

УДК 539.186.2.01

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОНСТАНТ СКОРОСТИ ПЕРЕМЕШИВАНИЯ
ЗАСЕЛЕННОСТИ УРОВНЕЙ ГЕЛИЯ МЕДЛЕННЫМИ ЭЛЕКТРОНАМИ

Ю. А. Пиотровский и Ю. А. Толмачев

Экспериментально показано, что в разреженной плазме при возбуждении атомов гелия электронным пучком заселенности уровней нелинейно зависят от тока. Показано, что основной причиной нелинейности для уровней с $n=3$ является перемешивание заселенностей состояний с одинаковым главным квантовым числом. Эффективные константы имеют величину порядка $10^{-6} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$.

Изучение свечения разреженного газа, возбуждаемого электронным пучком, является одним из наиболее распространенных методов измерения атомных констант — сечений электронного возбуждения и времен жизни различных состояний. Традиционно было принято считать, что в этих условиях реализуется одна из наиболее простых схем процессов возбуждения и дезактивации уровней: заселение происходит вследствие прямого электронного удара, а разрушение — путем спонтанного излучения или пролета долгоживущих частиц к стенкам. Вместе с тем опыт последних двух десятилетий показал, что для правильного описания зависимости заселенностей и эффективных времен жизни уровней от условий измерения (в частности, давления газа и энергии электронов) необходимо учесть целую серию процессов, называемых вторичными. Было показано, что большую роль при этом играют неупругие столкновения атомных частиц и возможно даже возникновение в плазме сложных ионно-молекулярных образований [1].

Вместе с тем при возбуждении атомов и особенно при их ионизации в исследуемом объеме образуются в большом количестве медленные электроны. Эффективные сечения взаимодействия таких электронов с возбужденными атомами могут достигать $10^{-13} - 10^{-12} \text{ см}^2$ [2-4]. Следовательно, уже при концентрации медленных электронов 10^{10} см^{-3} вероятность их столкновений с атомами становится сравнимой с вероятностью радиационных переходов. Корректный учет роли подобных процессов возможен только в том случае, когда известны эффективные сечения одновременно для большого числа состояний. При этом, как показывают оценки, наибольшую величину имеют сечения столкновений, при которых потенциальная энергия возбуждения атомной частицы меняется незначительно. Теоретические расчеты таких сечений обладают малой надежностью, а экспериментальные данные носят случайный и разрозненный характер.

Наша работа посвящена измерению констант скорости неупругих столкновений возбужденных атомов гелия с тепловыми электронами. С этой целью исследовалась зависимость заселенности возбужденных уровней гелия от силы разрядного тока в коаксиальной электронной пушке при малых давлениях. Электронная пушка представляет собой систему, аналогичную описанному в [5] «инвертрону». Она имеет цилиндрический катод, длина которого намного превосходит диаметр. Изнутри поверхность цилиндра покрыта активным оксидным слоем, торцы цилиндра открыты. Внутри катода коаксиально с ним помещен сетчатый анод, пропускающий большую часть электронного потока, идущего

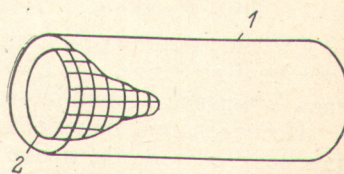


Рис. 1. Схема устройства коаксиальной электронной пушки.

1 — катод, 2 — анод.

щего от катода (рис. 1), торцы анода закрыты дисками с небольшими отверстиями для вывода излучения. Эмиттированные катодом электроны ускоряются в промежутке катод—анод и проникают внутрь анода. Если энергия электронов превосходит потенциал ионизации газа, то внутри анода образуется квазинейтральная плазма. При низком давлении быстрые электроны двигаются в ней практически без столкновений и фокусируются вблизи оси цилиндров. Очевидно, что распределение потенциала пространства в пушке таково, что по отношению к медленным электронам она представляет собой ловушку, выход электронов из которой происходит в основном за счет соударений с элементами конструкции анода. В нашем случае анод представлял собой пять молибденовых стержней, расположенных через 72° по окружности радиусом 10 мм. Катод имел диаметр 16 мм и длину 30 мм. Снаружи катода находился подогреватель, конструкция которого выбрана так, чтобы не создавать магнитного поля внутри пушки. Система позволяла получить ток до 10 А в стационарном режиме и до

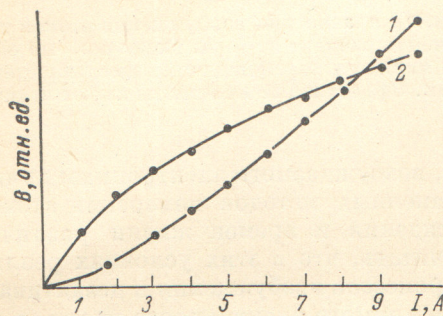


Рис. 2. Зависимость яркости линий гелия от силы тока.

