

КОЭФФИЦИЕНТЫ ИЗЛУЧЕНИЯ ПЛАЗМЫ ВОДОРОДА ВБЛИЗИ ПОРОГОВ СПЕКТРАЛЬНЫХ СЕРИЙ

К. Л. СТЕПАНОВ, Л. К. СТАНЧИЦ

Институт тепло- и массообмена АНВ, 220072, Минск, Вровки 15, Беларусь

Аннотация. Приведены расчеты эволюции спектров излучения водородной плазмы вблизи порога бальмеровской серии при повышении электронной концентрации. Дается сопоставление экспериментальных данных и расчетов в широком диапазоне параметров плазмы.

1. ВВЕДЕНИЕ

Спектральные линии водорода при приближении к границе серии становятся все более широкими, перекрываются и постепенно переходят в континуум. При малых параметрах неидеальности слияние высших членов серий определяет кажущийся сдвиг границы рекомбинации в длинноволновую область. С ростом неидеальности область влияния ее оказывается соизмеримой с протяженностью серии. Существует две основные гипотезы об эволюции спектра с увеличением параметра неидеальности. Согласно первой (Виберман, Гурович, Севастьяненко) (принцип спектроскопической устойчивости) рост микрополя вызывает уширение и слияние линий в квазиконтинуум, который переходит в истинный континуум с сохранением плотности сил осцилляторов. Согласно другой гипотезе (Кобзев, Куриленков, Vučković) искажение внутриатомного потенциала в микрополе плазмы приводит к нереализации верхних уровней атома вблизи порога фоторекомбинации. При этом распределение интенсивности вблизи порога имеет провал. Ниже приводится сравнение опытных данных с результатами расчетов по этим двум моделям влияния микрополя плазмы на ее оптические свойства.

2. ТЕОРИЯ

Во во внешнем электрическом поле возможен процесс спонтанной ионизации атома (автоионизация). При этом распад состояния m идет по двум каналам: радиационный переход на нижний уровень n и безизлучательный подбарьерный переход. Конкуренция этих процессов ведет к ослаблению спектральной линии с коэффициентом ослабления пропорциональным $A_{mn}/(A_{mn} + S_m(F))$. Когда величина $S_m(F)$ окажется $\sim 10^2 A_{mn}$, спектральная линия исчезает. Если при этом $S_m(F) \ll 1$, справедлива теория возмущений, и энергетический уровень квазистационарен. С ростом поля $S_m(F)$ возрастает и происходит обрезание уровня. Можно ввести средний по серии, начинающейся с нижнего уровня n , коэффициент ослабления линейчатого излучения на частоте ω :

$$j_n(\omega, F) = \frac{A_{mn}}{A_{mn} + S_m(F)} \quad (1)$$

$$A_{mn} = \frac{16}{3\pi\sqrt{3}} \alpha^3 \frac{Ry}{\hbar} \frac{1}{\pi m^3(m^2 - n^2)} \quad m = \sqrt{\frac{Ry}{Ry/n^2 - \hbar\omega}}$$

Коэффициент ослабления (1) необходимо осреднить по распределению штарковского микрополя $W(F)$ в плазме (Ноорег). Поскольку $j \simeq 1$ при $F < F^*$

и $j \approx 0$ при $F > F^*$, где величина критического поля для данной частоты (квантового числа m) примерно равна

$$F_m^* = \frac{e}{a_0^2} \frac{1}{16m^4}, \quad (2)$$

коэффициент ослабления оказывается равным

$$j_n(\omega) = \int_0^\infty j_n(\omega, F) W(F) dF = \int_0^{F_n^*} W(F) dF = \int_0^{\beta_n^*} W(\beta) d\beta \quad (3)$$

В (3) $\beta = F/F_0$, $F_0 = 2.603eN_i^{2/3}$ - "нормальная" напряженность поля в плазме по Хольцмарку, N_i - концентрация ионов. С учетом ослабления контур спектральной линии имеет вид:

$$J_{m,n}(\omega) = J_{m,n}^0(\omega) j_n(\omega) \quad (4)$$

где $J_{m,n}^0(\omega)$ - рассчитанный при совместном действии электронов и ионов контур (Грим), в котором автоионизация не учтена.

