Литература

[1] T. Förster, K. Rokos. Zs. Phys. Chem. N. F., *63*, 208, 1969.
[2] В. В. Зелинский, В. П. Колобков, Л. Г. Пикулик. Опт. и спектр., *1*, 560, 1956.
[3] Е. Н. Викторова, А. С. Кочемировский, Н. Д. Красницкая, И. И. Резникова. Опт. и спектр., *9*, 544, 1960.
[4] Б. И. Степанов. Люминесценция сложных молекул. Изд. АН БССР, Минск, 1956.
[5] В. А. Толкачев, Н. А. Борисевич. Опт. и спектр. сб. *1*, 16, 1963.
[6] А. В. Аристов, Е. Н. Викторова. Изв. АН СССР, сер. физ., 34, 645, 1970.
[7] А. В. Аристов, Е. Н. Викторова. Изв. АН СССР, сер. физ., *36*, 1074, 1972.

Поступило в Редакцию 13 февраля 1974 г.

УДК 539.184

ОБ ИНТЕРПРЕТАЦИИ ЗАВИСИМОСТИ ЭФФЕКТИВНОГО ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ УРОВНЯ ОТ ДАВЛЕНИЯ

Ю. А. Толмачев

Изучение распада заселенности уровня после прекращения возбуждения его электронным пучком широко применяется для измерения радиационных времен жизни. Вместе с тем этот же метод используется и для определения эффективных сечений неупругих столкновений. С этой целью эксперименты проводятся в условиях, когда измеренное время жизни $\tau_{эфф.}$ становится отличным от радиационного и падает с ростом давления. При статистическом анализе наблюденной зависимости $\tau_{эфф.}$ от p ее удается обычно описать соотношением

$$\frac{1}{\tau_{эфф.}} = A_{эфф.} = a + bp + cp^2. \tag{1}$$

Компонента a в этом выражении совпадает с вероятностью радиационного разрушения уровня, а линейная и квадратичная связываются с парными и тройными столкновениями возбужденных атомов с нормальными.

Цель этой заметки заключается в том, чтобы разобрать, в какой мере исследование эффективных времен жизни может помочь при определении эффективных сечений передачи возбуждения на близлежащий уровень при неупругих столкновениях возбужденных атомов с нормальными.

Рассмотрим процесс

$$A^*(1) + A_0 \rightleftarrows A^*(2) + A_0 + \Delta E. \tag{2}$$

Эффективное сечение его может во много раз превышать газокинетическое, если разность энергий возбуждения атома в состояниях 1 и 2 мала (0.1 эв и меньше). Введем вероятность столкновений

$$\begin{aligned} \alpha_{12} &= N_0 \langle \sigma_{12} v_a \rangle, \\ \alpha_{21} &= N_0 \langle \sigma_{21} v_a \rangle, \end{aligned} \tag{3}$$

где σ_{ik} — сечение реакции (2), v_a — скорость относительного движения атомов, N_0 — концентрация нормальных частиц. Между константами α_{12} и α_{21} имеется хорошо известная связь

$$\frac{\alpha_{12}}{\alpha_{21}} = \frac{g_2}{g_1} e^{\frac{E_1 - E_2}{kTa}}. \tag{4}$$

Изменение заселенности состояний 1 и 2 со временем описывается системой уравнений

$$\frac{dN_i}{dt} = -N_i (A_i + \alpha_{ik}) + N_k \alpha_{ki}, \quad i, k = 1, 2, \tag{5}$$

где $A_i = \Sigma_n A_{in}$. Решение этой системы имеет вид

$$N_i(t) = C_{1i} e^{-\gamma_1 t} + C_{2i} e^{-\gamma_2 t}. \tag{6}$$

Величины γ_1 и γ_2 являются корнями квадратного уравнения

$$\gamma^2 - \gamma (A_1 + \alpha_{12} + A_2 + \alpha_{21}) + (A_1 + \alpha_{12})(A_2 + \alpha_{21}) - \alpha_{12}\alpha_{21} = 0. \tag{7}$$

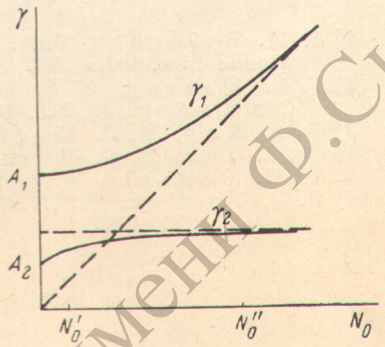
РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ имени Ф. Скорины

Рассмотрим несколько возможных вариантов приближенного решения уравнения (7). При малых давлениях ($\alpha_{ik} \ll A_1,\ A_2,\ |A_1 - A_2|$) получаем

$$\gamma_1 = A_1 + \alpha_{12} + \frac{\alpha_{12}\alpha_{21}}{A_1 - A_2},$$
$$\gamma_2 = A_2 + \alpha_{21} - \frac{\alpha_{12}\alpha_{21}}{A_1 - A_2}. \tag{8}$$

Это приближение верно с точностью около 10%, даже если A_1 и A_2 лишь в два раза превышают величины α_{12} и α_{21}.