1 — $\lambda=587.6$ нм, переход 2^3P-3^3D ; 2 — $\lambda=501.6$ нм, переход 2^1S-3^1P . Условия измерений: $p=5 \cdot 10^{-2}$ мм рт. ст., $U=100$ В.

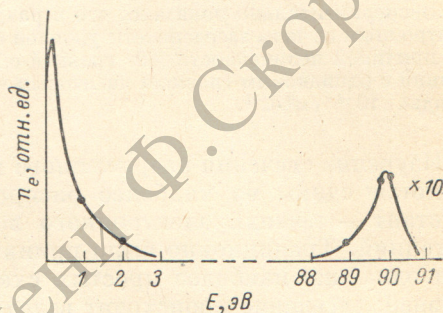


Рис. 3. Функция распределения электронов по энергиям в коаксиальной электронной пушке. Условия измерений: $p=0.1$ мм рт. ст., $U=100$ В, $J=0.5$ А.

50 А в импульсном при длительности импульса 70 мкс. Время установления тока составляет 10 мкс при $U=100$ В; таким образом, исследуемая плазма находилась в квазистационарном режиме.

Исследование изменения яркости линий гелия от силы тока показало, что для всех состояний, кроме n^3S и n^3D , наблюдается сильное отступление зависимости заселенности от линейной (рис. 2) даже при $p_{\text{вс}} \leq 10^{-1}$ тор. Оценка вероятности неупругих столкновений с нормальными атомами и ионами показывает, что подобные процессы в наших условиях не могут сколько-нибудь существенно сказаться на заселенности уровней. Измерение реабсорбции излучения на исследованных линиях, выполненное методом зеркала за трубкой [6], показало, что обусловленные ею отклонения от линейности не превышают нескольких процентов. Таким образом, наиболее вероятной причиной нелинейной зависимости заселенности уровней от тока являются неупругие столкновения с электронами.

Измерения электронных параметров плазмы в коаксиальной пушке с помощью зондового метода показали [7], что функция распределения электронов по энергиям состоит из двух частей — группы быстрых электронов с энергией, определяемой ускоряющей разностью потенциалов, и группы медленных электронов со средней энергией порядка 0.1 эВ. Концентрация медленных электронов на один-два порядка превосходит концентрацию быстрых (рис. 3). При таком виде функции распределения первичное возбуждение происходит в результате столкновений нормальных атомов с быстрыми электронами. Перемещение заселенности близких по энергии уровней осуществляется за счет неупругих столкновений с медленными электронами.

Уравнение баланса заселенностей с учетом как прямых, так и обратных процессов можно записать в следующем виде:

$$N_k A_k + \sum_{i \neq k} N_i n_e \langle \sigma_{ik} v_e \rangle - \sum_{i \neq k} N_i n_e \langle \sigma_{ik} v_e \rangle = N_0 n_e \langle \sigma_{0k} v_e \rangle, \quad (1)$$

где N_i, N_k — концентрация возбужденных атомов в состояниях i и k ; $A_k = \Sigma A_{ki}$ — суммарная вероятность спонтанного разрушения уровня k за счет радиационных переходов на все нижележащие состояния; n_e, v_e — концентрация и скорость медленных электронов; σ_{ik} — сечение передачи возбуждения из состояния k в состояние i при столкновении с медленным электроном; n_e, v_e — концентрация и скорость быстрых электронов; σ_{0k} — сечение прямого возбуждения состояния k из основного быстрым электроном, имеющим скорость v_e .

Расчеты в модифицированном борновском приближении [8] показывают, что сечения передачи возбуждения между уровнями гелия с одинаковым главным квантовым числом n существенно превосходят сечения переходов с $\Delta n \geq 1$. Кроме того, энергетические зазоры между уровнями n и $n+1$ при $n \leq 6$ намного больше, чем средняя энергия группы медленных электронов в пушке. Следовательно, совокупность состояний с одинаковым n и различными l и s при $3 \leq n \leq 6$ можно рассматривать в первом приближении как изолированную от остальных состояний.

