

01;02;04

КОЛЕБАТЕЛЬНАЯ РЕЛАКСАЦИЯ МОЛЕКУЛ ВОДОРОДА В ЦЕЗИЙ-ВОДОРОДНОЙ ПЛАЗМЕ

© Ф.Г.Бахит, В.Г.Иванов

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН,
194021 Санкт-Петербург, Россия
(Поступило в Редакцию 21 апреля 1995 г.)

1. Цезий-водородная плазма интенсивно используется в объемно-плазменных источниках отрицательных ионов водорода (см., например, [1-3]). В большинстве случаев основным механизмом генерации ионов H^- в таких источниках является диссипативное прилипание тепловых электронов к колебательно возбужденным молекулам H_2 в основном электронном состоянии $X^1\Sigma_g^+$ [4]. Одним из условий достаточно высокого темпа генерации ионов H^- в цезий-водородной плазме является наличие в разряде большой концентрации колебательно возбужденных молекул H_2 на уровнях $v > 6$ и тепловых электронов с температурой $T_e \sim 1$ эВ. При такой температуре, с одной стороны, реализуются максимальные значения констант диссоциативного прилипания [5], а с другой стороны, еще малосущественно разрушение ионов H^- электронным ударом [6].

В настоящее время в объемно-плазменных источниках ионов H^- в основном исследуются два механизма колебательного возбуждения молекул H_2 . Во-первых, это каскадный механизм, когда колебательное возбуждение основного $X^1\Sigma_g^+$ состояния осуществляется путем оптического девозбуждения электронно-возбужденного $B^1\Sigma_g^+$ и других излучающих состояний молекулы H_2 [7,8]. Во-вторых, это ступенчатое колебательное возбуждение из основного $X^1\Sigma_g^+$ ($v = 0$) состояния H_2 . Последний механизм реализуется, в частности, в низковольтном цезий-водородном разряде [2,3], в котором отсутствуют интенсивные электронные пучки и процессы колебательного возбуждения инициируются преимущественно тепловыми электронами с максвелловской функцией распределения. Такой механизм колебательного возбуждения может представить также интерес и для ряда плазмохимических приложений.

Недавние эксперименты [9] по изучению послесвечения низковольтного цезий-водородного разряда подтвердили наличие в плазме ста-

аналогно горящего разряда большой концентрации колебательно-возбужденных молекул H_2 . Однако как теория, так и первые эксперименты по изучению стационарно горящего разряда выполнены для случая покоящейся цезий-водородной плазмы [3], в то время как реальные системы, генерирующие колебательно-возбужденные молекулы H_2 и ионы H^- , должны работать с прокачкой вещества через разряд. Естественно, что в таких системах время τ_0 прокачки водорода через разряд должно превышать время τ_ν , в течение которого устанавливается колебательная функция распределения f_ν молекул водорода.

В настоящей работе приводятся результаты расчета времени установления колебательного распределения молекул H_2 в цезий-водородной плазме. Конкретные расчеты выполнены при параметрах плазмы, оптимальных для получения наибольшей концентрации N_{H^-} отрицательных ионов водорода [10].

2. В рассматриваемых условиях колебательная функция распределения $f_\nu(t) = N_\nu(t)/N_{H_2}$ определяется из решения системы уравнений баланса для заселенностей $N_\nu(t)$ колебательных уровней. Здесь $\nu = 0, 1, 2, \dots, 14$; $N_{H_2} = \sum_{\nu=0}^{14} N_\nu$ — полная концентрация молекул. Система уравнений для определения $N_\nu(t)$ имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{dN_\nu}{dt} = & I_\nu^{(\nu\nu)} + I_\nu^{(\nu t)} + I_\nu^{(\nu A)} + I_\nu^{(e\nu)} + \sum N_{\nu'} \tilde{N}_m K_{\nu\nu}^{m\nu} - N_\nu \sum \tilde{N}_n K_{\nu\nu}^{n\nu} + \\ & + N_{H^-} \sum_{\nu' < \nu} K_{\nu\nu'}^{(-)} N_{\nu'} - N_\nu N_{H^-} \sum_{\nu' < \nu} K_{\nu\nu'}^{(-)} + \frac{1}{\tau} \left(\sum_{\nu' > \nu} N_{\nu'} w_{\nu'\nu} - N_\nu \sum_{\nu' < \nu} w_{\nu\nu'} \right) + \\ & + K_\nu^{(a)} N_H N_{H^-} - K_\nu^{(d)} N_\nu n_e - R_\nu^{(e)} N_\nu n_e. \end{aligned} \quad (1)$$

