

СКОРОСТЬ ИОНИЗАЦИИ—РЕКОМБИНАЦИИ В НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ВОДОРОДНОЙ ПЛАЗМЕ, СОДЕРЖАЩЕЙ ОТРИЦАТЕЛЬНЫЕ ИОНЫ

Н. И. Алексеев, Ф. Г. Бахит, В. Г. Иванов

Рассматривается скорость ионизации—рекомбинации в низкотемпературной водородной плазме, содержащей отрицательные ионы H^- . Определяется скорость взаимной нейтрализации H^+ и H^- . Показывается, что при увеличении концентрации и температуры электронов скорость взаимной нейтрализации H^+ и H^- существенно уменьшается вследствие быстрой ионизации возбужденного атома водорода, образующегося в процессе нейтрализации.

1. Расчету скорости ионизации—рекомбинации Γ в низкотемпературной водородной плазме посвящен ряд теоретических работ, обзор которых приведен в [1]. Несмотря на определенные отличия в выборе сечений столкновительных переходов и количестве учтенных возбужденных состояний, результаты различных работ достаточно близки друг к другу. Во всех перечисленных работах предполагалось, что водородная плазма состоит только из нейтральных атомов H , положительных ионов H^+ и электронов. В выполненных работах величина Γ определялась только для предельных случаев оптически прозрачной или оптически бесконечно плотной в серии Лаймана плазмы. В практических применениях, однако, представляет интерес как плазма промежуточной оптической толщины, так и плазма, содержащая отрицательные ионы H^- , широко используется в ионных источниках.

Как эксперимент [2, 3], так и теория [4, 5] приводят к весьма большим значениям коэффициента α_{\pm} взаимной нейтрализации положительных и отрицательных ионов водорода. Это может значительно увеличить скорость рекомбинации водородной плазмы даже при относительно весьма небольшой концентрации ионов H^- . Существенным моментом здесь является то, что константа скорости взаимной нейтрализации α_{\pm} определяет скорость исчезновения положительных и отрицательных ионов лишь в отсутствие свободных электронов, например в пересекающихся пучках H^+ и H^- . Известно, что в процессе взаимной нейтрализации H^+ и H^- один из атомов водорода образуется в возбужденном состоянии [4, 5]. Поэтому в плазме при достаточно большой концентрации n_e и температуре T_e свободных электронов образующийся в процессе нейтрализации возбужденный атом водорода может быстро ионизоваться. В результате взаимная нейтрализация H^+ и H^- в ряде случаев будет приводить лишь к исчезновению ионов H^- и будет слабо влиять на концентрацию всей водородной плазмы, основными компонентами которой, как правило, являются положительные ионы H^+ и электроны.

В настоящей работе теоретически рассматриваются особенности кинетики ступенчатой ионизации—рекомбинации в водородной плазме, содержащей ионы H^- . Определяется зависимость коэффициентов ионизации и рекомбинации от оптической толщины плазмы.

2. Заселенности возбужденных состояний атома водорода определяются из системы уравнений баланса

$$\begin{aligned}
n_e \sum_{n=1}^{n_m} N_k w_{kn} \left[1 - \frac{g_k}{g_n} \frac{N_n}{N_k} e^{-\frac{E_k - E_n}{T_e}} \right] + N_k \sum_{n < k} A_{kn}^* - \sum_{n > k} N_n A_{nk}^* + \\
+ n_e N_k w_{k_{ion}} \left[1 - \frac{n_e N_{H^+} N_k (T_e)}{n_e (T_e) N_{H^+} (T_e) N_k} \right] - \beta_k n_e N_{H^+} - \\
- N_{H^-} N_{H^+} \sum \alpha_k^{(-)} \left[1 - \frac{g_i^- g_i^+}{g_i^- g_i^+} \frac{N_i^- N_k}{N_{H^-} N_{H^+}} e^{-\frac{E_{ion} - E_k - \chi_e}{T}} \right] = 0. \quad (1)
\end{aligned}$$