Поскольку расщепление состояний с одинаковым n в наших условиях меньше, чем средняя энергия группы медленных электронов, из принципа детального равновесия имеем

$$\langle \sigma_{ik} v_e \rangle g_i = \langle \sigma_{ki} v_e \rangle g_k, \quad (2)$$

где g_i и g_k — статистические веса соответствующих состояний.

Используя это равенство, нетрудно найти приближенное решение системы уравнений (1) для совокупности уровней, между которыми происходит передача энергии при неупругих столкновениях. Предположим, что вероятности таких столкновений малы по сравнению с вероятностями радиационных процессов, т. е. при любых i и k $n_e \langle \sigma_{ik} v_e \rangle \ll A_k$. Тогда получаем в первом приближении

$$N_k = N_0 n_e \sigma_{0k} v_e \frac{1}{A_k} \left\{ 1 + n_e \sum_i \langle \sigma_{ik} v_e \rangle g_i \frac{\sigma_{0i} / A_i g_i - \sigma_{0k} / A_k g_k}{\sigma_{0k}} \right\}. \quad (3)$$

Соотношение (3) при $n_e \rightarrow 0$ дает значение N_k в условиях, когда заселенность состояний определяется прямым электронным возбуждением и спонтанным излучением, а неупругие столкновения роли не играют. Второе слагаемое в фигурных скобках учитывает влияние перемешивающих столкновений на заселенности. Как показывает форма этого слагаемого, поправка к линейной зависимости заселенности уровня k от концентрации электронов может иметь как положительный так и отрицательный знак. Он определяется соотношением величин $\sigma_{0i} / A_i g_i$ для разных состояний. Одни из уровней играют при этом роль доноров энергии возбуждения, а другие — акцепторов (рис. 2). Поскольку соотношение величин сечений прямого возбуждения существенно изменяется при изменении энергии первичных электронов, в различных условиях возбуждения газа роль доноров и акцепторов могут играть разные состояния.

Учет влияния неупругих столкновений на заселенности состояний часто осуществляется путем введения некоторого эффективного тушащего процесса с вероятностью γ_k . Уравнение баланса заселенности уровня k тогда записывается в форме

$$N_k (A_k + \gamma_k) = N_0 n_e \sigma_{0k} v_e. \quad (4)$$

Величина γ_k в нашем случае может быть представлена в форме

$$\gamma_k = n_e \langle \sigma_{kv} v_e \rangle_{\text{эфф.}}, \quad (5)$$

где $\langle \sigma_{kv} v_e \rangle_{\text{эфф.}}$ — эффективная константа скорости тушения уровня k медленными электронами.

При $\gamma_k \ll A_k$ приближенное решение (4) относительно N_k имеет вид

$$N_k = N_0 n_e \sigma_{0k} v_e \frac{1}{A_k} \left\{ 1 - \frac{\gamma_k}{A_k} \right\}, \quad (6)$$

откуда следует, что между эффективной константой скорости тушения и константами скорости перемешивания заселенностей имеется следующая связь:

$$\langle \sigma_k v_e \rangle_{\text{эфф.}} = \sum_i \langle \sigma_{ki} v_e \rangle \frac{g_k}{g_i} \left(1 - \frac{\sigma_{0i}/A_i g_i}{\sigma_{0k}/A_k g_k} \right). \quad (7)$$

Это соотношение еще раз показывает, что при наличии процессов перемешивания заселенностей вследствие неупругих столкновений один и тот же процесс выступает как тушащий по отношению к одним состояниям и как процесс дополнительного заселения — к другим.

По нашим измерениям, концентрации быстрых и медленных электронов пропорциональны току пушки. При этом уравнению (4) при условии (5) соответствует прямая в координатах $(1/I, 1/N_k)$