Согласно принципу спектроскопической устойчивости, части контуров, соответствующие полям $F > F^*$, образуют квазиконтинуум. При этом эффективное сечение фоторекомбинации, усредненное по распределению микрополей, в интервале $\omega, \omega + d\omega$ есть

$$\sigma_n(\omega) = \sigma_n^0(\omega) \left[1 - \int_0^{\beta_n^*} W(\beta) d\beta \right] \quad (5)$$

где $\sigma_n^0(\omega)$ - сечение, аналитически продолженное в допороговую область.

Микрополе плазмы приводит к ограничению электронной статистической суммы и поправкам к статистическому весу уровня (Гурович, Севастьяненко)

$$j_n = \int_0^{\beta_n^*} W(\beta) d\beta \quad (6)$$

Величина $\beta_n^* \sim n^{-4}$ монотонно убывает при возрастании квантового числа n и быстро стремится к нулю.

При вычислении спектральных характеристик излучения плазмы водорода тормозной спектр определялся в квазиклассическом приближении Крамерса с поправками Гаунта, для фоторекомбинационного континуума применялись точные формулы нерелятивистского дипольного приближения Штоббе, контура спектральных линий задавались табличными данными Грима, представляющими результат совместного действия электронного уширения и штарковского расщепления, осредненного по распределению микрополей.

Пример расчета излучения водорода вблизи порога бальмеровской серии, в котором учтено растворение спектральных линий и допороговая рекомбинация, представлен на рис.1 (параметр идеальности $\alpha = r_0/D = 0.525$, где r_0 - среднее межчастичное расстояние, D - дебаевский радиус). Здесь же приведены экспериментальные данные (Behringer). Видно, что между ними имеется хорошее соответствие.

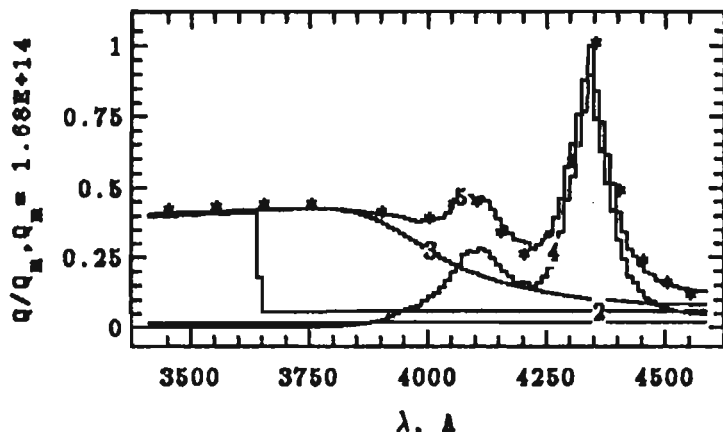


Рис.1. Коэффициент излучения водорода с параметрами $T = 16250 K$, $N_e = 1.7 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. 1 - торасовое излучение; 2 - непрерывный идеальный спектр; 3 - непрерывное излучение с учетом растворения линий и допороговой рекомбинации; 4 - излучение спектральными линиями с учетом их растворения; 5 - полный коэффициент излучения. * - эксперимент (Vejlgaard)

При возрастании параметра неидеальности экспериментальные данные по излучению в области идеального порога оказываются ниже расчетных значений, полученных в приближении слабой неидеальности. Рассмотрим влияние на припороговое поведение спектров статистического размытия порога фоторекомбинации в плазменном микрополе. В постоянном в пределах атома электрическом поле напряженностью F сдвиг порога ионизации можно оценить по формуле Уинкольда

$$\Delta E(F) = 2e\sqrt{eF} \quad (7)$$

Интенсивность фоторекомбинационного континуума при рекомбинации на уровень с главным квантовым числом n связана с сечением фотоионизационного поглощения σ_n^{ij} и населенностью этого уровня N_n соотношением

$$J_n(\nu) = \frac{8\pi h\nu^3}{c^2} \exp\left(-\frac{h\nu}{kT}\right) N_n \sigma_n^{ij}(\nu) \quad (8)$$

Отсюда интенсивность испускания на частоте ν в поле F равна (Vujlović)

$$J_n(\nu, F) = \begin{cases} J_0 g_{ij} N_e N_i n^{-3} T^{-3/2} \exp\left[-\frac{h\nu - (E_n - \Delta E_n)}{kT}\right], & h\nu \geq E_n - \Delta E_n(F) \\ 0, & h\nu < E_n - \Delta E_n(F) \end{cases} \quad (9)$$

где E_n - энергия ионизации уровня, g_{ij} - фактор Гаунта для связанно-свободных переходов, $J_0 = 2.146 \cdot 10^{-32} \text{ эрг см}^3 \text{ град}^{3/2}$.

