

О ВЛИЯНИИ ПЛЕНЕНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ НА ПРОСТРАНСТВЕННОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ИНТЕНСИВНОСТИ ЛИНИЙ В ЭЛЕКТРОННОМ ПУЧКЕ

Н. Н. Безуглов, Ю. Б. Голубовский, В. Н. Горшков и А. Л. Ошерович

Измерены радиальные распределения яркости линий He I 5016, 6678, 7281, 3888 Å и линии Ag I 7504 Å в камере возбуждения электронной пушки при давлениях 10^{-4} – $5 \cdot 10^{-1}$ тор. Вследствие явления пленения излучения радиальное распределение яркости линии 5016 Å оказывается уширенным по отношению к другим линиям. Полученные экспериментальные результаты количественно обработаны на основании теории пленения излучения на ЭВМ. Теоретический расчет позволил найти полное сечение тушения уровня 3^1P_1 HeI равным $3.5 \cdot 10^{-14}$ см².

Известно, что при возбуждении газа (или пара) сформированным пучком электронов пленение резонансного излучения приводит к уширению распределения резонансных атомов вдоль радиуса пучка. Если с уровней, имеющих переход в основное состояние, излучаются также линии в неосновное состояние, то распределение яркости этих линий вдоль радиуса окажется уширенным по сравнению с областью электронного возбуждения. Исследование пространственного распределения свечения различных спектральных линий может дать информацию о роли пленения излучения в формировании радиального распределения интенсивности и о сечениях процессов столкновений возбужденных атомов с нормальными. Целью настоящей работы явилось исследование радиального распределения линий гелия $\lambda = 7281$ Å ($2^1P_1 - 3^1S_0$), 5016 Å ($2^1S_0 - 3^1P_1$), 6678 Å ($2^1P_1 - 3^1D_2$) и 3888 Å ($2^3S_0 - 3^3P_{1,2}$).

Из них линия 5016 Å имеет верхний уровень 3^1P_1 , связанный с основным состоянием резонансным переходом $\lambda = 537$ Å.

Эксперимент проводился по схеме, изображенной на рис. 1. Изображение электронного пучка проектировалось на вход спектрального прибора ахроматическим объективом $f = 75$ мм с увеличением 1 : 1. Сканирование осуществлялось поворотом плоскопараллельной пластины толщиной $d = 35$ мм при размерах входной щели монохроматора 0.3×2 мм. Параметры установки обеспечивали достаточно высокое пространственное разрешение. Аппаратная функция по отношению к пространственным измерениям записывается при проектировании точечного источника на входную щель монохроматора. Полуширина этой аппаратной функции составляла примерно 0.1 от полуширины исследуемого радиального распределения яркости линии.

Истинные радиальные распределения излучающих атомов находились из измеренных путем решения интегрального уравнения Абеля по методу Нестора—Олсена [1] на ЭВМ с использованием 40 точек деления. На рис. 2 приведен пример записи измеренного радиального распределения яркости линии, аппаратной функции установки и истинного распределения излучающих атомов, пересчитанного по уравнению Абеля.

Электронная пушка имела оксидный катод и три электрода с диаметром отверстия 3 мм. Отверстия прикрывались сеткой с 8 линиями на 1 мм.

Расстояние между третьим электродом и анодом (камера возбуждения) равнялось 5 мм. Пушка была помещена в стеклянную колбу диаметром 30 мм. Исследования проводились при энергии возбуждающих электронов 50 эВ.

Результаты измерений при давлениях газа от 10^{-4} до $5 \cdot 10^{-1}$ тор приведены на рис. 3. Для точного определения зоны электронного возбуждения в камеру добавлялось малое количество аргона, так что $p_{\text{Ar}} \leq 0.1 p_{\text{He}}$.

Поскольку потенциалы возбуждения аргона заметно ниже, чем у гелия, то трудно ожидать эффективной передачи возбуждения от атомов гелия к аргону. Поэтому возбужденные атомы аргона будут излучать в том месте, где произошло их столкновение с электронами. При этом радиальное распределение яркости линий аргона будет соответствовать радиальному распределению плотности пучка возбуждающих электронов. Измерения проводились по линии $\text{Ar } 7504 \text{ \AA}$.

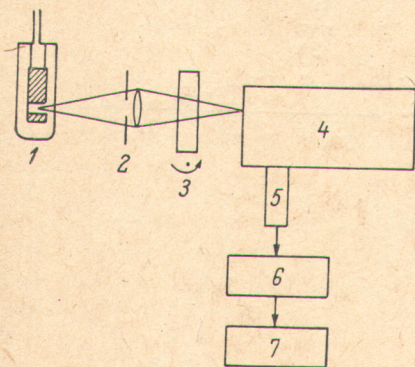


Рис. 1. Принципиальная схема установки.

1 — электронная пушка с камерой возбуждения, 2 — линза с диафрагмой, 3 — плоскопараллельная пластина, 4 — монохроматор, 5 — фотомножитель, 6 — усилитель постоянного тока, 7 — самописец КСП-4.