Здесь N_k — заселенность основного ($k=1$) и возбужденных ($k=2, 3, \dots, n_m$) состояний; g_k, E_k — соответствующие статистические веса и энергии возбуждения, отсчитанные от основного состояния,

$$N_k(T_e) = N_1 \frac{g_k}{g_1} \exp(-E_k/T_e),$$

A_{kn}^* — эффективные вероятности спонтанного излучения; $A_{kn}^* = W_{kn}^* A_{kn}$, где A_{kn} — коэффициент Эйнштейна,

$$W_{kn}^* = 2 \int S_{kn}(\omega) d\omega / \hbar \omega_{kn} A_{kn} N_k L$$

— вероятность выхода фотона из плазмы; $S_{kn}(\omega)$ — поток энергии, выносимой в линии из плоского слоя плазмы толщины L с учетом реабсорбции. Первые пять слагаемых в (1) учитывают удары первого и второго рода, спонтанное излучение, столкновительную ионизацию — рекомбинацию, радиационную рекомбинацию (подробнее см. [6, с. 133]). Последнее слагаемое в (1) учитывает взаимную нейтрализацию H^+ и H^- и обратные процессы, вероятность которых определяется по принципу детального равновесия. Здесь $\alpha_k^{(-)}$ — константы скорости заселения возбужденных состояний при нейтрализации H^+ и H^- ($\sum_k \alpha_k^{(-)} = \alpha_r^{(-)}$); $g_i^- = g_i^+ = 1$ — статистические веса H^- и H^+ ; $\chi_e = 0.754$ эВ — энергия связи электрона в H^- ; N_{H^+} и N_{H^-} — концентрации H^+ и H^- ; T — температура газа; E_{ion} — энергия ионизации атома водорода; $n_e(T_e)$ и $N_{H^+}(T_e)$ — соответствующие равновесные концентрации при температуре T_e электронов. В расчетах учитывалась реабсорбция излучения в серии Лаймана. Учитывалось уширение линии заряженными частицами.¹ Форма линии рассчитывалась в соответствии с [8, с. 517].

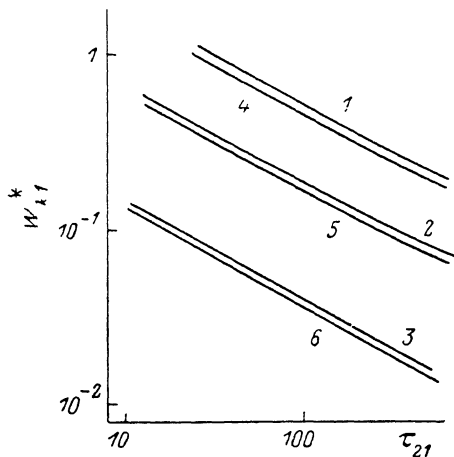


Рис. 1. Зависимость вероятности выхода фотона W_{k1}^* от оптической толщины плазмы для различных линий серии Лаймана.

$n_e = 10^{16}$ см⁻³: 1 — W_{41}^* , 2 — W_{31}^* , 3 — W_{21}^* ;
 $n_e = 10^{13}$ см⁻³: 4 — W_{41}^* , 5 — W_{31}^* , 6 — W_{21}^* .

Ниже рассматриваются условия, когда ионы H^- не вносят вклада в квазинейтральность, и полагается $n_e \approx N_{H^+} \gg N_{H^-}$. На рис. 1 приведены определенные таким образом величины W_{k1}^* как функции оптической толщины τ_{21} , соответствующей переходу $1s-2p$. Параметром на кривых является концентрация n_e электронов (при заданном τ_{21} различными n_e , естественно, соответствуют различные значения LN_1). Видно, что W_{k1}^* практически зависят только от τ_{21} и слабо зависят от n_e и LN_1 в отдельности.

¹ Уширение линии нейтральными атомами вследствие резонансной передачи возбуждения $\gamma_N \sim (q^2/m\omega) f N_1$ [2, с. 308]. При $N_1 = 10^{16}$ см⁻³ для перехода $1s-2p$ ($f=0.416$) уширение нейтральными атомами водорода начинает сказываться лишь при концентрации электронов $n_e \sim 10^{10}$ см⁻³.

