

АНОМАЛИЯ СООТНОШЕНИЯ ИНТЕНСИВНОСТЕЙ КОМПОНЕНТ РЕЗОНАНСНЫХ ЛИНИЙ В ГАЗОВОМ РАЗРЯДЕ

Е. Б. Александров и Н. Н. Безуглов

Исследованы причины аномального перераспределения интенсивностей компонент сверхтонкой структуры резонансных линий таллия, излучаемых газовым разрядом. Путем математического моделирования показано, что причиной аномалии является пленение резонансного излучения в условиях связи двух резонансных линий через общий верхний уровень. Возникновение аномалии создает предпосылки для избыточного заселения подуровня основного состояния с наименьшим статистическим весом.

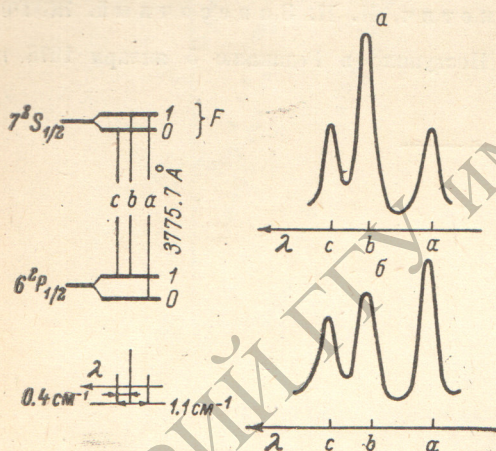


Рис. 1. Структура перехода $6^2P_{1/2} - 7^2S_{1/2}$ резонансной линии таллия $\lambda = 3776 \text{ \AA}$ и интерферограмма линии.

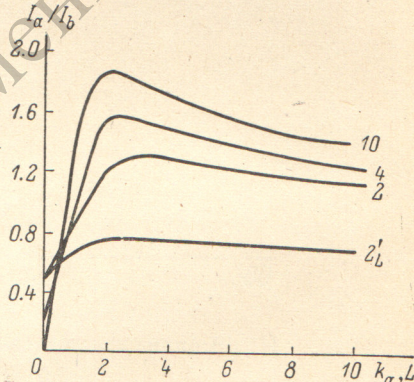


Рис. 2. Значения отношения интегральных интенсивностей слабой компоненты резонансного дублета к сильной в зависимости от оптического расстояния между точкой излучения атома и местом регистрации излучения.

Контуры линии доплеровский. Цифры у кривых указывают величину $n = k_a/k_b$. Кривая 2_L соответствует случаю дисперсионного контура.

1. В работах [1-3] сообщалось о наблюдении значительных изменений в соотношении компонент резонансных спектральных линий газового разряда с увеличением плотности излучающих атомов. Особенно резкие аномалии такого рода наблюдались в разряде паров таллия [1-2], где с ростом давления таллия некоторые из первоначально более слабых компонент СТС резонансных линий 3776 и 2768 Å становятся доминирующими. На рис. 1 приведена структура перехода $6^2P_{1/2} - 7^2S_{1/2}$ (3776 Å) с указанием расчетных относительных интенсивностей и интерферограмма линии, соответствующие двум режимам таллиевой резонансной лампы: режим малой интенсивности — лампа недогрета ($\sim 500^\circ \text{C}$) (а) и режим, близкий к максимуму яркости линии 3776 Å ($\sim 650^\circ \text{C}$) (б). Как видно из этого рисунка, относительно слабая линия а с ростом давления таллия переросла линию б примерно на 25%. Линия с особенностей не обнаружи-

вает. Поведение компонент линии не укладывается в обычные представления [4], в согласии с которыми интенсивности всех трех компонент с ростом плотности должны монотонно расти, выравниваясь и асимптотически приближаясь к интенсивности черного тела при электронной температуре.

Для объяснения обнаруженной аномалии в работах [2] было выдвинуто предположение о существовании в разряде возникшей по неизвестным причинам инверсии населенностей подуровней основного состояния. Это объяснение, однако, было опровергнуто в работе [5], где аномалии наблюдались и в условиях принудительного выравнивания населенностей подуровней $F=1$ и $F=0$ резонансным СВЧ полем 21.3 ГГц. В настоящем сообщении показано, что аномалия является следствием процессов пленения резонансного излучения.