Первые четыре слагаемых в левой части (1) описывают соответственно $v-v$ -обмен, $v-t$ -обмен с молекулами и атомами водорода (в этих членах учтены также процессы диссоциации-рекомбинации с последнего уровня $\nu = 4$) и $s-v$ -обмен с электронами. Следующая пара слагаемых описывает переходы между колебательными уровнями молекул H_2 за счет взаимодействия с атомами Cs в основном и возбужденном состояниях: через \tilde{N}_n обозначена концентрация цезия в соответствующих состояниях, а через $K_{\nu\nu'}^{m\nu}$ — константы скоростей процессов. Два следующих слагаемых описывают обдирку ионов H^- колебательно-возбужденными молекулами H_2 ; через $K_{\nu\nu'}^{(-)}$ обозначены константы скоростей соответствующих процессов. Два слагаемых в квадратной скобке соответствуют колебательной релаксации молекул H_2 на стенках: $w_{\nu\nu'}$ — вероятность колебательного девозбуждения $v-\nu'$ ($\nu > \nu'$) на стенках, $1/\tau$ — эффективная частота столкновений молекулы со стенками. Далее два слагаемых описывают процессы ассоциативного отрыва и диссоциативного прилипания: $K_\nu^{(a)}$ и $K_\nu^{(d)}$ — соответствующие константы скоростей процессов, N_H и n_e — концентрации атомарного водорода и электронов. Последнее слагаемое в правой части (1) описывает прямую диссоциацию с уровня ν электронным ударом. Константы скоростей определены в [11].

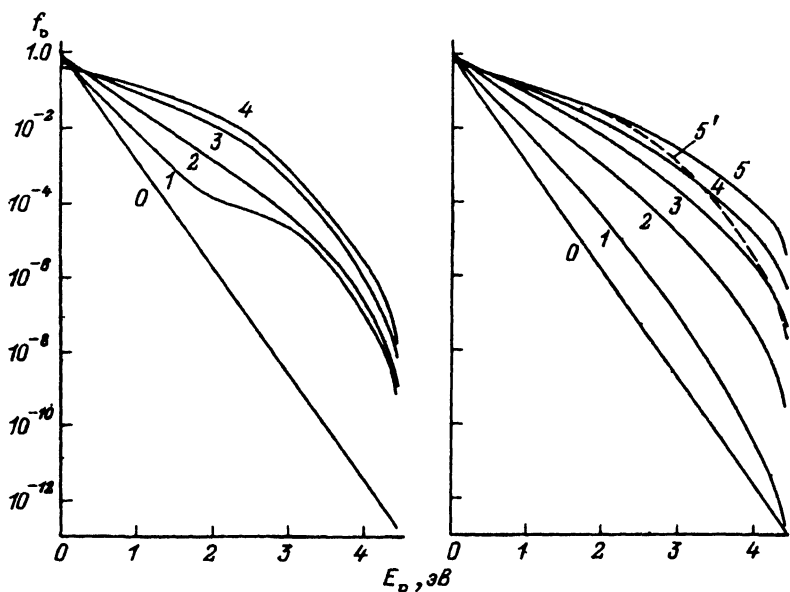


Рис. 1. Колебательная функция распределения молекул H_2 в процессе колебательной релаксации в цезий-водородной плазме.

$n_e = 5.2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $T_e = 1.5 \text{ эВ}$, $N_{H_2} + N_H/2 = 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $N_H = 8 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $N_{H^-} = 1.25 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $N_{Cs} = 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $1/\tau = 0$; t , с: 0 — 0, 1 — $3.8 \cdot 10^{-7}$, 2 — $1.5 \cdot 10^{-6}$, 3 — $5 \cdot 10^{-6}$, 4 — 10^{-5} (установившаяся колебательная функция распределения $t = \infty$).

Рис. 2. То же, что и на рис. 1.

$n_e = 5.2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $T_e = 1.5 \text{ эВ}$, $N_{H_2} = 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $N_{Cs} = 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $1/\tau = 0$; t , с: 0 — 0; 1 — $3.8 \cdot 10^{-7}$; 2 — $1.5 \cdot 10^{-6}$; 3 — $3.1 \cdot 10^{-6}$; 4 — $5 \cdot 10^{-6}$; 5 — $1.25 \cdot 10^{-5}$ (установившаяся колебательная функция распределения $t = \infty$); 5' — установившаяся колебательная функция распределения при $N_H = 8 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $N_{H^-} = 1.25 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $t = \infty$ (остальные параметры те же, что на кривых 0-5).

3. Расчет установления колебательного распределения молекул проводился следующим образом. Система уравнений (1) для заселенностей $N_\nu(t)$ решалась с начальными условиями $N_\nu(0)$, в качестве которых выбиралась бoльцмановская функция распределения с температурой газа T . Считалось, что молекула H_2 с таким начальным колебательным распределением в момент времени $t = 0$ попадает в цезий-водородную плазму, параметры которой $n_e, T_e, N_{H_2}, N_{H^-}, \tilde{N}_m, T$ постоянны во времени.