В соответствии с [4] считалось, что при взаимной нейтрализации H^+ и H^- заселяется только состояние $n=3$ атома водорода. Величина $\alpha_3^{(-)}$ полагалась равной $\alpha_3^{(-)} = 3.9 \cdot 10^{-7} \text{ см}^3/\text{с}$ при $T = 300 \text{ K}$ [9]. Температурная зависимость $\alpha_3^{(-)} \sim T^{-1/2}$ принималась в соответствии с [10, с. 140].

При расчете величин Γ и N_k спектр атома H разбивался на дискретные уровни ($k=1, 2, 3, 4$) и квазинепрерывный спектр, соответствующий энергии возбуждения атомного электрона $\xi \geq E_4$. Вероятность ионизации $w_{4 \text{ ion}}$ определялась в соответствии с [11] как

$$w_{4 \text{ ion}} = \frac{g_i^+}{g_4} \frac{32\pi^3}{9h^3} \frac{q^{10} m \Lambda}{T_e^3 \psi(\Delta E/T_e)} e^{-\Delta E/T_e}, \quad (2)$$

где

$$\Delta E = E_{\text{ion}} - E_4,$$

$$\psi(x) = \text{erf} \sqrt{x} - 2 \sqrt{\frac{x}{\pi}} e^{-x} - \frac{4}{3\sqrt{\pi}} x^{3/2} e^{-x}. \quad (3)$$

3. Система уравнений (1) линейна относительно неизвестных N_2, N_3, \dots, N_{n_m} . Она решается при известных значениях заселенности основного состояния N_1 и известных концентрациях N_{H^+}, N_{H^-}, n_e . Соответствующие свободные члены определяют заселение данного уровня электронным ударом из основного состояния путем трехчастичной (столкновительной) и радиационной рекомбинации, а также вследствие процесса взаимной нейтрализации H^+ и H^- . Решение системы (1) можно представить в виде суммы $N_k = N_k^{(i)} + N_k^{(r)}$. Решение $N_k^{(i)}$ соответствует занулению всех рекомбинационных членов (режим чистой ионизации). Решение $N_k^{(r)}$ соответствует занулению заселенности основного состояния ($N_1=0$) — режим чистой рекомбинации.

4. Рассмотрим вначале рекомбинационный режим. Положив в (1) $N_1=0$, получим $N_k = N_k^{(ei)} + N_k^{(\pm)}$. Здесь $N_k^{(ei)}$ — заселенность k -го возбужденного уровня в режиме электрон-ионной рекомбинации, т. е. при $N_{H^-}=0$, а $N_k^{(\pm)}$ — заселенность, соответствующая процессу взаимной нейтрализации H^+ и H^- . $N_k^{(\pm)}$ получается из (1), если в рекомбинационном режиме, т. е. при $N_1=0$, занулить члены, содержащие $n_e^2 N_{H^+}$ и $n_e N_{H^+}$. Если полученные таким образом величины N_k подставить в (1) и определить результирующее число переходов Γ с дискретных уровней в континуум, то получим

$$\Gamma \equiv \Gamma_r = -[\alpha_r n_e^2 + \alpha_2^{(-)} \Psi_r(n_e, T_e) N_{H^+} N_{H^-}]. \quad (4)$$

Здесь α_r — обычный коэффициент ударно-радиационной электрон-ионной рекомбинации; $\alpha_2^{(-)} \approx \alpha_3^{(-)}$ — константа скорости взаимной нейтрализации H^+ и H^- ; $\Psi_r(n_e, T_e)$ — некоторая функция электронной концентрации и температуры. Как уже отмечалось, $\Psi_r < 1$, так как не все элементарные акты взаимной нейтрализации приводят к исчезновению положительных ионов H^+ . Так как величина коэффициента рекомбинации для водородной плазмы хорошо известна [1, 2, 12], то для удобства сравнения результатов, полученных в настоящей и предыдущих работах, константы скоростей столкновительных и радиационных переходов w_{kn}, w_{kion} и A_{kn} выбирались так же, как и в [12]. Отметим, что, несмотря на некоторые различия в принятых моделях, результаты расчета коэффициента рекомбинации α_r в обеих моделях достаточно близки. Это иллюстрирует рис. 2, где приведено сравнение коэффициентов ударной рекомби-

