

01:02:04

## Генерация колебательно-возбужденных молекул $H_2$ в потоке водорода, протекающего сквозь цезий-водородный разряд

© Ф.Г. Бакшт, В.Г. Иванов

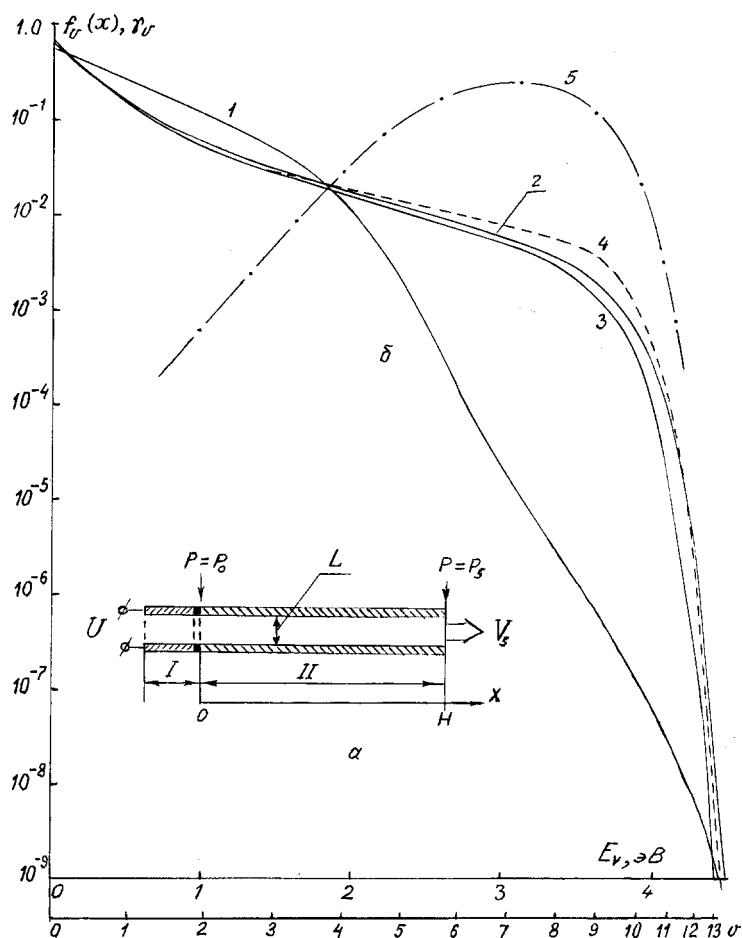
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург

Поступило в Редакцию 5 ноября 1996 г.

Теоретически исследуется электронно-колебательная кинетика в потоке молекулярного водорода, протекающего сквозь цезий-водородный разряд. Рассматривается колебательная накачка молекул водорода в разряде и исследуется колебательная релаксация в холодной зоне течения за разрядом. Показывается, что в холодной зоне может быть получено весьма сильное увеличение концентрации колебательно возбужденных молекул  $H_2$ .

1. В настоящее время в связи с плазмохимическими приложениями и в связи с проблемой объемно-плазменных источников ионов  $H^-$  [1] проявляется повышенный интерес к способам генерации достаточно высоко колебательно-возбужденных молекул  $H_2$ . В [2–5] показано, что для эффективной генерации колебательно-возбужденных молекул  $H_2$  можно использовать низковольтный цезий-водородный разряд. В настоящем сообщении излагаются первые результаты теоретического исследования колебательной кинетики в потоке водорода, протекающего сквозь плазму такого разряда. Показывается, что за счет соответствующей организации разряда и режима течения может быть получено весьма существенное ( $\sim 10^3$ – $10^4$ ) увеличение концентрации возбужденных молекул в определенной части колебательного спектра по сравнению с их концентрацией в стационарном разряде.