В зависимости от свойств плазмы рассматривались три варианта колебательной релаксации. В первом варианте все параметры плазмы полностью совпадали с расчетными параметрами стационарного разряда, которые определялись по методике [10]. Плазма считалась весьма удаленной от электродов: в (1) полагалось $1/\tau = 0$. В этом случае конечным результатом колебательной релаксации было установление асимптотических значений заселенностей $N_\nu(\infty)$ и колебательной функции распределения $f_\nu(\infty)$, которые совпадают с таковыми в стационарном разряде, но без учета колебательной релаксации на стенках. Типичные результаты расчета для этого случая приведе-

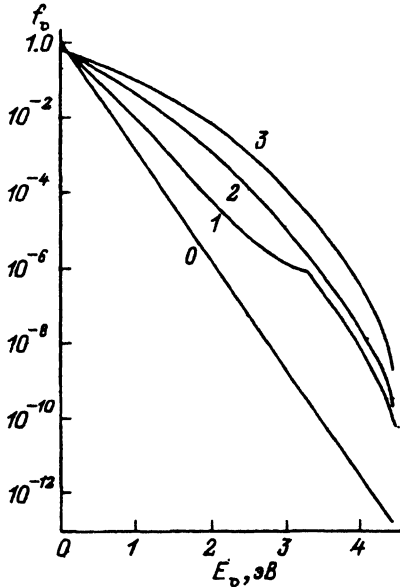


Рис. 3. То же, что и на рис. 1.

$n_e = 7 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $T_e = 1.5 \text{ эВ}$, $N_{\text{H}_2} + N_{\text{H}}/2 = 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $N_{\text{H}} = 2.3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $N_{\text{H}^-} = 3.8 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$, $N_{\text{C}_s} = 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $\tau = 2.15 \cdot 10^{-7} \text{ с}$; t , с: 0 — 0, 1 — $3.8 \cdot 10^{-7}$, 2 — $1.5 \cdot 10^{-6}$, 3 — $5 \cdot 10^{-6}$ (установившаяся колебательная функция распределения $t = \infty$).

ны на рис. 1. Видно, что полное время установления стационарного колебательного распределения $\tau_{v\infty} \cong 10^{-5} \text{ с}$. Во втором варианте параметры $n_e, T_e, N_{\text{H}_2}, \dot{N}_m$ по-прежнему совпадали с расчетными параметрами стационарного разряда, полученными при $1/\tau = 0$. Величины \dot{N}_{H} и \dot{N}_{H^-} , однако, полагались равными нулю. Результаты расчета для этого случая представлены на рис. 2.

Выбор указанных выше двух вариантов расчета диктуется следующим обстоятельством. В рассматриваемом диапазоне температур, когда $T_e = 1-1.5 \text{ эВ}$ и ступенчатая диссоциация молекул H_2 преобладает над прямой диссоциацией, время диссоциации $\tau_d \gg \tau_v$ (по поводу определения τ_d см. [12]). В результате в целом ряде условий горения разряда (нестационарные разряды, когда $t < \tau_d$; разряды с прокачкой водорода, когда длина прокачки в разрядной зоне $L_0 < V_0 \tau_d$, V_0 — газодинамическая скорость) возникает ситуация, когда основные параметры плазмы n_e, T_e, \dot{N}_m уже установились, но степень диссоциации еще существенно меньше установившейся, стационарной. В этих условиях не только процессы рекомбинации атомов в молекулу H_2 , но и процессы ассоциативного отрыва малосущественны и ими можно пренебречь на временах $t \sim \tau_v$, в течение которых происходит колебательная релаксация. Из рис. 2 видно, что, как и в первом варианте расчета, колебательная релаксация практически полностью завершается за время $\tau_{v\infty} \cong 10^{-5} \text{ с}$. Однако полученная при этом асимптотическая колебательная функция распределения $f_{v\infty}$ (кривая 5 на рис. 2) не соответствует набору параметров плазмы, реализующемуся в стационарном разряде при $\dot{N}_{\text{H}} > 0$, $\dot{N}_{\text{H}^-} > 0$. Соответствующее этому набору параметров колебательное распределение изображено штриховой кривой 5'

на рис. 2. Различия между кривыми 5 и 5' заметно в области больших v , где наиболее существенны процессы v - t -релаксации на атомах Н (ср. с кривыми 4 на рис. 6 в [2]).