Осредняя выражение (9) по распределению микрополей $W(F)$, получим

$$J(\nu) = J_0 g_{ij} \frac{N_e N_i}{n^3 T^{3/2}} \exp\left[-\frac{h\nu - E_n}{kT}\right] \int_0^\infty W(\beta) \exp(-q\beta^{1/2}) d\beta \quad (10)$$

Параметр $q = 3.23e^2 N_i^{1/3} / kT$, $\beta = F/F_0$, граничная напряженность поля определяется условием $\Delta E_n(F_0) = E_n - h\nu$, т.е. зависящее от частоты минимальное поле β_0 имеет вид

$$\beta_0 = \begin{cases} \left((E_n - h\nu) / (3.23e^2 N_i^{1/3}) \right)^2, & h\nu < E_n \\ 0, & h\nu \geq E_n \end{cases} \quad (11)$$

Отметим, что выражение в (10) зависит от параметра неидеальности. Под интегралом стоит величина

$$W(\beta) \exp \left[-2\sqrt{2\pi} / (3(5\pi)^{1/3}) \left(\frac{r_0}{D} \right)^2 \sqrt{\beta} \right], \quad (12)$$

где $r_0 = [3 / (4\pi N_i)]^{1/3}$, $D = [kT / (4\pi e^2 N_i)]^{1/2}$. Вследствие этого (10) с ростом r_0/D убывает как с коротковолновой стороны от порога рекомбинации (здесь $\beta_0 = 0$), так и с длинноволновой стороны, где $\beta_0 > 0$.

Сравнение экспериментальных данных и расчета по (10)–(12) для более высоких значений N_e (параметр неидеальности $a = r_0/D = 0.633$) представлено на рис.2.

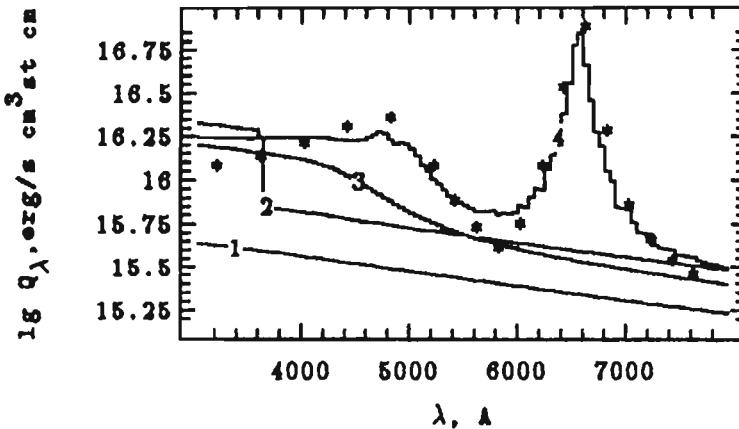


Рис.2. Коэффициент излучения водорода с параметрами $T = 32000 \text{ K}$, $N_e = 4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. 1 - тормозное излучение; 2 - непрерывный идеальный спектр; 3 - непрерывное излучение с учетом статистического размытия порога рекомбинации; 4 - полный коэффициент излучения. * - эксперимент (Газариков)

Видно, что и в этом случае имеет место хорошее согласие расчетов и эксперимента в большей части спектра.

Литература

Вейнберг К.: 1971, *Zs. Phys.* 248, 333.
 Виберман Л.М., Норман Г.Ф.: 1967, *УФН*, 91, 193.
 Газариков В.В., Газарикова Т.В., Федорова Т.Н.: 1967, 7 Всес. конф. по физике низкотемп. плазмы. -ч.2, 32.
 Грим Г.: 1978, Уширение спектральных линий в плазме.
 Гурович В.И., Фигельман В.С.: 1972, *ЖЭТФ*, 72, 444.
 Ноорег С.Р.: 1968, *Phys. Rev.* 188, 215.
 Кобзарь Г.А., Куралешкин Ю.К.: 1978, *ТВТ*, 16, 458.
 Овзасташенко В.Г.: 1980, *Докл. диссертация*, Новосибирск.
 Vajnović V. J.: 1970, *JQSRT*, 10, 929.