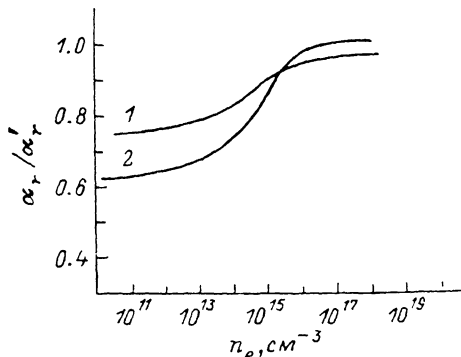


Рис. 2. Отношение коэффициента трехчастичной рекомбинации α_r/n_e для оптически прозрачной плазмы по данным настоящей работы к результатам [12] (α_r/n_e). $T_e=8000$ (1) и $16\ 000$ K (2).

нации α_r при достаточно больших n_e , когда радиационные переходы не сказываются на скорости рекомбинации.

Зависимости Ψ_r от n_e при различных T_e и различных оптических толщинах τ_{21} приведены на рис. 3. Видно, что при увеличении электронной температуры и концентрации n_e эффективный коэффициент рекомбинации положительных ионов водорода с отрицательными оказывается заметно меньше $\alpha_r^{(-)}$. Как нетрудно показать из рассмотрения системы (1), при больших n_e , когда оптические переходы и радиационная рекомбинация несут незначительный вклад, Ψ_r зависит только от T_e . Поэтому при $n_e \rightarrow \infty$ все значения Ψ_r выходят на соответствующие асимптоты $\Psi_r(\infty, T_e)$. Величина $\Psi_r(\infty, T_e)$ приведена на рис. 4. Здесь же показана зависимость $\Psi_r(\infty, T_e)$, получающаяся в диффузионном приближении [13] в предположении бесконечно глубокого рекомбинационного стока.

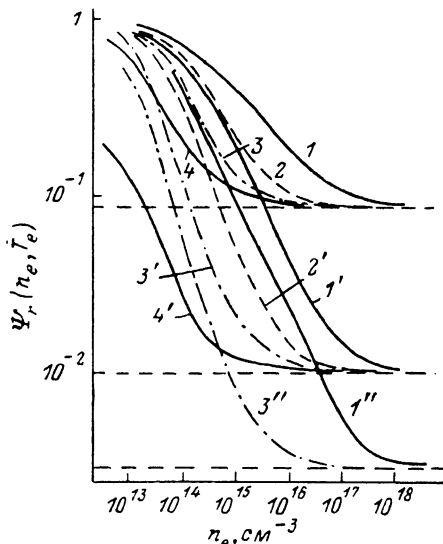


Рис. 3. Зависимость Ψ_r от концентрации электронов n_e .

T_e , К: 1, 2, 3, 4 — 8000; 1', 2', 3', 4' — 16 000; 1'', 3'' — 32 000; τ_{21} : 1, 1' — 0; 2, 2' — 100; 3, 3', 3'' — 10³; 4, 4' — ∞ .

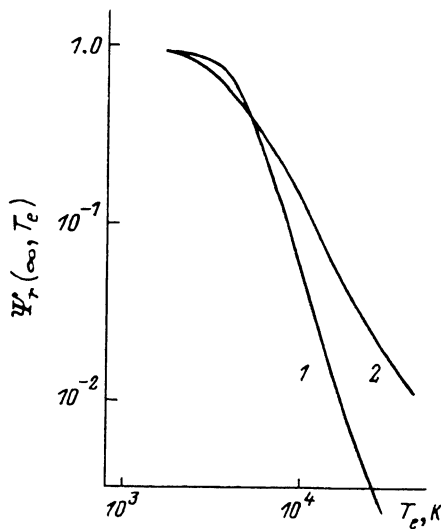


Рис. 4. Зависимость Ψ_r от T_e при трехчастичной рекомбинации.