2. Рассматриваемая модель течения иллюстрируется рис. 1, а. Поток водорода течет в плоском канале и проходит последовательно секции I и II. В секции I реализуется низковольтный Cs– $H_2$  разряд и осуществляется колебательная накачка молекул  $H_2$ . Здесь фор-



**Рис. 1.** *a* — схема течения водорода в канале: I — разрядная зона, II — течение газа в холодном канале; *b* — колебательная функция распределения молекул  $H_2$  в канале секции II: 1 —  $f_v(0)$  ( $N_{H_2}(0) = 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ), 2 —  $f_v(x_m)$  ( $x_m = 4.12 \text{ см}$ ,  $N_{H_2}(x_m) = 1.94 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ), 3 —  $f_v(H)$  ( $H = 7 \text{ см}$ ,  $N_{H_2}(H) = 3.76 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ), расчет с учетом колебательной релаксации молекул на стенках, 4 —  $f_v(H)$  то же, что кривая 3, расчет без учета колебательной релаксации молекул на стенках; 5 — вероятность образования иона  $H^-$  вследствие диссоциативного прилипания электрона к уровню  $\nu$  ( $T_e = 0.7 \text{ эВ}$ ).

мируется первоначальная колебательная функция распределения  $f_v(0)$  молекул по колебательным уровням  $v$ . В следующей секции II поток водорода течет между холодными плоскостями, температура которых  $T$  близка к комнатной. Здесь за счет "триновской" диффузии квантов в область больших  $v$  заселяется хвост распределения. На срезе канала ( $x = H$ ) происходит истечение колебательно-накачанного газа со звуковой скоростью  $V_s$ .

3. Для определения образующейся в разряде, т. е. в секции I колебательной функции распределения молекул решалась система уравнений баланса [6] для заселенностей  $N_v$  колебательных уровней, учитывающая  $e - v$  обмен,  $v - v$  и  $v - t$  обмен, переходы между колебательными уровнями вследствие взаимодействия молекул  $H_2$  с атомами Cs, диссоциативное прилипание, ассоциативный отрыв и переходы между колебательными уровнями  $H_2$  за счет обдирки  $H^-$ . Учитывалось также колебательное девозбуждение молекул  $H_2$  на электродах в модели [2,5]. Для верхних колебательных уровней в этой модели взаимодействие со стенкой молекулы  $H_2$ , возбужденной на уровень  $v$ , приводит к образованию после столкновения со стенкой примерно платообразного распределения по уровням  $v'$  от  $v' = v$  до  $v' = 0$  [7]. Для нижнего возбужденного уровня  $v = 1$  использование модели [2,5] приводит (в согласии с экспериментом [8, с.38]) к весьма малой вероятности  $w_{10} = 10^{-3}$ . Плазма считалась однородной по зазору. Параметры плазмы определялись в результате самосогласованного решения уравнений, описывающих баланс частиц и энергии в плазме и электронно-колебательную кинетику [5].

На рис. 1, б приведен пример расчетной функции распределения  $f_v(0)$  молекул  $H_2$  в разряде, нормированной на единицу. Исходные параметры разряда следующие: концентрация водорода  $N_{H_2}^{(0)} = 3 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ , полная концентрация цезия  $N_{Cs}^{(0)} = 10^{14} \text{ см}^{-3}$ , межэлектродное расстояние  $L = 0.3 \text{ см}$ , ток эмиссии катода  $j_s = 10 \text{ А/см}^2$ , напряжение на разряде  $U = 6.9 \text{ В}$ . Расчетные значения электронной температуры и концентрации:  $T_e = 0.7 \text{ эВ}$ ,  $n_e = 6.4 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ .

4. При определении функции распределения молекул, устанавливающейся при течении газа в секции II, учитывалось уменьшение концентрации  $N_{H_2}$  молекул вследствие понижения давления по длине канала. Основные соотношения, определяющие течение водорода в канале секции II, можно получить, рассматривая аналогично [9]

течение Пуазейля для сжимаемого газа в длинном ( $H \gg L$ ) канале между двумя параллельными плоскостями и приравнивая приближенно на срезе канала ( $x = H$ ) среднюю по сечению скорость [10, с. 81] скорости звука  $V_s$ . Это приводит к следующему соотношению между длиной  $H$  канала и давлением  $p_s$  на срезе канала, т. е. в месте истечения газа:

$$H/L = (R_s/24)(c_p/c_v)^{-1} [(p_0/p_s)^2 - 1], \quad (1)$$

Здесь  $p_0$  — давление водорода при  $x = 0$ , т. е. приближенно давление в разряде;  $R_s = \rho_s L V_s / \eta$  — число Рейнольдса, рассчитанное по скорости звука  $V_s$  и ширине  $L$  канала;  $\eta$  — вязкость водорода [11, с. 365];  $\rho_s = M_{H_2} p_s / kT$  — плотность газа при  $x = H$ .

