

ИССЛЕДОВАНИЕ ДОЛГОЖИВУЩЕЙ ПЛАЗМЫ В ПОСЛЕСВЕЧЕНИИ НИЗКОВОЛЬТНОГО ЦЕЗИЙ-ВОДОРОДНОГО РАЗРЯДА

Ф.Г.Бакшт, В.Г.Иванов, А.Г.Никитин, С.М.Школьник

1. Основным механизмом образования ионов H^- современных газоразрядных источниках является диссоциативное прилипание электронов к колебательно возбужденным молекулам H_2 [1]. Одним из перспективных направлений получения высокой концентрации колебательно возбужденных молекул в объемных источниках является использование низковольтного (НВ) цезий-водородного разряда [2-4], в котором реализуются оптимальные для диссоциативного прилипания [5] значения электронной температуры $T_e \simeq 1$ эВ. Первые экспериментальные исследования такого разряда [6] подтверждают возможность получения в нем плазмы с параметрами, необходимыми для генерации ионов H^- . В настоящее время еще отсутствуют прямые измерения колебательной функции распределения (ФР) f_v молекул H_2 в разряде. Поэтому весьма актуальны эксперименты, в которых наблюдаются эффекты, связанные с присутствием колебательно возбужденных молекул H_2 в НВ Cs- H_2 разряде. Одним из таких эффектов является существование долгоживущей плазмы в послесвечении разряда [7], что может быть следствием объемной ионизации атомов Cs долгоживущими колебательно возбужденными молекулами H_2 аналогично тому, что имеет место, например, в смеси азота с щелочными металлами [8].

2. Эксперименты по изучению распада Cs- H_2 плазмы НВ разряда проводились в приборе с термоэмиссионным катодом, полностью аналогичном [6,7]. Параметры плазмы (концентрация n_e и температура электронов T_e) в разряде и послесвечении измерялись зондовым методом. Разряд питался прямоугольными импульсами длительностью τ_0 ($50 \text{ мкс} \leq \tau_0 \leq 1 \text{ мс}$). Время установления квазистационарных значений n_e и T_e определялось длительностью переднего фронта и не превосходило 20 мкс.

Типичные кривые распада Cs- H_2 плазмы приведены на рис. 1. Как и в [7], наблюдаются три стадии послесвечения. На первой стадии (продолжительностью $\tau_1 \lesssim 10^{-4}$ с)

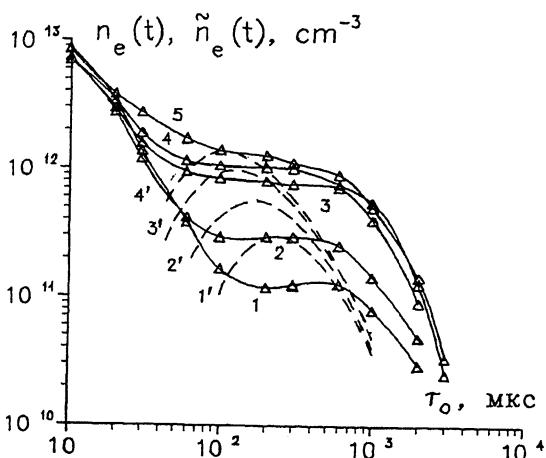


Рис. 1. Зависимости экспериментальной $n_e(t)$ и расчетной $\tilde{n}_e(t)$ концентраций электронов от времени в послесвечении.

