

СПЕКТРАЛЬНЫЕ КОЭФФИЦИЕНТЫ УСИЛЕНИЯ ДЛЯ РЕЛЯТИВИСТСКОГО ВОДОРОДОПОДОБНОГО ИОНА Al

А. Г. Жидков, А. Г. Притула, С. И. Яковленко

В работе проведены расчеты спектральных коэффициентов усиления на переходах 3-2 и 4-3 иона Al XIII с учетом тонкого расщепления уровней и дебаевского экранирования ионных полей. Проведено сравнение с коэффициентами усиления, рассчитанными с использованием функции распределения Хольцмарка. Показано, что в области, соответствующей переходам между асимптотически несмещенными компонентами, отличие коэффициентов усиления невелико.

Рекомбинирующая плазма многозарядных ионов рассматривается как перспективная активная среда лазеров коротковолнового диапазона. Поэтому представляют интерес расчеты коэффициентов усиления на переходах многозарядных ионов в такой плазме. В области значений параметров, ограниченной малыми $Z < 10$ (Z — спектроскопический символ иона) или высокими плотностями, можно пренебречь тонким расщеплением уровней. В области параметров плазмы, оптимальных для получения инверсии на переходе 4-3 водородоподобных ионов ($N_e \sim (10^{12} \div 10^{13})Z^7 \text{ см}^{-3}$, $T_e \sim Z^2 \text{ эВ}$), и для $Z > 15$ на спектры спонтанной эмиссии существенное влияние оказывает релятивистское расщепление уровней /1, 2/. В работах /1, 2/ проведены оценки параметров плазмы, при которых для ионов с $Z > 10$ существенную роль играет тонкая структура. Использовалось условие $\epsilon_n^Z \sim \epsilon_n^F$, где $\epsilon_n^Z \sim \alpha^2 Z^4 / n^3$ а.е. — величина тонкого расщепления уровня, $\epsilon_n^F \sim n^2 F / Z$ а.е. — величина хольцмарковского сдвига уровня с главным квантовым числом n в статическом поле F , создаваемом ионами плазмы, α — постоянная тонкой структуры. Расчеты коэффициентов усиления на переходах 3-2 и 4-3 иона Ti XXII с учетом тонкого расщепления уровней были проведены в /3/.

В настоящей работе рассчитаны спектральные коэффициенты усиления на переходах 3-2 и 4-3 водородоподобного иона Al. Целью работы было сравнение коэффициентов усиления, полученных с использованием функций распределения ионных микрополей Хольцмарка и Хупера /4/, учитывающих статический механизм уширения. Сейчас неясно, какое распределение необходимо использовать. Расчеты, проведенные методом корпускулярной динамики, показывают, что кулоновское взаимодействие частиц несколько сдвигает максимум функции распределения в область малых полей по сравнению с распределением Хольцмарка /5/. Однако этот сдвиг значительно меньше того, который возникает при "навязывании" микрополям дебаевской экранировки. Это обусловлено тем, что распределение мгновенных микрополей не совпадает с дебаевским полем, являющимся результатом усреднения по большому интервалу времени.

Постановка задачи аналогична /3/. Расчеты проводились с помощью программного комплекса PLASER-2 /6/. При этом делалось предположение, что плазма состоит только из ядер, H-подобных ионов и электронов, причем $N_+/N_1 = 1$ (N_+ — плотность ядер, N_1 — плотность H-подобных ионов). Параметры плазмы выбирались исходя из условия достижения инверсии на рабочих переходах. Спектральная функция перехода n-m в H-подобном ионе определялась с помощью контуров отдельных компонент тонкой структуры уровней, для которых учитывалось статическое уширение ионными микрополями и доплеровский механизм уширения.

Отличие функции распределения Хупера $H(a, \beta)$ от хольцмарковской $H(\beta)$ зависит от величины безразмерного параметра $a = r_0/r_D$, где r_0 — среднее расстояние между ионами, r_D — дебаевский радиус. Это отличие становится заметным уже при $a = 0,4$ и усиливается с ростом a . Оно состоит в смещении максимума функции распределения в область меньших полей. При $a \rightarrow 0$ функции $H(\beta)$ и $H(a, \beta)$ совпадают.