1 — результаты настоящей работы, 2 — расчет в диффузионном приближении.

При этом предполагалось, что в результате взаимной нейтрализации H^+ и H^- электрон туннелирует с уровня энергии электронного сродства в H^- с образованием возбужденного атома водорода с энергией $\epsilon = E_{ion} - \chi_e$. В этом случае, как можно показать (см. выражения (20) и (21) в [11]), $\Psi_r(\infty, T_e) = \Psi(\chi_e/T_e)$. Как видно из рис. 4, несмотря на существенные различия между моделями, в области низких T_e (именно там и применимо диффузионное приближение — см. [1, 14]) результаты, получающиеся в обеих моделях, тем не менее практически совпадают. Остановимся попутно на влиянии излучательных переходов на скорость рекомбинации в водородной плазме. Коэффициенты рекомбинации α_r в оптически прозрачной ($\tau_{21}=0$) и оптически бесконечно плотной ($\tau_{21}=\infty$) в серии Лаймана плазме рассчитаны в [12]. Для промежуточных значений оптической толщины τ_{21} на рис. 5 приведены зависимости коэффициента рекомбинации α_r от оптической толщины τ_{21} .

5. Остановимся теперь на роли, которую играют ионы H^- в процессе ионизации—рекомбинации в стационарной водородной плазме. Рассмотрим, например, низкотемпературную плазму атомарного водорода с концентрацией нейтральных атомов $N_1=10^{16} \text{ см}^{-3}$ и с линейными размерами $L=1 \text{ см}$. Предполагая, что электрическое поле в плазме $\sim 1 \text{ В/см}$, и используя известные значения сечения перезарядки ионов H^- в нейтральном водороде (см. [10, с. 97]), получаем, что длина L_r^- рекомбинации отрицательного иона при концентрации плазмы

$n_e \approx N_{H^+} = 10^{13} \text{ см}^{-3}$ по порядку величины равна $L_T^- \sim u_i E_i \alpha_r^- N_{H^+} \leq 10^{-1} \text{ см} \ll L$. Таким образом, в достаточно плотной плазме ($N_{H^+} \geq 10^{13} \text{ см}^{-3}$) отрицательные ионы должны находиться в состоянии ионизационно-рекомбинационного равновесия, даже если учитывать только один механизм гибели ионов H^- — их взаимную нейтрализацию с ионами H^+ . Условие ионизационно-рекомбинационного равновесия имеет вид

$$-N_{H^+} N_{H^-} \alpha_3^- \left[1 - \frac{N_1 N_3}{N_{H^+} N_{H^-}} \frac{g_i^- g_i^+}{g_1 g_3} \exp\left(-\frac{E_{\text{ion}} - E_3 - \chi_e}{T}\right) \right] - PN_{H^-} n_e + \tilde{P} N_1 n_e^2 - K_a N_{H^-} N_1 = 0, \quad (5)$$

где P — константа процесса отрыва электрона в H^- свободным электроном, а K_a — константа ассоциативного отрыва. Сечение первого процесса принято в соответствии с [16, с. 559]. K_a полагалась равной $K_a = 1.9 \cdot 10^{-9} \text{ см}^3/\text{с}$ при $T = 300 \text{ К}$ [16, с. 569]. Температурная зависимость $K_a(T)$ принималась в виде $K_a \sim T^{-1/2}$ [10]. Величины P и \tilde{P} связаны принципом детального равновесия

$$\tilde{P} = P \frac{g_i^-}{2g_1} \left(\frac{2\pi\mu T_e}{h^2} \right)^{-3/2} e^{-\frac{\chi_e}{T_e}}.$$