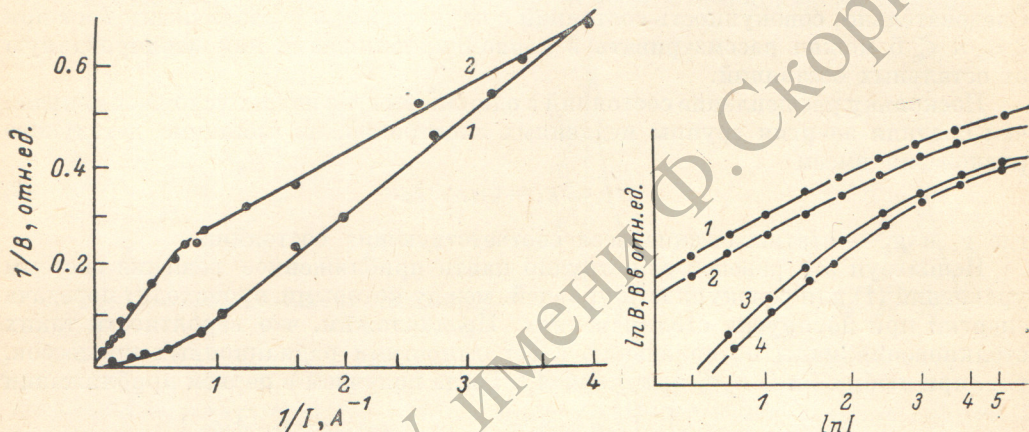


Рис. 4. Зависимости яркости линий от силы тока.

Условия измерений аналогичны рис. 2.

Рис. 5. Перемешивание заселенностей уровней гелия с $n=3$ при больших концентрациях медленных электронов.

λ , нм: 1 — 667,8, 2 — 501,6, 3 — 388,9, 4 — 587,6.

$$\frac{1}{N_k} = \frac{n_e \langle \sigma_k v_e \rangle_{\text{эфф.}}}{N_0 n_e \sigma_{0k} v_e} + \frac{A_k}{N_0 n_e \sigma_{0k} v_e}. \quad (8)$$

Отношение величины $d(1/N_k)/d(1/I)$ к координате точки пересечения с осью $1/N_k$ определяется соотношением $A_k / \langle \sigma_k v_e \rangle_{\text{эфф.}}$. На рис. 4 показаны результаты соответствующей обработки кривых 1 и 2 рис. 2. При малых токах (большие $1/I$) действительно имеется хорошо выраженный линейный участок. Для того чтобы по данным рис. 4 определить величину $\langle \sigma_k v_e \rangle_{\text{эфф.}}$, необходимо знать концентрацию медленных электронов. Как показали оценки, значение n_e в условиях проведенного эксперимента достигает такой величины, что использование зондового метода для определения концентрации электронов невозможно. В связи с этим для определения концентрации медленных электронов использовался следующий метод. После прекращения основного импульса на анод пушки подавался вспомогательный зондирующий импульс с амплитудой не более 20 В и длительностью 10 мкс. Время задержки этого импульса по отношению к заднему фронту возбуждающего изменялось в пределах 0—100 мкс. Поскольку энергия, приобретаемая эмиттированными катодом электронами, в этом импульсе недостаточна для ионизации атомов гелия, ток во время его действия определяется только заряженными частицами, попадающими в промежуток катод—анод в процессе распада плазмы. Проинтегрировав этот ток по времени задержки, мы можем найти полное количество электронов N_e , находившихся внутри анода в момент окончания возбуждающего импульса.

Для вычисления концентрации электронов по измеренному значению N_e мы воспользовались результатами численного моделирования процессов формирования плазмы и вида функции распределения электронов по энергиям, осуществленных нами методом Монте-Карло [9]. Согласно данным этого расчета, медленные электроны в отличие от быстрых, фокусирующихся вблизи оси цилиндров, распределены по радиусу практически равномерно. Следовательно, $n_e = N_e/V$, где V — полный объем плазмы внутри анода. Проведение измерения показали, что $n_e = 5.4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ при токе пушки, равном 1 А.

Полученные значения эффективных констант скорости неупругих столкновений для уровней с $n=3$ с медленными электронами $\langle \sigma_k v_e \rangle_{\text{эфф.}}$ приведены в таблице. Эти данные могут содержать систематическую ошибку, обусловленную неоднородным распределением концентрации медленных электронов по длине пушки. Кроме того, при вычислении $\langle \sigma_k v_e \rangle_{\text{эфф.}}$ для состояний n^1P необходимо было учитывать эффект пленения излучения в основное состояние. При этих вычислениях предполагалось, что распределение возбужденных атомов по радиусу описывается первой диффузионной модой. Пренебрежение высшими модами, согласно оценкам, может дать ошибку не более 1.5 раз.