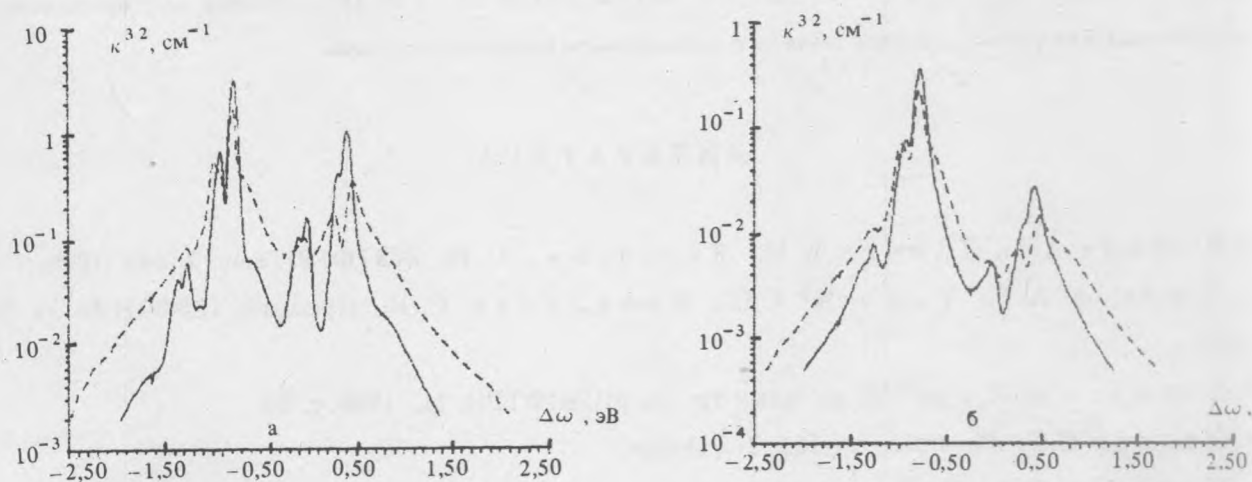


Рис. 1. Зависимости коэффициентов усиления на переходе 3-2 иона Al XIII от расстройки $\Delta\omega$ для значений параметров плазмы $n_e = N_e/Z^7 = 10^{13} \text{ см}^{-3}$; $\Theta_e = T_e/Z^2 = 1 \text{ эВ}$ (а), 2-эВ (б).

Результаты расчетов (рис. 1, 2) показывают, что наиболее важные с точки зрения генерации участки спектра, полученные как с использованием распределения Хольцмарка, так и с использованием распределения Хупера, близки друг к другу. Это объясняется тем, что в этих областях основную роль играет доплеровский механизм уширения. Поэтому при оценках коэффициентов усиления можно использовать более простое распределение Хольцмарка. В целом спектральная область коэффициента усиления для случая распределения Хупера несколько сужается.

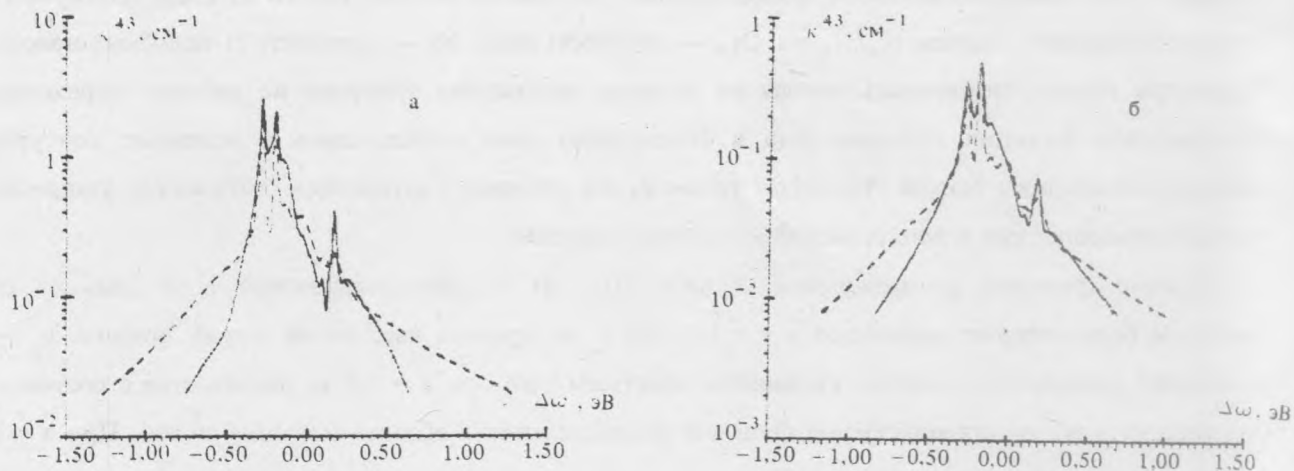


Рис. 2. Зависимости коэффициентов усиления на переходе 4-3 иона Al XIII от расстройки $\Delta\omega$ для значений параметров плазмы $\eta_e = N_e/Z^7 = 10^{13} \text{ см}^{-3}$; $\Theta_e = T_e/Z^2 = 1 \text{ эВ}$ (а), 2 эВ (б); пунктир — с использованием распределения Хольцмарка, сплошная линия — с использованием распределения Хупера.

ЛИТЕРАТУРА

1. Жидков А. Г., Ткачев А. Н., Яковленко С. И. ЖЭТФ, **91**, вып. 2, 445 (1986).
2. Жидков А. Г., Ткачев А. Н., Яковленко С. И. Препринт ИОФАН № 54, М., 1987.
3. Держиев В. И. и др. Сб. научных трудов ВНИИФТРИ, М., 1988, с. 20.
4. Ноорег С. Ф. Phys. Rev. A, **165**, 215 (1968).
5. Майоров С. А., Ткачев А. Н., Яковленко С. И. ДАН СССР, **299**, 106 (1988).
6. Гулов А. В. и др. Препринт ИОФАН № 79, М., 1989.

Институт общей физики АН СССР

Поступила в редакцию 12 февраля 1991 г.