Предположим, что энергия возбуждения с уровня 1, распад которого мы наблюдаем, передается на короткоживущее состояние 2 ($A_2 \gg A_1$). В распаде состояния 1 при этом должны наблюдаться две компоненты с $\gamma_1 \approx A_1 + \alpha_{12}$ и $\gamma_2 \approx A_2 + \alpha_{21}$. Оценка показывает, что в условиях, когда длительность импульса возбуждения взята сравнимой с $1/\gamma_1$ или значительно больше нее, что выполняется в большинстве экспериментов, компонента γ_2 составляет лишь несколько процентов от всего процесса распада. В общей кривой $N_1(t)$ она выглядит как небольшой скачок яркости в начальный момент. Описанная ситуация реализуется в работах [1, 2], где наблюдено разрушение заселенности состояний $n^1, {}^3S$ гелия. Линейная зависимость $A_{\text{эфф.}}$ от давления, полученная в этих экспериментах, может объясняться не только образованием молекулярных ионов, но также и передачей возбуждения на уровни n^1P при столкновениях. Эффективное время жизни уровней n^1P при всех давлениях значительно меньше, чем nS-уровней [3], так как с них существует значительный сток возбуждения в результате спонтанного излучения и передачи энергии при столкновениях на nF-уровни [4].



Интересно отметить, что даже при малых давлениях и отсутствии тройных столкновений может наблюдаться нелинейная зависимость $A_{\text{эфф.}}$ от давления. Знак квадратичной составляющей в формуле (8) определяется соотношением радиационных времен жизни уровней, между которыми происходит передача возбуждения. Привлекать тройные столкновения для объяснения нелинейности, как это сделано в работе[1], можно, следовательно, только в том случае, если для этого имеются какие-то добавочные физические соображения. Квадратичные составляющие, наблюденные в работах [1, 5], можно объяснить в рамках простой модели парных столкновений.

Рассмотрим теперь второй предельный случай. При $\alpha_{ik} \gg A_1,\ A_2$

$$\left.\begin{aligned} \gamma_1' &= \alpha_{12} + \alpha_{21}, \\ \gamma_2' &= \frac{\alpha_{12}A_2 + \alpha_{21}A_1}{\alpha_{12} + \alpha_{21}}. \end{aligned}\right\} \tag{9}$$

Если разность энергий возбуждения состояний 1 и 2 мала ($\Delta E \ll kT_a$), то

$$\left.\begin{aligned} \gamma_1' &= \alpha_{12}g_1\left(\frac{1}{g_1} + \frac{1}{g_2}\right) = \alpha_{21}g_2\left(\frac{1}{g_1} + \frac{1}{g_2}\right), \\ \gamma_2' &= \frac{g_1A_1 + g_2A_2}{g_1 + g_2}. \end{aligned}\right\} \tag{10}$$

Величина γ_1' является асимптотическим значением для большего из корней, а γ_2' — для меньшего. На рисунке показана качественно зависимость γ_1 и γ_2 от давления. На участке $0 < N_0 < N_0'$, где γ_1 и γ_2 отличаются от $A_{1,\,2}$ не более чем на 10%, зависимость эффективной вероятности распада от давления описывается линейным законом. Каждый из уровней при этом сохраняет свою индивидуальность, а влияние неупругих столкновений на форму зависимости заселенности уровня от времени проявляется в виде добавочной компоненты с относительным вкладом в момент начала распада порядка процентов. Никаких вопросов о содержании самого понятия эффективного времени жизни здесь не возникает.

При очень больших давлениях (на рисунке им соответствует область $N_0 > N_0''$) обмен энергий возбуждения при столкновениях происходит с гораздо большей вероятностью, чем излучение. Относительный вклад короткой компоненты быстро уменьшается как с ростом давления, так и при увеличении длительности возбуждающего импульса. Если последняя существенно превосходит $1/\gamma_2$, то наблюдение короткой компоненты становится затруднительным.