2. Рассмотрим сперва механизм перераспределения в яркостях компонент резонансной линии качественно. Наличие сильно поглощающейся компоненты b для возбужденного подуровня $F=1$ вызывает в результате диффузии (пленения) излучения большее затягивание его эффективного времени жизни: $\tau_{\text{эфф}}^{F=1} > \tau_{\text{эфф}}^{F=0}$. Это приводит к увеличению общего числа возбужденных состояний $n_{F=1}^*$ на подуровне $F=1$ относительно $n_{F=0}^*$ по сравнению с равновесной ситуацией и, следовательно, при одинаковых коэффициентах поглощения k_j в центре линии, к относительному росту интенсивности I_a над I_c : $I_a > I_c$. Рост I_a/I_c объясняется большим поглощением квантов света сильной компоненты « b ».

Для выяснения возможности достижения аномальной ситуации ($I_a > I_b$) произведем расчет интегральных интенсивностей I_j в компонентах a и b , регистрируемых на расстоянии L от возбужденного на уровень $F=1$ атома. С точностью до коэффициента

$$I_j \sim \frac{k_j}{k_a + k_b} M(k_j L); \quad M(\tau) = \int_0^{\infty} \chi_v \exp(-\tau k_v) dV.$$

Здесь k_v и χ_v — коэффициенты поглощения и излучения. Линии считаются спектрально неперекрывающимися. Функция $M(\tau)$ имеет смысл вероятности пролета квантом света оптического пути τ без поглощения; множитель $k_j/(k_a + k_b)$ учитывает вероятность высвечивания атома в компоненту j линии. Контур линии будем считать доплеровским. На рис. 2 приведены значения I_a/I_b в зависимости от $k_a L$ при разных значениях n . Здесь $n = k_b/k_a$ ($n=2$ в случае рис. 1). При больших оптических расстояниях $k_a L \gg 1$ можно воспользоваться асимптотическим выражением [6] $M_D(\tau) \sim 1/(\tau \sqrt{\pi \ln \tau})$ и получить $I_a/I_b = \sqrt{1 + \ln(n)/\ln(k_a L)}$. Таким образом, отношение I_a/I_b стремится с ростом оптической плотности к равновесному значению единицы сверху, проходя через максимум. Кривая 2_г на рис. 2 относится к еще одному практически реализуемому контуру — дисперсионному ($n=2$). Здесь не происходит инверсия яркости компонент a и b .

Теперь можно показать отсутствие аномалии в поведении побочной компоненты c линии ($I_c < I_b$), если привлечь балансные соображения. В пренебрежении безызлучательными переходами число выходящих квантов света должно равняться числу поставляемых источниками возбуждений. Таким образом, $3I_c = I_a + I_b$, так как заселение уровней электронным ударом в разряде происходит в соответствии с их статистическими весами. Следовательно, $I_c/I_b \leq [1 + (I_a/I_b)_{\text{max}}]^{1/3} = 0.76$, согласно кривой 2 на рис. 4.

3. Приведенные соображения только указывают на возможность возникновения аномалии, так как последовательное рассмотрение должно учитывать объемное распределение возбужденных атомов. Такое рассмотрение было проведено с использованием в качестве моделей бесконечного плоскопараллельного слоя и бесконечного цилиндра. Результаты оказались мало различающимися, как и в экспериментах, не обнаружив-

ших существенных различий в спектрах излучения таллиевых ламп всевозможных форм и размеров. Приведем результаты численных расчетов контуров линий, отвечающих схеме уровней рис. 1, для бесконечного цилиндра радиуса r_0 . На основании метода, описанного в работе [7], для доплеровского контура спектральных линий и заданной радиальной плотности возбуждения $\alpha(r)$ из уравнения Бибермана—Холстейна находилось распределение $n^*(r)$ возбужденных состояний. Задача распадалась на две независимых: для возбужденных уровней $F=0$ и $F=1$. Связь решений обеспечивалась выбором $\alpha_{F=0}=(1/3)\alpha_{F=1}$ и $k_a=k_c=(1/3)k_b$, что соответствует предположению о населенностях подуровней основного состояния

