Поэтому для повышения точности измерений величины сдвига интерференционных полос мы применяли специальную обработку интерферограмм с использованием ЭВМ. Она состояла из ввода и совмещения в ЭВМ интерферограмм невозмущенного и возмущенного разрядом межэлектродного промежутка, фильтрации шумов на интерферограммах, выделения линий интерференционных минимумов и измерений смещения между соответствующими линиями введенных интерферограмм.

Ввод интерферограмм осуществлялся с помощью устройства фотоввода «Photomation». Растр и апертура при вводе составляли соответственно 15 и 25 мкм. Совмещение интерферограмм проводилось по четырем реперным точкам. Для привязки и геометрического совмещения использовались алгоритмы и программы, описанные в [9]. Фильтрация высокочастотного (по сравнению с частотой интерферограммы) шума проводилась фальцией на постоянной импульсной реакции на прямоугольной области. Размер апертуры фильтра и его ориентация выбирались на основе измерения расстояния между линиями перехода интерферограмм через средние значения и анализа ориентации этих линий [10]. Фильтрация низкочастотного аддитивного шума не проводилась в связи с тем, что разность уровней низкочастотных шумов на двух интерферограммах была малой. За координаты линий интерференционных минимумов принимались минимумы интенсивности интерферограмм на отрезке, расположенном вдоль градиента фазы и равном полуширине полосы интерферограммы. Оценка ширины полосы и направления градиента фазы проводилась на основе анализа расстояния между линиями перехода интерферограмм через среднее значение и их ориентации.

Эксперимент показал, что точность измерения координат интерференционных экстремумов после фильтрации шумов определяется апертурой устройства ввода. Эти координаты лежат в пределах шага дискретизации, составляющего 3% полосы. При равновероятном расположении экстремумов внутри шага дискретизации среднеквадратичное отклонение координат экстремумов составляет 1% ширины полосы. Заметим, что в отсутствие фильтрации среднеквадратичное отклонение координат достигает 10—12% полосы при разности между соответствующими экстремумами на двух введенных интерферограммах  $\sim 10\%$  полосы.

Вычисленная по измеренным сдвигам интерференционных полос величина  $\eta_6$  в зависимости от приведенной напряженности поля разряда  $E/N$  представлена на фигуре. При вычислении доли джоулевой энергии электронов  $\eta_6$ , определяющей быстрый нагрев азота, мы учитывали вклад в нагрев ионной компоненты тока, составляющей 0,4% от полного энерговклада. Результаты на фигуре показывают (в согласии с расчетами [1, 2]) продолжающееся и при  $E/N > 4 \cdot 10^{-16}$  В·см<sup>2</sup> уменьшение  $\eta_6$  в азоте с ростом приведенной напряженности электрического поля, а также совпадение (точка  $\Delta$ ) полученной величины  $\eta_6$  при  $E/N = 4 \cdot 10^{-16}$  В·см<sup>2</sup> с результатами работы [3].



Известно, что устойчивость разряда с ростом  $E/N$  ухудшается, поэтому полученное уменьшение  $\eta_6$  с увеличением  $E/N$  свидетельствует о том, что прямой нагрев газа не является определяющим в развитии контракции самостоятельного разряда в азоте. По-видимому, в этом процессе важны другие, вторичные каналы тепловыделения или рождения активных частиц, влияющих на увеличение скорости ионизации. Кроме того, из полученных результатов следует, что в азоте в области  $E/N = (4-8) \times 10^{-16}$  В·см<sup>2</sup> и при удельных энерговкладах  $\approx 300$  Дж/г время релаксации его электронных состояний намного превышает 0,6 мс.

Авторы выражают благодарность А. П. Напартовичу за полезные обсуждения результатов работы.

Поступила 10 IV 1980

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Nighan W. L. Electron energy distributions and collision rates in electrically excited  $N_2$ ,  $CO_2$  and  $CO$ .— Phys. Rev., 1970, vol. 2, N 5.
2. Карлов Н. В., Конев Ю. Б., Кочетов И. В., Певгов В. Г. Константы скорости и баланс энергии электронов в плазме газоразрядных  $CO_2$ -лазеров. Препринт ФИАН, № 91, 1976.
3. Напартович А. П., Наумов В. Г., Пашков В. М. О нагреве газа в комбинированном разряде в потоке азота.— ДАН СССР, 1977, т. 232, № 3.
4. Londer Y. I., Menahin L. P., Ulyanov K. N. Efficiency of excitation and vibrational levels in a nitrogen molecule.— J. de Physique, 1979, vol. 40, С. 7—29, p. 29.
5. Андрианов В. А., Пашкин С. В., Перетягко П. И. Оптикомеханический анероид для определения баланса энергии в разряде.— ПТЭ, 1980, № 2.
6. Акишев Ю. С., Городничева И. И. и др. О контракции квазистационарного тлеющего разряда в азоте.— ТВТ, 1980, т. 18, № 5.
7. Tolyor R. L., Bitterman S. Survey of vibrational relaxation data for processes important in the  $CO_2-N_2$  laser system.— Rev. Modern Physics, 1969, vol. 41, N 1.
8. Баранов В. Ю., Выскайло Ф. И. и др. Контракция распадающейся плазмы разряда в азоте.— Физика плазмы, 1978, т. 4, вып. 2.
9. Кронрод М. А. Создание фотокарты на ЭВМ.— Геодезия и картография, 1975, № 12.
10. Ушаков А. И. Автоматическая обработка интерферограмм на ЭВМ.— В кн.: Тезисы докладов Всесоюзной конференции «Автоматизация научных исследований на основе применения ЭВМ». Новосибирск, 1979.