

УДК 533.6.011.8+537.533

ЭЛЕКТРОННО-ПУЧКОВАЯ ДИАГНОСТИКА РАЗРЕЖЕННЫХ ГАЗОВ: АКТИВАЦИЯ КОРОТКИМИ ПАКЕТАМИ ЭЛЕКТРОНОВ

В. Ж. Мадирбаев, А. Е. Зарвин, В. В. Каляда, Н. Г. Коробейщиков

Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск

Исследован процесс возбуждения свечения полосы 0–0 первой отрицательной системы полос иона азота при активации молекул азота короткими импульсами быстрых электронов. Измерены зависимости интенсивности и ширины светового отклика от длительности и амплитуды возбуждающего токового импульса, а также от плотности молекул азота. Вклад медленных вторичных электронов в возбуждение ионов возрастает с увеличением как плотности газа, так и длительности токового импульса. Так как процессы возбуждения ионов быстрыми первичными и медленными вторичными электронами разнесены по времени, то при измерении интенсивности светового сигнала на его переднем фронте возможно определение вклада первичных электронов в возбуждение.

Электронно-пучковая диагностика широко используется при экспериментальном изучении газодинамики сверхзвуковых струй [1–3] и релаксационных процессов в различных газовых объектах [4–7]. Если заселение уровней в излучающем состоянии иона осуществляется только быстрыми первичными электронами пучка с соблюдением оптических правил отбора, а опустошение — только спонтанным излучением, существует линейная связь между интенсивностями линий в спектре и заселенностями уровней молекул в основном состоянии [8]. Однако такая схема процесса возбуждения-излучения работает для большинства газов лишь при низких давлениях.

При возрастании давления газа интерпретация результатов измерений усложняется. Во-первых, рост плотности приводит к рассеиванию диагностического электронного пучка, в результате чего ток, измеряемый на коллекторе, отличается от тока в той точке, на которую сфокусирована оптическая система. Во-вторых, из-за увеличивающегося количества ион-молекулярных столкновений существенно возрастает вклад безызлучательной дезактивации возбужденных уровней, конкурирующей со спонтанным излучением, и зависимость интенсивности свечения от плотности газа перестает быть линейной. В-третьих, наряду с первичными электронами в области измерений возникает облако низкоэнергетичных вторичных электронов. Сечения возбуждения и ионизации молекул вторичными электронами во много раз больше, чем первичными, а правила отбора для колебательных и вращательных переходов существенно отличаются от оптических.

При интерпретации результатов первые два фактора можно учесть, если известны сечение рассеяния быстрых электронов в исследуемом газе и константа гашения флуоресценции. Известны попытки учесть влияние вторичных электронов путем усложнения математической модели, описывающей процесс возбуждения, за счет включения в нее функции распределения вторичных электронов, введения новых правил отбора и т. п. [9]. Однако

Работа выполнена в рамках Программы по фундаментальному естествознанию Министерства образования РФ (код проекта ЗН-217-98) при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 96-03-33924) и Программы Министерства науки и технической политики РФ по поддержке уникальных научно-исследовательских и экспериментальных установок национальной значимости (код проекта 06-05).

определение функции распределения вторичных электронов по энергиям в изучаемом газе является сложной задачей.

В настоящей работе исследуется возбуждение излучающих состояний ионов короткими пакетами быстрых электронов. В том случае, когда интервал между электронными импульсами достаточен для миграции вторичных электронов из точки наблюдения, можно ожидать, что при записи светового сигнала в узком временном интервале на переднем фронте токового импульса вклад вторичных электронов в регистрируемый сигнал снизится.

Эксперименты проводились на газодинамическом стенде отдела прикладной физики Новосибирского государственного университета [10]. Устройство формирования коротких пакетов электронов с энергией 10–20 кэВ и система регистрации токовых и световых импульсов с временным разрешением 50 нс описаны в [11], результаты испытаний импульсной электронно-пучковой системы, а также принципиальная схема аппаратуры приведены в [12].