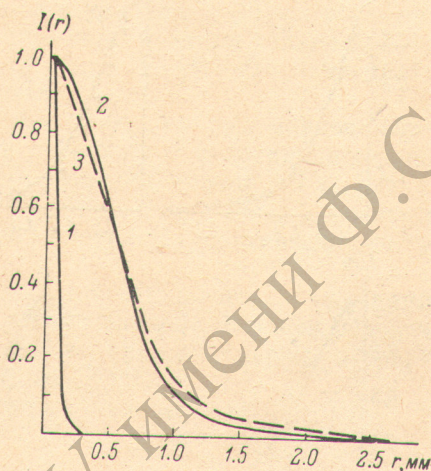


Рис. 2.

Образцы записи аппаратной функции (1) и радиальное распределение яркости спектральной линии: 2 — экспериментальное распределение, 3 — истинное распределение, пересчитанное по уравнению Абеля.

Из рис. 3 видно, что при низком давлении ($p=10^{-4}$ тор), когда пленение излучения на длине волны 537 \AA мало ($k_0 \approx 0.143 \text{ см}^{-1}$), радиальное распределение яркости всех линий совпадает. С повышением давления и ростом коэффициента поглощения ($k_0=1.43 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$) линия 5016 \AA начинает заметно уширяться, в то время как остальные линии, не связанные с основным состоянием, ведут себя в соответствии с радиальным распределением электронного пучка. При больших давлениях радиальное распределение линии 5016 \AA начинает сужаться и приближаться к линиям $\text{He } 3888, 6678, 7281 \text{ \AA}$ и линии $\text{Ar } 7504 \text{ \AA}$.

Наблюдаемые в эксперименте результаты можно качественно объяснить, если считать, что возбуждение уровня 3^1P_1 происходит электронным ударом с радиальной плотностью возбуждения $\alpha(r)$, а разрушение — высвечиванием линии 5016 \AA (вероятность перехода $A_1=0.134 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$) и резонансной линии 537 \AA (вероятность перехода $A_0=5.66 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$) [2]. Если описывать пленение резонансного излучения в приближении эффективного времени жизни [3, 4], то радиальное распределение заселенности уровня 3^1P_1 $n(r)$ имеет вид

$$n(r) = \frac{\alpha(r)}{A_1 + A_{\text{эфф.}}(r)} \quad (1)$$

Из уравнения (1) следует, что при малых давлениях радиальное распределение яркости линии совпадает с электронным пучком, так как при

малых поглощениях $A_{эфф.} \approx A_0$, заметно превосходит A_1 и слабо зависит от радиуса. С повышением давления ($p = 5 \cdot 10^{-3} - 10^{-2}$ тор) появляются возбужденные атомы вне зоны возбуждения, что связано с поглощением резонансных квантов. В этом случае $A_{эфф.}$, хотя и падает по абсолютной величине, но остается большей или сравнимой с A_1 . Радиальная зависимость величины $A_{эфф.}$ приводит к уширению линии по отношению к электронному пучку. При еще больших давлениях ($p \geq 10^{-1}$ тор) эффективная вероятность падает настолько, что в уравнении (1) ею можно пренебречь, радиальное распределение яркости линии 5016 Å снова совпадает с $\alpha(r)$.

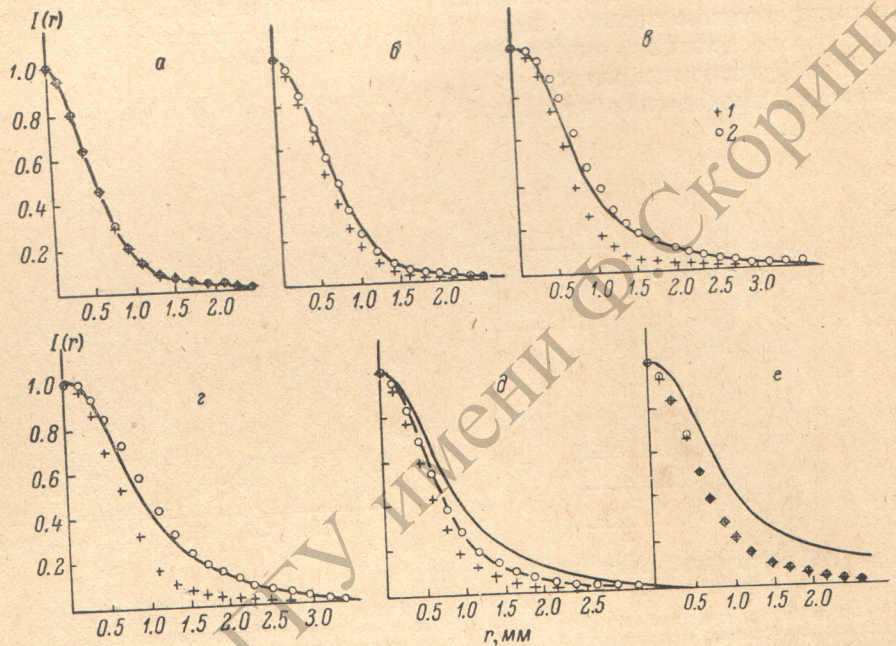


Рис. 3. Радиальное распределение излучающих атомов (нормированных к единице) в середине цилиндра.