Эксперимент (кривые 1–5): давление водорода $p_{H_2} \approx 0.5$ Тор, концентрация цезия $N_{Cs}^{(0)} \approx 10^{14}$ см $^{-3}$, температура катода $T_c \approx 1000$ К, межэлектродный промежуток $L = 3$ мм. Напряжение $U = 6$ В, ток $I \approx 4$ А. Параметры разряда: $n_e^{(0)} = 2 \cdot 10^{13}$ см $^{-3}$, $T_e^{(0)} \approx 0.6$ эВ. τ_0 (мкс): 1 — 50, 2 — 100, 3 — 300, 4 — 500, 5 — 1000. Теория (кривые 1'–4'): $N_{Cs}^{(0)} \approx 8 \cdot 10^{13}$ см $^{-3}$, остальные параметры совпадают с экспериментом. Начальные заселенности колебательного уровня $v = 4$ $N_4(0) = N_4^{(0)} + \Delta N_4^{(0)}$. По данным расчетов $N_4^{(0)} = 0.014 \cdot N_{H_2}$. Дополнительные заселенности $\Delta N_4^{(0)}/N_{H_2}$: 1' — 0, 2' — 0.036, 3' — 0.076, 4' — 0.106.

имеет место резкий спад n_e вследствие объемной и поверхностной рекомбинации ионов Cs^+ . На второй стадии (10^{-4} с $\lesssim \tau_2 \lesssim 10^{-3}$ с) n_e почти постоянна, что явно свидетельствует о наличии источника ионов Cs^+ в объеме. На следующей, третьей стадии ($t \gtrsim 10^{-3}$ с) плазма быстро распадается. Параметром на кривых является τ_0 . Видно, что значение n_e на второй стадии распада увеличивается с ростом τ_0 при $\tau_0 \lesssim 1$ мс и “насыщается” при $\tau_0 \gtrsim \tau_0^* \approx 1$ мс.

3. Как указывалось, генерация ионов Cs^+ в послесвечении может быть объяснена ионизацией цезия молекулами H_2 с энергией колебательного возбуждения $E_v > E_i$ ($E_i = 3.89$ эВ — энергия ионизации цезия). Для этого необходимы высокая исходная средняя колебательная энергия молекул H_2 в разряде $\langle \varepsilon_v^{(0)} \rangle \approx (0.3-0.5)$ эВ [4] и медленная релаксация $\langle \varepsilon_v \rangle$ в послесвечении, которая происходит вследствие $v-t$ и $e-v$ обмена с молекулами H_2 и холодными электронами, а также при нерезонансном $v-v'$ обмене. При достаточно больших $\langle \varepsilon_v \rangle$ в послесвечении интенсивно заселяется хвост колебательной ФР f_v за счет “три-

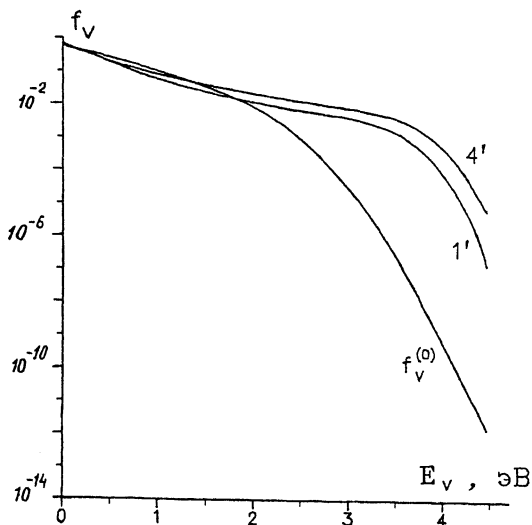


Рис. 2. Колебательная функция распределения в разряде $f_v^{(0)}$ и в послесвечении $f_v(t)$. ($1'$, $4'$) — в моменты времени, соответствующие максимумам на кривых $1'$, $4'$ на рис. 1.

норовской" диффузии квантов в область больших E_v . Это иллюстрирует рис. 2, где изображены колебательные ФР в стационарном разряде ($f_v^{(0)}$) и в послесвечении. Отметим, что на медленную релаксацию $\langle \varepsilon_v \rangle$ в послесвечении чисто водородного разряда указывалось в [9].