Импульсная аппаратура позволяет плавно варьировать длительность (T_Q) и амплитуду (I_Q) токового сигнала в широких пределах путем изменения соответствующих параметров прямоугольного импульса, управляющего блоком импульсной модуляции. Форма токового сигнала, регистрируемого на коллекторе электронов, представляет собой свертку этого прямоугольного импульса с аппаратной функцией источника электронов и системы регистрации [12]. Минимальная длительность импульса электронов (на половине высоты) составляет 250 нс при ширине переднего фронта также около 250 нс. Увеличение длительности токового импульса системой регистрации составляет менее

20 нс, а разброс энергий первичных электронов в пучке — не более 1%, так что сигнал на коллекторе отражает реальную форму токового импульса в точке наблюдения. Как показали измерения, полный заряд электронов в импульсе $Q = \int I_Q(t) dt$ в диапазоне времен запуска $T_3 = 0 \div 2$ мкс линейно зависит от ширины запускающего прямоугольного импульса T_3 . На рис. 1 эта зависимость приведена для давления газа $P = 10$ Па и мгновенного значения тока $I_Q(t) \approx 6$ мА. Диаметр пучка электронов в точке наблюдения составлял 1 мм. Выбор газового объекта (азота) обусловлен большим количеством экспериментальных данных для непрерывных электронных пучков [4, 5, 9].

Световой отклик, возбужденный электронами в газе, регистрировался на длине волны 391,4 нм, что соответствует полосе 0–0 первой отрицательной системы полос N_2^+ . Разрешение монохроматора подбиралось так, чтобы полоса 0–0 захватывалась полностью (P - и R -ветви). Как показано в [12], регистрируемые передние фронты светового и токового импульсов совпадают, но полуширина светового импульса больше полуширины токового: $T_S > T_Q$. Дополнительное уширение светового импульса связано с процессами, протекающими в электронно-пучковой плазме, находящейся в области наблюдения.

На рис. 2 показаны зависимости интенсивности светового импульса $S = \int I_S(t) dt$, длительности светового импульса T_S и разности длительностей светового и токового импульсов $T_S - T_Q$ от длительности токового импульса T_Q при неизменной его амплитуде, полученные в азоте при давлении 10 Па. Как видно на рис. 2, при длительностях токового

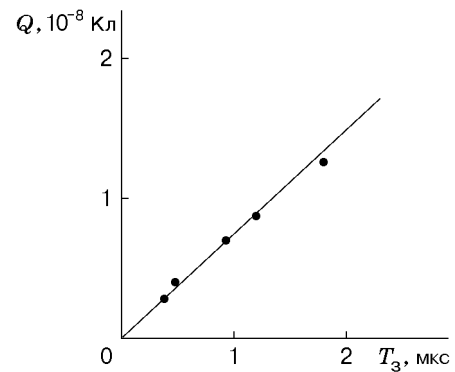


Рис. 1

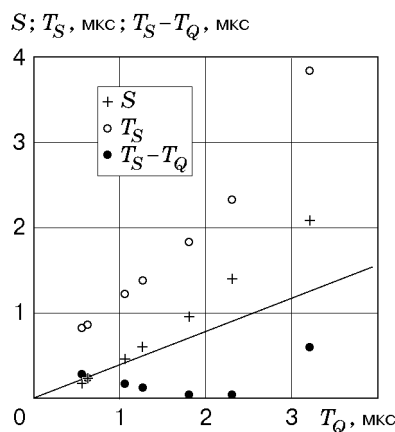


Рис. 2

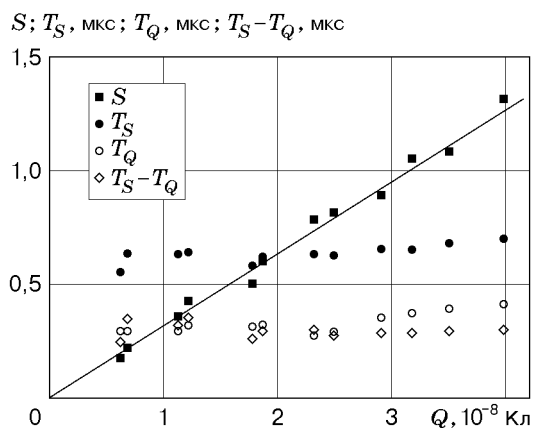


Рис. 3

импульса более 1 мкс зависимость интенсивности светового отклика от T_Q отклоняется от линейной. Это отклонение коррелирует с уменьшением величины относительного увеличения длительности светового импульса по сравнению с токовым ($T_S - T_Q$).