1 — распределение, усредненное по линиям 7281, 6678, 3888 Å He I и 7504 Å Ag I, 2 — распределение, измеренное по линии 5016 Å He I. Сплошная линия — распределение, вычисленное на основании решения уравнения (2) $[(A_1 + W)/A_0 = 0]$; штриховая линия (рис. 3, д) — распределение, вычисленное при $(A_1 + W)/A_0 = 0,064$. а — давление в камере возбуждения 10^{-4} тор, б — 10^{-3} тор, в — $5 \cdot 10^{-3}$ тор, г — 10^{-2} тор, д — 10^{-1} тор, е — $5 \cdot 10^{-1}$ тор.

Полученные экспериментальные результаты могут быть количественно обработаны на основе теории пленения излучения в применении к цилиндрическому объему конечной длины. Точное решение задачи такого рода позволяет в данной работе определить полное сечение тушащих соударений, а также имеет важное значение в экспериментах по измерению времени жизни резонансных уровней.

Пространственная заселенность атомов $n(x)$ на уровне 3^1P_1 , связанном с основным состоянием, может быть найдена из уравнения баланса [3, 5]

$$(A_1 + A_0 + W)n(x) = \alpha(x) + A_0 \int n(\xi)k(x, \xi)d\xi, \quad (2)$$

где W — полная вероятность тушения уровня, $\alpha(x)$ — плотность возбуждения уровня 3^1P_1 в точке x , $K(x, \xi)$ — вероятность фотону, излученному в объеме $d\xi$, поглотиться в точке x .

Уравнение (2) решалось применительно к цилиндру конечной длины для доплеровского контура спектральной линии. Уравнение (2) сводилось к системе линейных алгебраических уравнений путем разбиения цилиндра на 72 ячейки (по радиусу на 18 интервалов и по оси z — на 4 интервала). В связи с тем, что в пределах каждой ячейки заселенность $n(x)$ может

заметно меняться, использовался вариационный принцип сведения интегрального уравнения к системе линейных.

Выбиралась система ортогональных функций, связанных с ячейкой (характеристические функции ячейки), на которую проектировалось уравнение (1). Подробности расчета будут описаны в следующей работе. Вычисления были сделаны на ЭВМ. Результаты расчета приведены на рис. 3 (сплошные кривые).

При малых давлениях (рис. 3, а—г) расчеты удовлетворительно описывают эксперимент в предположении $A_1 + W = 0$. Некоторое расхождение теоретической и экспериментальных кривых (рис. 3, е, з) может быть объяснено аппаратными искажениями экспериментальных данных и возможным отражением резонансных фотонов от электродов камеры возбуждения. С ростом давления (рис. 3, д, е) удается количественно описать наблюдаемое сужение линии 5016 \AA путем подбора в уравнении (2) коэффициента $A_1 + W$. Кривые, рассчитанные в предположении наличия только эффекта пленения (сплошные кривые на рис. 3, д, е при $A_1 + W = 0$), неправильно передают экспериментальные зависимости.

Если принять отношение $(A_1 + W)/A_0 \approx 0.064$, то при давлении $p = 0.1$ тор (рис. 3, д) расчетная кривая совпадает с экспериментальной. Тогда можно найти полную вероятность тушения уровня 3^1P_1 , равную $2.2 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$, и сечение тушения $\sigma = 3.5 \cdot 10^{-14} \text{ см}^2$. Эта величина представляется правдоподобной, поскольку в литературе [7, 8] отмечаются сечения такого рода.

Измерение радиальных распределений яркости спектральных линий вне зоны электронного возбуждения позволяет измерять сечения передачи возбуждения с резонансных уровней на другие уровни. Впервые эксперименты такого рода проводились в работах [6–8].

Авторы благодарны Р. И. Лягуценко за ценные советы.

Литература

- [1] O. H. Nestor, H. N. Olsen. *SIAM Rev.*, 2, 80, 1960.
- [2] W. L. Wiese, M. W. Smith, B. M. Glennon. *Atomic. Trans. Probab.*, NBS, Washington, 1966.
- [3] Л. М. Биберман. *ЖЭТФ*, 17, 416, 1947.
- [4] Л. М. Биберман. Автореф. докт. дисс., ч. 1, ВЭИ, М., 1958.
- [5] T. Holstein. *Phys. Rev.*, 72, 1220, 1947.
- [6] A. Lees, N. Skinner. *Proc. Roy. Soc.*, 137A, 186, 1932.
- [7] K. Maurer, A. Wolf. *Zs. Phys.*, 92, 100, 1934.
- [8] K. Maurer, A. Wolf. *Zs. Phys.*, 115, 410, 1940.

Поступило в Редакцию 18 декабря 1975 г.