Приведенные в таблице данные показывают, что состояния 3^1S , 3^1P и 3^3P являются донорами возбуждения внутри группы состояний с $n=3$, а 3^1D , 3^3S и 3^3D — акцепторами. Этот вывод согласуется с соотношением величин $\sigma_{ok}/A_k g_k$, вычисленных на основании результатов работы [10] (см. таблицу).

В заключение отметим еще одну особенность зависимости заселенности от силы тока. На рис. 5 показано в логарифмическом масштабе изменение яркости линий, испускаемых при переходах с уровней с $n=3$, при изменении силы тока. Давление гелия было увеличено до 0.7 тор. Концентрация медленных электронов в этих условиях значительно выше, чем в предыдущих опытах. Хорошо видно, что заселенности состояний 3^1D и 3^1P перемешиваются уже при токах $\sim 0.5 \text{ А}$, а при $I \geq 7 \text{ А}$ это выполняется для всех состояний с $n=3$.

Приближенное решение системы уравнений (1) в условиях сильного перемешивания заселенностей имеет вид

$$N_k = g_k N_0 n_e v_e \left[\frac{\sum_i \sigma_{0i}}{\sum_i A_i g_i} + \frac{A_k}{\sum_i n_e \langle \sigma_{ki} v_e \rangle} \left(\frac{\sigma_{0k}}{A_k g_k} - \frac{\sum_i \sigma_{0i}}{\sum_i A_i g_i} \right) \right]. \quad (9)$$

При $n_e \rightarrow \infty$ это решение имеет простой физический смысл: заселенность группы уровней, участвующих в процессах перемешивания, когда скорость этих процессов намного превосходит скорость радиационных или тушащих процессов, приводящих к необратимому выводу возбужденных атомов из данной группы, определяется суммой потоков возбуждения данной группы состояний и средне-взвешенной вероятностью разрушения. В нашем случае единственным тушащим процессом является излучение и

$$N_k \approx g_k N_0 n_e v_e \frac{\sum_i \sigma_{0i}}{\sum_i A_i g_i}. \quad (10)$$

Внутри рассматриваемой группы уровней заселенности распределены по закону Больцмана. В используемом нами приближении (2) они оказываются пропорциональными статистическому весу. Аналогичное решение было получено в [11] при исследовании влияния ступенчатой ионизации на заселенности высоковозбужденных состояний.

Таким образом, проведенные исследования показали, что неупругие столкновения возбужденных атомов с медленными электронами являются эффектив-

ным каналом перемешивания заселенностей близких по энергиям состояний. Это явление приводит к тому, что при малых n_e заселенность состояний нелинейно меняется в зависимости от концентрации электронов. Увеличение n_e приводит к тому, что вероятность столкновительных процессов возрастает и уровни, участвующие в процессах перемешивания, образуют единый блок, заселенности компонентов которого меняются по общим законам.

Авторы признательны Н. П. Пенкину за внимание к работе и обсуждение материалов статьи при подготовке ее к печати.

Литература

- [1] И. П. Богданова, В. Д. Марусин, В. Е. Яхонтова. Опт. и спектр., 44, 631, 1978.
- [2] С. А. Казанцев, А. Г. Рысь. Опт. и спектр., 47, 191, 1979.
- [3] М. А. Мазинг, В. А. Слезмин, А. П. Шевелько. В сб.: Диагностика плазмы по контурам спектральных линий, Петрозаводск, 1977.
- [4] С. В. Гордеев, М. К. Шевцов. Опт. и спектр., 46, 1212, 1979.
- [5] T. M. Holzberlein. Rev. Sci. Instr., 35, 1041, 1964.
- [6] С. Э. Фриш. В сб.: Спектроскопия газоразрядной плазмы. «Наука», Л., 1970.
- [7] Ю. А. Пиотровский, Ю. А. Толмачев. Тез. докл. XII научно-техн. конф. молодых специалистов ГОИ, 44, Л., 1978.
- [8] Л. А. Вайнштейн, И. П. Собельман, Е. А. Юков. Возбуждение атомов и уширение спектральных линий. «Наука», М., 1979.
- [9] Ю. А. Пиотровский, В. В. Цуканов. Тез. докл. XII научно-технич. конф. молодых специалистов ГОИ, 46, Л., 1978.
- [10] J. D. Jobe, R. M. St. John. Phys. Rev. A, 5, 295, 1972.
- [11] Ю. А. Толмачев. Опт. и спектр., 25, 974, 1968.

Поступило в Редакцию 30 июля 1980 г.