Оценки показывают, что отрыв электрона от H^- при столкновении со свободным электроном становится заметным при $T_e \geq 1 \text{ эВ}$, а процесс ассоциативного отрыва с образованием молекулы H_2 и свободного электрона — при степенях ионизации $\leq 10^{-2}$. В условиях, когда последние три слагаемых в (5) несущественны, взаимная нейтрализация H^+ и H^- уравнивается детально обратным процессом. В этом случае ионы H^- не влияют на кинетику ионизации — рекомбинации и можно ввести коэффициент ионизации S_i , определяемый соотношением

$$\Gamma \equiv \Gamma_i = S_i n_e N_1,$$

где Γ_i — полное число атомов, ионизующихся в единицу времени, т. е. полное число переходов с дискретных уровней в континуум, вычисленное при зануленных рекомбинационных членах в (1), т. е. при $n_e^2 N_{H^+} = 0$ и $n_e N_{H^+} = 0$. Определенное таким образом значение S_i зависит лишь от n_e и T_e . Естественно, что коэффициент ионизации $S_i(n_e, T_e)$ можно ввести также при $N_{H^-} = 0$ и при достаточно малой температуре T тяжелой компоненты, когда скорость образования отрицательных ионов пренебрежимо мала. Кривые 1—3 на рис. 6, а, б показывают зависимость S_i от оптической толщины плазмы в этих условиях при различных концентрациях электронов $n_e = 10^{13}, 10^{14}, 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и двух значениях электронной температуры $T_e = 8000$ (а), 16 000 К (б), которая полагалась равной температуре T нейтралов, так как в сильноточных разрядах в водороде длина L_T релаксации температуры [15], как правило, достаточно мала.

Условие ионизационно-рекомбинационного равновесия для ионов H^- позволяет определить концентрацию N_{H^-} . При сделанных выше предположениях (см. п. 2) N_{H^-} определяется через заселенности N_1 и N_3 из (5). Результаты расчета при $N_1 = 10^{16} \text{ см}^{-3}$ изображены на рис. 7. Значения параметров выбраны применительно к приэлектродным слоям сильноточных дуговых разрядов в водороде, в частности применительно к водородным дуговым полым катодам. Концентрация N_{H^-} отложена как функция концентрации n_e электронов. Температура T_e в расчете положена равной температуре T тяжелой компоненты. Кривые I—III изображают результаты расчета с учетом реабсорбции излучения для

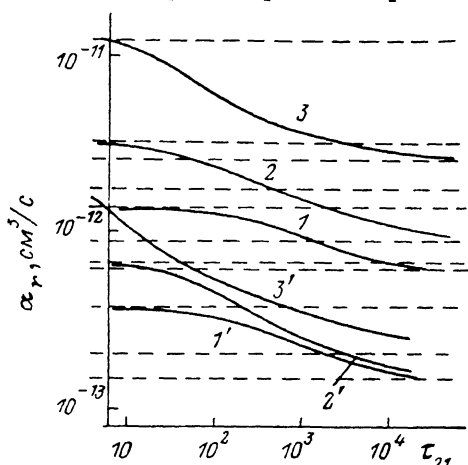


Рис. 5. Зависимость коэффициента рекомбинации от оптической толщины плазмы.

$T_e, \text{ К}$: 1, 2, 3 — 8000; 1', 2', 3' — 16 000; n_e (см^{-3}): 1, 1' — 10^{13} ; 2, 2' — 10^{14} ; 3, 3' — 10^{15} .