С целью проверки предположения о том, что проявляющаяся при увеличении T_Q нелинейность интенсивности светового сигнала связана с увеличением его длительности, а не интенсивности, выполнены измерения зависимости параметров импульсов от амплитуды токового сигнала при неизменной его ширине. На рис. 3 приведены значения интенсивности светового импульса S , длительности светового T_S и токового T_Q импульсов, а также их разности $T_S - T_Q$ в зависимости от интенсивности токового сигнала Q . Интенсивность тока в импульсе варьировалась в диапазоне $10 \div 80$ мА путем изменения коэффициента его прохождения [11, 12]. При этом увеличивались длительность токового импульса (не более чем на 30%) и длительность светового отклика, однако их разность оставалась почти постоянной.

Поскольку при использовании методики электронно-пучковой диагностики регистрация осуществляется по спектру излучения, фиксировались только процессы опустошения и накачки излучающих состояний. Рассмотрим эти процессы для случая импульсного электронного пучка. Подробный анализ работающих механизмов заселения и опустошения излучающих состояний при возбуждении молекул стационарным электронным пучком приведен в работах [4, 7].

Изучаемые процессы различны по своим временным характеристикам и характеру зависимости их скоростей от плотности газа и амплитуды токового импульса:

— при возбуждении молекул прямым электронным ударом скорость заселения R_1 пропорциональна плотности молекул n и плотности тока электронов i : $R_1 \sim in$;

— при возбуждении молекул через промежуточное электронное состояние скорость пропорциональна произведению заселенности промежуточного состояния и плотности тока: $R_2 \sim i^2 n$;

— при колебательно-вращательном нагреве молекул в основном состоянии с последующим возбуждением $R_3 \sim i^2 n^2$;

— при прямом возбуждении медленными вторичными электронами с нарушением оптических правил отбора $R_4 \sim in^2$, а время протекания процесса лимитировано временем распыливания облака вторичных электронов;

— при релаксационном заселении скорость процесса пропорциональна заселенности вышележащего уровня ni и плотности газа n , т. е. $R_5 \sim in^2$, а время протекания, как и для дезактивационных механизмов, ограничено временем «жизни» возбужденного состояния.

Характерное время первых трех процессов определяется временем существования в объеме наблюдения первичных электронов.

Из эксперимента следует, что ширина светового импульса при увеличении тока не меняется, а его интенсивность возрастает линейно (рис. 3). Следовательно, вклад каскадных процессов (R_2 — возбуждение через промежуточное электронное состояние, R_3 — возбуждение с предварительным колебательно-вращательным нагревом в основном электронном состоянии) в заселение излучающего состояния иона пренебрежимо мал. Вместе с тем поведение зависимостей, показанных на рис. 2, позволяет предположить, что при увеличении длительности токового импульса происходит формирование облака вторичных электронов, инициирующих вследствие большого сечения возбуждения излучение ионов.

Процесс образования вторичных электронов определяется в равной степени количеством ионизирующих электронов и плотностью ионизируемого газа, поэтому при увеличении плотности газа также должны наблюдаться особенности, аналогичные наблюдаемым при изменении длительности токового импульса. Исследование зависимости параметров токового и оптического импульсов от плотности газа проводилось в диапазоне давлений $2 \div 120$ Па. Регистрировались временные характеристики и изменения интенсивностей оптического и токового сигналов при постоянной длительности токового импульса ($T_3 = 0,5$ мкс). На рис. 4 показаны зависимости разности длительностей светового и токового импульсов и отношения интенсивностей светового и токового импульсов от давления.

Для заданных условий эксперимента (энергия электронов равна 8 кэВ) разность длительностей светового и токового импульсов при малых (менее 15 Па) и больших (более 75 Па) давлениях составляет примерно 0,35 мкс, а в интервале давлений 15–75 Па наблюдается ее уменьшение до 0,15 мкс. График зависимости отношения интенсивностей светового и токового импульсов хорошо аппроксимируется отрезками двух прямых, причем точка излома соответствует давлению порядка 15 Па. В целом наблюдается хорошее качественное согласие зависимостей интенсивности и длительности светового импульса как от плотности газа, так и от длительности электронного пакета.

Из приведенных экспериментальных результатов следует, что при малых длительностях токового импульса зависимость интенсивности свечения возбужденных ионов азота от амплитуды токового импульса линейна, и, следовательно, возбуждение излучающего состояния осуществляется прямым ударом быстрых электронов пучка. Ширина светового импульса при малых длительностях токового импульса не зависит от его амплитуды и линейно зависит от ширины токового импульса при длительностях менее 2 мкс. Увеличение как длительности токового импульса, так и плотности газа ведет к увеличению количества вторичных электронов. Поэтому для уменьшения влияния возбуждения вторичными электронами на регистрируемое излучение необходимо либо уменьшать ширину первичного токового импульса, либо проводить измерения на переднем фронте светового отклика. Это приведет к расширению диапазона плотностей, в котором можно использовать электронно-пучковую диагностику, и позволит исследовать быстропротекающие процессы в электронно-пучковой плазме.