4. Выше при расчетах как стационарного разряда, так и колебательной релаксации пренебрегалось релаксацией на стенках разряда. Результаты расчета с учетом колебательной релаксации на стенках приведены на рис. 3. Вероятности $w_{\nu\nu'}$ колебательной релаксации молекул H_2 на стенках были рассчитаны с использованием теоретических данных [7] и ряда экспериментальных данных для w_{10} (подробнее см в [13]). Параметры расчета соответствуют цезий-водородному разряду двумя параллельными электродами, удаленными друг от друга на расстояние, близкое к 0.1 см. Как и выше, параметры стационарной плазмы рассчитывались по методике [10]. Концентрации N_H и N_{H^-} полагались отличными от нуля в процессе колебательной релаксации. Из рис. 3 видно, что, как и должно быть, колебательная функция распределения $f_{\nu\infty}$, устанавливающаяся при учете колебательной релаксации на стенках, обеднена в области больших колебательных чисел v (ср. кривую 3 с кривой 4 на рис. 1). Время полной колебательной релаксации $\tau_{\nu\infty}$ уменьшается, однако, незначительно и составляет $\tau_{\nu\infty} \cong 0.5 \cdot 10^{-5}$ с.

5. Как уже отмечалось, в газоразрядных системах, используемых для объемно-плазменной генерации ионов H^- , время $\tau_0 = L_0/V_0$ прокачки водорода через разрядную зону должно превышать время τ_ν колебательного возбуждения (в оптимальных режимах при $n_e \sim \sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $T_e = 1-1.5 \text{ эВ}$ время генерации иона H^- за счет диссоциативного прилипания существенно меньше τ_ν). При реальной геометрии газоразрядной системы, характеризующейся достаточно малым диаметром истечения ($\varnothing \leq 0.1 \text{ см}$), скорость течения в разрядной зоне $V_0 \leq 0.1v_s$, где v_s — скорость звука в водороде. Это приводит к ограничению снизу на длину разрядной зоны $L_0 > 0.25 \text{ см}$. В прокачных газоразрядных системах, использующих цезий-водородную плазму для колебательной накачки водорода и генерации ионов H^- , этому условию нетрудно удовлетворить. Примером такой системы может служить цезий-водородный полый катод с диафрагмированным выходным отверстием.¹

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 94-02-06370), Международного научного фонда (грант № NTZ300) и INTAS (грант № 94-316).

Список литературы

- [1] Антонов С.П., Елизаров Л.И., Мартынов М.И., Чесноков В.М. // ПТЭ. 1984. № 4. С. 42-44.
- [2] Бакшт Ф.Г., Иванов В.Г. // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12. Вып. 11. С. 672-675.
- [3] Baksht F.G., Djuzhev G.A., Elisarov L.L. et al. // Plasma Sources Sci. Technol. 1994. Vol. 3. N 1. P. 88-98.
- [4] Bacal M., Hamilton G.M. // Phys. Rev. Lett. 1979. Vol. 42. N 23. P. 1538-1540.
- [5] Wadehra J.M. // Phys. Rev. A. 1984. Vol. 29. N 1. P. 106-110.

¹ В полых катодах, использующих цезиевую плазму в прокачном или непрокачном режимах, как правило, легко реализовать условия, при которых длина активной зоны превышает 1 см (см., например, [14,15]).

- [6] *Janev R.K., Evans K., Langer W.D., Post D.E.* Elementary Processes in Hydrogen-Helium Plasmas. Springer Verlag, 1986. 326 p.
- [7] *Niskes J.R., Karo A.M.* // J. Appl. Phys. 1984. Vol. 56. N 7. P. 1927-1938.
- [8] *Bacal M., Skinner D.A.* // Comments At. Mol. Phys. 1990. Vol. 23. N 6. P. 283-299.
- [9] *Бакшт Ф.Г., Иванов В.Г., Никитин А.Г., Школьник С.М.* // Письма в ЖТФ. 1994. Т. 20. Вып. 1. С. 83-87.
- [10] *Бакшт Ф.Г., Иванов В.Г., Костин А.А.* // ЖТФ. 1993. Т. 63. Вып. 9. С. 173-177.
- [11] *Бакшт Ф.Г., Елизаров Л.И., Иванов В.Г., Юрьев В.Г.* // Физика плазмы. 1988. Т. 14 № 1. С. 91-97.
- [12] *Бакшт Ф.Г., Иванов В.Г.* // ЖТФ. 1986. Т. 56. Вып. 8. С. 1562-1568.
- [13] *Бакшт Ф.Г., Иванов В.Г.* // ЖТФ. 1992. Т. 62. Вып. 2. С. 195-200.
- [14] *Джоев Г.А., Митрофанов Н.К., Старцев Е.А.* и др. Физические исследования дугового полого катода. Препринт ФТИ им. А.Ф.Иоффе. Л., 1982. 57 с.
- [15] *Бакшт Ф.Г., Рыбаков А.Б., Юрьев В.Г.* Теория сильноточного полого катода. Препринт ФТИ им. А.Ф.Иоффе. Л., 1978. 60 с.
-