слоя плазмы толщины $L=1$ см. Штриховые кривые соответствуют расчету для случаев оптически прозрачной и оптически плотной плазмы. Кривые 1—3 получены без учета процессов отрыва электрона от иона H^- при столкновении

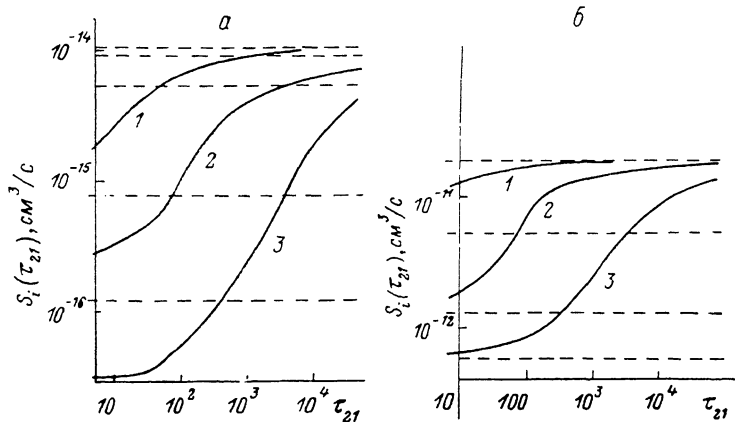


Рис. 6. Зависимость коэффициента ионизации от оптической толщины плазмы.

Штриховые линии — предельные значения S_i для оптически прозрачной и оптически плотной плазмы.

со свободным электроном или в результате ассоциативного отрыва, а также прилипания свободного электрона к атому H . Эти кривые иллюстрируют вклад данных процессов в величину N_{H^-} .

При больших n_e кривые I—III располагаются выше 1—3 соответственно вследствие образования ионов H^- за счет прилипания. В пределе больших n_e результаты расчетов, выполненных с учетом реабсорбции излучения и в случаях оптически прозрачной и оптически плотной плазмы, естественно, совпадают. При малых n_e ($n_e \approx N_{H^+} \leq 10^{13} \text{ см}^{-3}$) концентрация отрицательных ионов N_{H^-} , как легко видеть из (5), определяется соотношением

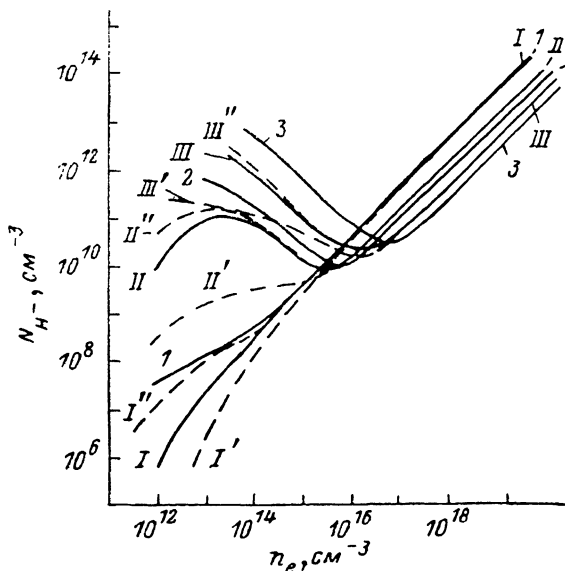


Рис. 7. Зависимость концентрации ионов H^- от концентрации электронов.

T_e, K : I, I', I'', 1 — 8000; II, II', II'', 2 — 16 000; III, III', III'', 3 — 32 000. I, II, III — результат решения уравнения (5); I', II', III'' — то же в пределе оптически прозрачной плазмы; I'', II'', III'' — то же в пределе оптически бесконечно плотной в серии Лаймана плазмы; 1, 2, 3 — результат решения уравнения (5) в пренебрежении последними тремя слагаемыми.

$$N_{H^-} K_a = \alpha_3^{-1} N_3 (g_i^+ g_i^- / g_1 g_3) \exp\left(-\frac{E_{ion} - E_3 - \gamma_e}{T}\right)$$

(кривые I, II на рис. 7). Заселенность N_3 в этой ситуации соответствует условиям, когда электронное возбуждение атома водорода уравнивается излучательным девозбуждением и гибелью возбужденных атомов с образованием отрицательных ионов H^- . Тогда N_3 , а вместе с ней и N_{H^-} уменьшаются пропорционально n_e . Естественно, что в данной области значений n_e , когда рекомбинационное значение уровней еще малосущественно и в плазме преобладает ионизация, увеличение T_e приводит к увеличению заселенностей возбужденных состояний, а следовательно, и концентрации N_{H^-} .