Распределение давления  $p(x)$  по длине канала в секции II дается выражением

$$p(x) = [p_0^2 - (p_0^2 - p_s^2) \cdot x/H]^{1/2}. \quad (2)$$

В расчете длина  $H$  канала варьировалась для получения наибольшей заселенности на срезе канала  $N_{v^*}(H)$  для какого-либо уровня  $v^*$  в верхней части спектра. В рассматриваемом ниже примере  $v^* = 10$ . Отметим, что распределение по длине заселенностей  $N_v(x)$  уровней в верхней части спектра получается немонотонным, так что максимальное значение заселенности реализуется в некоторой точке  $x = x_m < H$  (рис. 2).

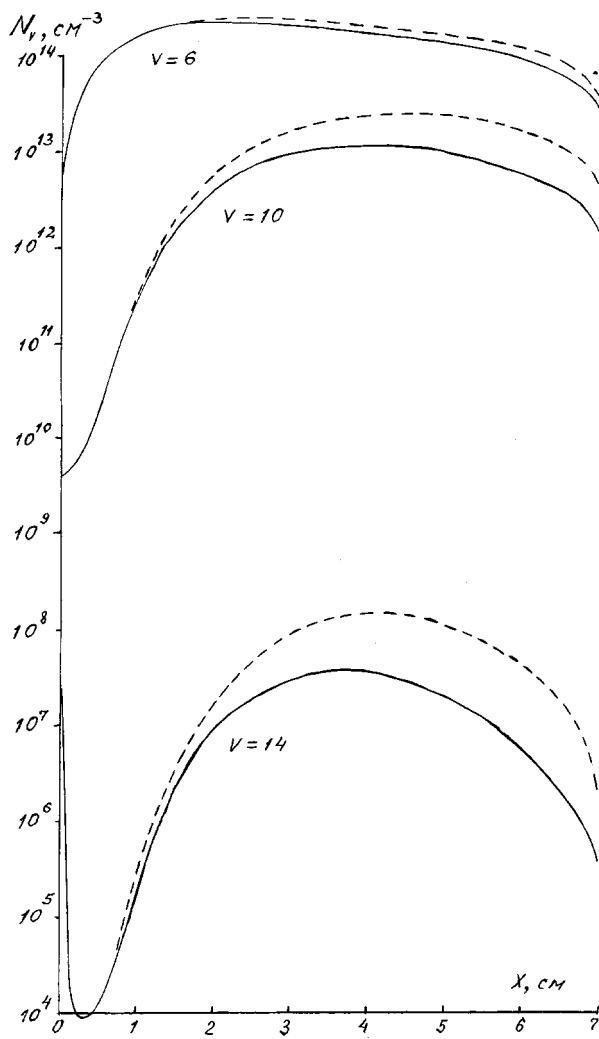
Колебательная функция распределения молекул  $H_2$  в секции II определялась из решения следующей системы уравнений:

$$\frac{d(N_v \cdot V)}{dx} = I_v^{(vv)} \{N_v\} + I_{vM}^{vt} \{N_v\} + \frac{1}{\tau} \left[ \sum_{v' > v} N_{v'} w_{v'v} - N_v \sum_{v' < v} w_{vv'} \right], \quad (3)$$

$$(v, v' = 0, 1, 2, \dots, 14)$$

где  $V(x) = V_s p_s / p(x)$  — средняя по сечению скорость течения газа в канале.

Слагаемые в правой части (3) описывают  $v-v$  и  $v-t$  обмен с молекулами  $H_2$  и колебательную релаксацию молекул  $H_2$  на стенках:  $\tau \approx I^2 / D_{sd}$  — среднее время дрейфа молекул  $H_2$  между электродами.  $D_{sd}$  — коэффициент самодиффузии молекул  $H_2$  [11, с. 375],  $w_{vv'}$  — вероятность колебательного девозбуждения на стенке. В



**Рис. 2.** Изменение абсолютных заселенностей колебательных уровней молекул  $\text{H}_2$  по длине канала в секции II. Сплошные линии — расчет с учетом колебательной релаксации на стенках. Штрихи — расчет без учета колебательной релаксации на стенках.