Естественно связать зависимость n_e в послесвечении от длительности импульса τ_0 (рис. 1) с колебательной накачкой молекул H_2 электронами в разряде. В действительности, однако, время колебательной накачки H_2 электронами

$$\tau_{ev} = \left[n_e P_{01}^{(ev)} \left(e^{E_1/kT_e} - 1 \right) \right]^{-1}$$

в условиях эксперимента (концентрация и температура электронов в разряде $n_e^{(0)} \simeq 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $T_e^{(0)} \simeq 0.6 \text{ эВ}$) менее 50 мкс. Здесь $P_{01}^{(ev)} \simeq 10^{-9} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$ — константа скорости возбуждения ($v = 0 \rightarrow 1$) молекулы электронным ударом [10,11].

Расчеты показывают, что колебательная ФР $f_v^{(0)}$ в разряде формируется за время $t \lesssim 100 \text{ мкс}$. Такая длительность импульса соответствует кривой 2 на рис. 1 и заметно меньше времени $\tau_0^* \simeq 1 \text{ мс}$, по истечении которого зависимость параметров послесвечения от τ_0 насыщается. Существенно, что время τ_0^* весьма близко к времени τ_d диссоциации молекул H_2 электронным ударом в разряде (см. рис. 5 в [12]).

4. Возможным объяснением зависимости картины послесвечения от τ_0 при $\tau_0 > 100$ мкс (кривые 3, 4, 5 является выделение в колебательной подсистеме энергии диссоциации молекул H_2 : эта энергия выделяется вследствие рекомбинации атомов H в молекулу H_2 . Поскольку объемная рекомбинация H в H_2 незначительна [13], запасенная энергия может выделяться лишь вследствие поверхностной рекомбинации с последующей десорбцией колебательно возбужденных молекул с электродов. В настоящее время экспериментально [14, 15] и теоретически [16] изучен механизм рекомбинации Элей-Ридила, согласно которому приходящий на поверхность атомарный водород рекомбинирует с адсорбированными атомами H. Эта рекомбинация с большой вероятностью происходит при первом же столкновении атома с поверхностью [16], т.е. за время $t < 10^{-6}$ с (межэлектродное расстояние $L = 3$ мм) и приводит к десорбции возбужденной молекулы H_2 с поверхности (для w , например, в среднем на уровне $v = 4$). Этот механизм может объяснить увеличение n_e с ростом τ_0 на второй стадии распада при $\tau_0 > 100$ мкс, когда $\tau_{ev} < \tau_0 \lesssim \tau_d$.

5. При теоретическом моделировании распада плазмы решались аналогичные [3, 4] уравнения баланса для определения колебательной ФР $f_v(t)$. В отличие от [7], система уравнений для заселенностей $N_v(t)$ колебательных уровней формулировалась с начальными условиями $N_v(0) = N_v^{(0)}$, где $N_v^{(0)}$ — заселенности, реализующиеся в стационарном разряде. Рассчитывались лишь вторая и более поздняя стадии послесвечения, когда $T_e \approx T$ (T — температура газа) и когда расчетная концентрация $\tilde{n}_e(t)$ может быть определена из условия баланса генерируемых в объеме и отводимых на анод (см. [7]) ионов Cs^+ : $K_i \cdot N_{H_2}^*(t) \cdot N_{Cs} \cdot L = \tilde{n}_e \sqrt{2kT/\pi M_{Cs}}$. Здесь $N_{H_2}^*$ и N_{Cs} — концентрации колебательно возбужденных молекул H_2 с $E_v > E_i$ и атомов Cs, K_i — константа скорости ионизации. Значение K_i находилось путем совмещения максимума на расчетной кривой $\tilde{n}_e(t)$ с экспериментальной кривой 2, соответствующей установившемуся колебательному распределению $f_v^{(0)}$ в разряде. Этому соответствует $K_i \simeq 3 \cdot 10^{-10} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$.