Очевидно, что физический смысл величин γ_1 и γ_2 при больших давлениях совершенно различен. Уровни теряют свою индивидуальность и у них появляется новое общее эффективное время жизни, характеризуемое константой γ_2'. Величина γ_1' при этом описывает только процессы передачи возбуждения при столкновениях и, следова-

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ имени Ф. Скорины

тельно, не имеет ничего общего с радиационным временем жизни. Обе константы распада в равной мере характеризуют оба состояния.

Зависимость типа показанная на рисунке для γ_1 наблюдалась в работе [6] для уровня гелия 3^1P. Как следует из (9), наклон зависимости γ_1 от давления не связан непосредственно с сечением передачи возбуждения из состояния 1 в состояние 2. Для того чтобы найти $\langle \sigma_{12} v_a \rangle$, необходимо точно знать, между какими уровнями осуществляется переход. Дополнительная информация, необходимая для этого, может быть найдена путем тщательного исследования зависимости $\gamma_{1,2}(p)$ в широком диапазоне давлений.

Приведенные в заметке соотношения показывают также, что особые трудности могут возникать при измерении времени жизни долгоживущих состояний. Насыщение зависимости $\gamma_2'(p)$ для них может начаться уже при $p \sim 10^{-2}$ тор. Чтобы отличить этот случай от истинного моноэкспоненциального распада, наиболее действенной мерой является уменьшение длительности возбуждающего импульса до величины порядка $0.1\ \gamma_2^{-1}$.

В заключение автор выражает свою признательность С. Э. Фришу за внимание к работе и полезную дискуссию.

Литература

[1] K. A. Bridgett, T. A. King. Proc. Int. Conference Optical Pumping and Atomic Line Shape, 359, Warsawa, 1968.
[2] Г. С. Кватер, О. В. Огинец, В. Б. Смирнов, С. А. Багаев. Опт. и спектр., *35*, 329, 1973.
[3] R. B. Kay, R. H. Hughes. Phys. Rev., *154*, 61, 1967.
[4] Ch. C. Lin, R. G. Fowler. Ann. Phys., *15*, 461, 1961.
[5] W. R. Bennett, P. J. Kindlmann. Phys. Rev., *149*, 38, 1966.
[6] R. G. Fowler, T. M. Holzberlein, C. H. Jacobson. Phys. Rev., *A 140*, 1050, 1966.

Поступило в Редакцию 26 февраля 1971 г.

УДК 535.417.06

ВОЗБУЖДЕНИЕ ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ ВОЛНОВОДОВ ГОЛОГРАФИЧЕСКИМ МЕТОДОМ

Ю. А. Быковский, А. В. Маковкин и *В. Л. Смирнов*

Одной из важных задач тонкопленочной оптоэлектроники является разработка устройств для эффективной связи лазерного излучения с микроволноводами. В последние годы были разработаны устройства связи на призмах и дифракционных решетках, в которых световая энергия вводится в тонкую пленку через ее поверхность [1]. Однако несмотря на высокую эффективность этих систем согласования, для практической реализации тонкопленочных оптоэлектронных схем, вероятно, потребуются функционально более гибкие устройства связи, не имеющие громоздкой линзовой оптики и сочетающие в себе селективность возбуждения с многоканальностью. Результаты, полученные в [2, 3], показывают перспективность методов голографии для создания таких устройств.

В настоящей работе исследуется возможность голографического ввода лазерного излучения в пленочные и волоконные световоды. Этот метод заключается в следующем. Принцип обратимости линейной оптики позволяет использовать в качестве эффективного входного устройства выходное, если зона связи имеет достаточную длину[1]. Для идеального согласования световой волны с входным устройством, ранее являвшимся выходным, необходимо точно воспроизвести распределение ее амплитуды и фазы. Предположим, что в пленочном волноводе возбуждена мода с индексом m. Если такая волноводная мода сталкивается с травленой поверхностью волновода, то значительная часть световой энергии рассеивается наружу. Искаженный волновой фронт рассеянного излучения служит объектным лучом и распространяется по направлению к плоскости записи, где происходит его регистрация на голограмму. Если проявленную голограмму осветить плоской волной, идущей в направлении, противоположном исходной опорной волне, то образуется действительное изображение рассеивающей поверхности, совпадающее с ней самой [4, 5]. Поскольку фазовое распределение в действительном изображении комплексно сопряжено фазовому распределению в исходном пространстве предмета, то искажающее действие травленой поверхности компенсируется и восстанавливается первоначальная мода, распространяющаяся в обратном направлении. В действительности, рассеяние волноводной моды происходит при многократных

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ имени Ф. Скорины