качестве начальных условий к уравнениям (3) используются заселенности  $N_v(0)$  в разряде. Предполагается, что  $\text{Cs}$  вымораживается на холодных стенках и не влияет на колебательную релаксацию  $\text{H}_2$  в секции II.

5. Результаты расчетов изображены на рис. 1, б и 2. На рис. 1, б представлены нормированные на единицу функции  $f_v(H)$  в истекающей из канала струе и  $f_v(x_m)$ , соответствующая максимальной накачке уровня  $v^* = 10$  внутри канала. Штрихами показана функция распределения на срезе ( $x = H$ ), рассчитанная без учета колебательного девозбуждения молекул  $\text{H}_2$  на стенках канала. На рис. 2 приведены абсолютные заселенности  $N_v(x)$  ряда колебательных уровней в верхней части спектра. Сплошные и штриховые кривые на рис. 2 рассчитаны соответственно с учетом и без учета колебательного девозбуждения молекул  $\text{H}_2$  на стенках. Из рис. 1, б видно, что в процессе дрейфа в канале в определенной части колебательного спектра ( $v = 8-11$ ) происходит весьма сильное увеличение заселенностей колебательно-возбужденных состояний. В значительной степени это относится и к тем колебательным уровням, колебательная накачка которых существенна для генерации ионов  $\text{H}^-$  за счет диссоциативного прилипания. Это иллюстрируется рис. 1, б, где отложена величина  $\gamma_v(T_e) = K_v(T_e) \cdot f_v(H) / \sum_v K_v(T_e) \times f_v(H)$ , представляющая собой нормированную на единицу вероятность образования иона  $\text{H}^-$  вследствие прилипания электрона к молекуле  $\text{H}_2$ , возбужденной на уровень  $v$  [12]. Поскольку при инъекции молекул в камеру большого объема время колебательной релаксации существенно увеличивается, рассмотренный способ формирования колебательных функций распределения молекул  $\text{H}_2$  может быть перспективным для двухкамерных источников ионов  $\text{H}^-$ . В таких источниках процессы колебательной накачки  $\text{H}_2$  и процессы генерации  $\text{H}^-$  за счет диссоциативного прилипания электронов к колебательно-возбужденным молекулам разделены в пространстве.

Работа выполнена при поддержке гранта INTAS (грант № 94-316) и гранта Международного научного фонда и Российского правительства (грант № NTZ000).

## Список литературы

- [1] *Bacal M., Skinner D.A.* // Comments At. Mol. Phys. 1990. V. 23. N 6. P. 283–289.
- [2] *Бакшт Ф.Г., Иванов В.Г.* // ЖТФ. Т. 62. В. 2. С. 195–199.
- [3] *Бакшт Ф.Г., Дюзев Г.А., Елизаров Л.И., Иванов В.Г., Никитин А.Г., Школьник С.М.* // Письма в ЖТФ. 1993. Т. 19. В. 22. С. 39–43.
- [4] *Бакшт Ф.Г., Иванов В.Г., Никитин А.Г., Школьник С.М.* // Письма в ЖТФ. 1994. Т. 20. В. 22. С. 83–87.
- [5] *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 2. P. 88–98.
- [6] *Бакшт Ф.Г., Иванов В.Г.* // ЖТФ. 1996. Т. 66. В. 9. С. 59–63.
- [7] *Hiskes J.R., Karo A.M.* // J. Appl. Phys. 1984. V. 56. N 7. P. 1927–1938.
- [8] *Неравновесная колебательная кинетика* / Под ред. М. Капителли. М.: Мир, 1989. 391 с.
- [9] *Дэшман С.* Научные основы вакуумной техники. М.: Мир, 1964. 714 с.
- [10] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Гидродинамика. М.: Наука, 1986.
- [11] *Физические величины* / Под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова. М.: Энергоиздат, 1991. 1230 с.
- [12] *Wadehra J.M.* // Phys. Rev. A. 1984. V. 29. N 1. P. 106–110.