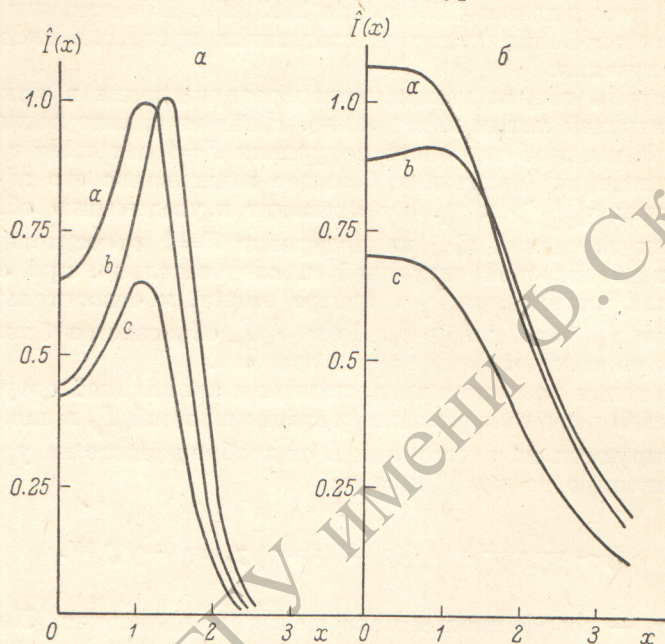


Рис. 3. Результаты расчета контуров линий, отвечающих схеме уровней рис. 1.

Центры всех трех компонент «а», «б», «с» сдвинуты в точку $x=0$. Частота α измеряется от центра линии и выражается в единицах доплеровской полуширины $\Delta\nu_D$. $k_a r_0 = k_c r_0 = 5$, $k_b r_0 = 10$. Кривым а соответствует контур линий выходящего излучения, б — контур, свернутый с аппаратной функцией эталона Фабри—Перо (функцией Эйри с частотной полушириной, равной $\Delta\nu_D$). Масштаб кривых б увеличен по сравнению с а в 2 раза.

и числе электронных возбуждений в соответствии со статистическими весами. При вычислении $n_{F=1}^*(r)$ для уровня с $F=1$, общего для двух резонансных переходов, в интегральном члене уравнения учитывалось высвечивание возбужденного атома в две спектрально неперекрывающиеся компоненты. Уравнение имеет вид

$$A_0 n_{F=1}^*(y) = \alpha(y) + A_0 \int \frac{d\tilde{y}}{4\pi R^2} n_{F=1}^*(\tilde{y}) \frac{d}{dR} \left[\frac{-k_a}{k_a + k_b} M(k_a R) + \frac{-k_b}{k_a + k_b} M(k_b R) \right].$$

Здесь A_0 — радиационная вероятность перехода с резонансного уровня в основное состояние, R есть расстояние между точкой \tilde{y} высвечивания кванта света и точкой y его поглощения. По найденной плотности $n^A(r)$ рассчитывается спектр линий, выходящих перпендикулярно стенке цилиндра с последующей их сверткой с аппаратной функцией интерферометра.

На рис. 3 приведены результаты расчета при выборе радиального профиля функции возбуждения в виде $\alpha(r) = 1 - r^2/r_0^2$, учитывающего колоколообразный характер электронного возбуждения в разряде. Видно хорошее согласие с экспериментальными результатами (рис. 1, б) для соотношений интенсивностей в центрах линий а, б, с. Как показывают рас-

четы, аномалия, хотя и менее выраженная, имеется и в соотношении полных чисел, выходящих из объема фотонов: $1.04 : 1 : 0.68$ — для соответствующих компонент. Это означает, что на уровень $F=1$ основного состояния за счет радиационных процессов поступает в единицу времени в 1.6 раза больше атомов, чем на уровень $F=0$, в то время как для поддержания соотношения населенностей в соответствии со статистическими весами соотношение потоков должно быть троекратным. Тем самым создаются предпосылки для избыточного заселения уровня $F=0$, что и было установлено в [5].

В заключение отметим, что и в общем случае произвольной структуры основного состояния указанный механизм будет приводить к тенденции избыточного заселения подуровня основного состояния с меньшим статистическим весом.

Литература

- [1] S. Frish. Zs. Phys., 68, 758, 1931.
- [2] Ю. Н. Туркин. Опт. и спектр., 2, 290, 1957; 7, 10, 1959.
- [3] Ю. Н. Туркин, М. П. Чайка. Опт. и спектр., 11, 695, 1961.
- [4] С. Э. Фриш. Оптические спектры атомов, 415. М., 1963.
- [5] Е. Б. Александров, Н. Н. Якобсон. Письма ЖЭТФ, 26, 463, 1977.
- [6] В. В. Иванов, В. Т. Щербаков. Астрофизика, 1, 22, 1965.
- [7] Н. Н. Безуглов. Опт. и спектр., 43, 418, 1977.

Поступило в Редакцию 16 марта 1978 г.

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ имени Ф. Скорины