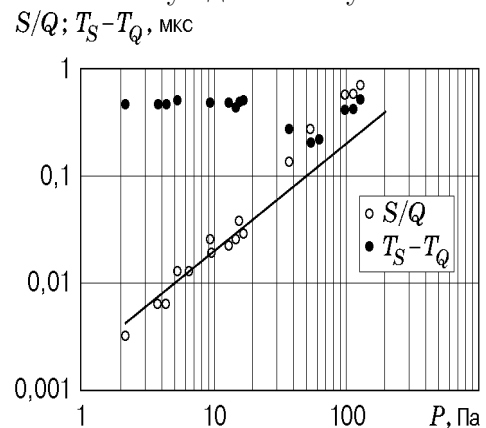


Рис. 4

ЛИТЕРАТУРА

1. **Lutfy F. M., Muntz E. P.** Initial experimental study of pulsed electron beam fluorescence // AIAA J. 1996. V. 34, N 3. P. 478–482.
2. **Бочкарев А. А., Косинов В. А., Ребров А. К., Шарафутдинов Р. Г.** Измерения параметров газового потока с помощью электронного пучка // Экспериментальные методы в динамике разреженных газов. Новосибирск: Ин-т теплофизики СО АН СССР, 1974. С. 98–137.
3. **Cattolica R. J.** Modern developments in electron-beam fluorescence // 17th Intern. symp. on rarefied gas dynamics: Book of abstr., Aachen, 8–14 July, 1990. N. Y., 1990. V. 1. P. 20.
4. **Belikov A. E., Karelov N. V., Sharafutdinov R. G., Zarvin A. E.** Rotational relaxation in high temperature jets of nitrogen // Rarefied gas dynamics: Proc. of the 13th Intern. symp., Novosibirsk, July, 1982. N. Y.: Plenum Press, 1985. V. 2. P. 839–848.
5. **Belikov A. E., Burshtein A. I., Dolgushev S. V., et al.** Rate constants and rotational relaxation times for N_2 in Ar: Theory and experiment // Chem. Phys. 1989. V. 139. P. 239–259.
6. **Heinrich P., Stuhl F.** Temperature dependent quenching of $CH(A^2\Delta)$, $NH(A^3\Pi)$, $NH(C_1\Pi)$, and $PH(A^3\Pi)$ by H_2 // Chem. Phys. 1995. V. 199. P. 297–304.
7. **Гартвич Г. Г., Зарвин А. Е., Мадирбаев В. Ж.** Электронно-пучковая диагностика фтористого водорода. Оптическая модель и ее ограничения // ПМТФ. 1994. Т. 35, № 1. С. 151–158.
8. **Muntz E. P.** Static temperature measurements in a flowing gas // Phys. Fluids. 1962. V. 5, N 1. P. 80–94.
9. **Беликов А. Е., Седельников А. И., Сухинин Г. И., Шарафутдинов Р. Г.** Вращательные переходы при ионизации азота в состояние N_2^+ ($B^2\Sigma_u^+$, $v' = 0$) электронным ударом. Новосибирск, 1986. (Препр. / Ин-т теплофизики СО АН СССР; № 149).
10. **Гартвич Г. Г., Зарвин А. Е., Каляда В. В., Мадирбаев В. Ж.** Использование электронно-пучковой диагностики для исследования газовых потоков фтористого водорода // ПМТФ. 1993. Т. 34, № 5. С. 150–156.
11. **Зарвин А. Е., Колеватов В. Н., Каляда В. В., Мадирбаев В. Ж.** Формирователь коротких токовых импульсов для управления электронно-лучевой пушкой // Приборы и техника эксперимента. 1992. № 2. С. 177, 178.
12. **Мадирбаев В. Ж., Зарвин А. Е., Гартвич Г. Г., Каляда В. В.** Импульсная электронно-пучковая система для диагностики газовых потоков // Приборы и техника эксперимента. 1996. № 6. С. 72–74.

*Поступила в редакцию 24/X 1997 г.,
в окончательном варианте — 28/I 1999 г.*