Для учета поверхностной рекомбинации атомов водорода в момент выключения разряда ($t = 0$) заселенность колебательного уровня $v = 4$ скачком увеличивалась на величину $\Delta N_4^{(0)}$. Величина $\Delta N_4^{(0)}$ являлась параметром на расчетных кривых 1'–4' и менялась от $\Delta N_4^{(0)} = 0$ (кривая 1') до $\Delta N_4^{(0)} = N_H$ (кривая 4'), где N_H — концентрация ато-

мов Н в разряде при данном давлении p_{H_2} . На расчетных кривых $3'$, $4'$ параметр $\Delta N_4^{(0)}$ определялся путем совмещения максимумов на кривых $\tilde{n}_e(t)$ с экспериментальными зависимостями 4 , 5 . Видно, что рассматриваемый механизм при разумных $N_H \lesssim 0.1 \cdot N_{H_2}$ [4] объясняет увеличение n_e на второй стадии распада. Однако в расчете начало третьей стадии расплава плазмы ($t \simeq 400-200$ мкс) смещено по отношению к эксперименту ($t \simeq 600-400$ мкс). Возможно, это связано с дополнительной десорбцией со стенок возбужденных молекул H_2 , хемосорбированных в течение разрядного импульса. Это потребует дополнительного исследования. Уменьшение времени τ_2 по сравнению с [7] связано с уменьшением $\langle \varepsilon_v(t) \rangle$ за счет $v - v'$ обмена, что, естественно, не могло быть учтено в рамках релаксационной модели, использованной в [7].

Авторы благодарны Г.А.Дюжеву, Л.И.Елизарову за обсуждения и Б.И.Пиркелю за помощь в работе.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 94-02-06370).

Список литературы

- [1] Bacal M., Hamilton G.W. // Phys. Rev. Lett. 1979. V. 42. N 23. P. 1538.
- [2] Бакут Ф.Г., Иванов В.Г. // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12. В. 11. С. 672-675.
- [3] Бакут Ф.Г., Елизаров Л.И., Иванов В.Г. // Физика плазмы. 1990. Т. 16. В. 7. С. 854-861.
- [4] Bakshat F.G., Djuzhev G.A., Elizarov L.I., Ivanov V.G., Kostin A.A., Shkol'nik S.M. // Plasma Sources Sci. Technol. 1994. V. 3. N 1. P. 88.
- [5] Wadehra J.M. // Phys. Rev. A. 1984. V. 29. N 1. P. 106.
- [6] Бакут Ф.Г., Дюжев Г.А., Елизаров Л.И., Иванов В.Г., Филатов А.Г., Школьник С.М. // ЖТФ. 1992. Т. 62. В. 9. С. 148.
- [7] Бакут Ф.Г., Дюжев Г.А., Елизаров Л.И., Иванов В.Г., Никитин А.Г., Школьник С.М. // Письма в ЖТФ. 1993. Т. 19. В. 22. С. 39.
- [8] Haug R., Rappenecher G., Schmidt C. // Chem. Phys. 1974. V. 5. N 2. С. 255-264.
- [9] Gorse C., Capitelli M., Bacal M., Bretagne J., Lagana A. // Chem. Phys. 1987. V. 117. P. 177.
- [10] Janev R.K., Langer W.D., Evans K., Post D.E. Elementary Processes in Hydrogen-Helium Plasmas. Springer-Verlag. 1987. 326 p.
- [11] Tawara H., Itikawa Y., Nishimura N., Yoshino M. // J. Phys. Chem. Ref. Data. 1990. V. 19. N 3. P. 617.
- [12] Бакут Ф.Г., Иванов В.Г. // ЖТФ. 1986. Т. 56. В. 8. С. 1564.
- [13] Бакут Ф.Г. // ЖТФ. 1982. Т. 52. В. 1. С. 3.

- [14] *Hall R.I., Cadez I., Landau M., Pichou F., Schermann G.* // Phys. Rev. Lett. 1988. V. 60. N 4. P. 337.
- [15] *Eenshnistra P.J., Bonnie J.H.M., Los J., Hopman H.J.* // Phys. Rev. Lett. 1988. V. 60. N 4. P. 341.
- [16] *Jackson B., Persson M.* // J. Chem. Phys. 1992. V. 96. N 3. P.2378.

Поступило в Редакцию
5 сентября 1994 г.