6. Резюмируя содержание работы, отметим следующее. Вследствие больших констант взаимной нейтрализации положительных и отрицательных ионов водорода, даже небольшие добавки ионов H^+ , вообще говоря, могут приводить к существенному увеличению скорости рекомбинации в распадающейся водородной плазме. Однако в области достаточно больших электронных температур и концентраций (рис. 3) эффективная константа рекомбинации положительных ионов с отрицательными может весьма существенно уменьшаться вследствие быстрой ионизации в плазме возбужденного атома водорода, образующегося в процессе нейтрализации.

В стационарной водородной плазме при достаточно большой концентрации N_{H^+} отрицательные ионы водорода находятся в состоянии ионизационно-рекомбинационного равновесия.

Как было показано в п. 5, при параметрах плазмы, характерных для приэлектродного слоя сильноточного разряда в атомарном водороде, концентрация ионов H^+ может достигать значительной величины.

Например, при $n_e \sim 10^{12} \div 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $N_1 \sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и $T_e \geq 1.5 \text{ эВ}$ расчетная концентрация $N_{H^+} \sim 10^{11} \div 10^{12} \text{ см}^{-3}$.

Авторы глубоко благодарны Л. Е. Елизарову, А. Б. Рыбакову, Б. М. Смирнову и В. Г. Юрьеву за интерес к работе и плодотворные обсуждения.

Литература

- [1] Биберман Л. М., Воробьев В. С., Якубов И. Т. Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы. М.: Наука, 1982.
- [2] Gaily T. D., Harrison M. F. A. J. Phys. B., 1970, v. 3, N 22, p. L25—L27.
- [3] Moslley J. T., Aberth W. H., Peterson J. R. Phys. Rev. Lett., 1970, v. 24, N 9, p. 435—439.
- [4] Bates D. R., Levis J. T. Proc. Phys. Soc. A., 1955, v. 68, N 423A, p. 173—180.
- [5] Радциг А. А., Смирнов Б. М. ЖЭТФ, 1971, т. 60, № 2, с. 521—526.
- [6] Термоэмиссионные преобразователи и низкотемпературная плазма // Под ред. Мойжеса Б. Я. и Пикуса Г. Е. М.: Наука, 1973. 480 с.
- [7] Вайнштейн Л. А., Собельман И. И., Юков Е. А. Возбуждение атомов и уширение спектральных линий. М.: Наука, 1978. 320 с.
- [8] Собельман И. И. Введение в теорию атомных спектров. М.: Физматгиз, 1963. 640 с.
- [9] Peterson J. R., Aberth W. H., Moslley J. T. Phys. Rev. A., 1971, v. 3N5, p. 1651—1657.
- [10] Смирнов Б. М. Отрицательные ионы. М.: Атомиздат, 1978. 174 с.
- [11] Бахит Ф. Г., Иванов В. Г. ЖТФ, 1978, т. 48, № 4, с. 688—699.
- [12] Johnson L. C., Hinnov E. JASRT, 1973, v. 13, N 4, p. 333—358.
- [13] Гуревич А. В., Потаевский Л. П. ЖЭТФ, 1964, т. 46, № 4, с. 1281—1287.
- [14] Мнацаканян А. Х., Найдис Г. В. Ионизация атомов и рекомбинация атомарных ионов и электронов в неравновесной атомно-молекулярной плазме. М., 1979. 29 с.
- [15] Бахит Ф. Г., Юрьев В. Г. ЖТФ, 1979, т. 49, № 5, с. 915—944.
- [16] Мессис Г. С. У. Отрицательные ионы. М.: Мир, 1979.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Поступило в Редакцию
13 марта 1987 г.

* При температуре нейтралов $T \geq 8000 \text{ К}$ расчетная концентрация N_{H^+} слабо зависит от T (например, при уменьшении T от 16000 до 8000 К концентрация N_{H^+} уменьшается всего в 1.7 раза).