УДК 539.194

ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ ЧИСЛА ВОЗБУЖДЕНИЙ МЕТОДОМ ПОГЛОЩЕНИЯ В ЧАСТОТНОМ ПРЕДСТАВЛЕНИИ

Смирнов В. В.

Показано, что из частотной (временной) зависимости относительного поглощения излучения можно непосредственным образом находить величину сечения электронного возбуждения метастабильных атомов. При этом результат не зависит от конкретной геометрии задачи переноса метастабилей и вида краевых условий, а также распределения метастабильных атомов по объему и контура линии поглощения.

При измерении эффективного сечения электронного возбуждения атомов в метастабильные состояния используют метод поглощения для определения концентраций образующихся метастабильных частиц [1, 2]. Для получения сечения кроме концентрации необходимо знать эффективное время жизни метастабильных состояний. Для его измерения в [3] предложено использовать вариант метода сдвига фазы в поглощении. В настоящей работе показывается, что из частотной (временной) зависимости относительного поглощения можно непосредственно находить величину сечения, минуя раздельное нахождение концентрации и времени жизни. При этом результат не зависит ни от конкретной геометрии задачи переноса метастабилей и вида краевых условий, ни от распределения метастабильных атомов по объему, ни от контура линии поглощения, что обычно [1-3] вызывает затруднения при интерпретации результатов, полученных методом поглощения.

Рассмотрим схему эксперимента в методе поглощения [1-3]. Атомы газа в исследуемом объеме возбуждаются пучком электронов в метастабильное состояние (рис. 1). Зона возбуждения просвечивается световым пучком. Регистрируется выходящее излучение на длине волны перехода, оканчивающегося на метастабильном уровне. Интенсивность света на выходе I' связана с интенсивностью падающего излучения I_0 и собственного излучения из области возбуждения I соотношением

$$I' = I + I_0 (1 - A), \tag{1}$$

где A — относительное поглощение. Экспериментально A находят из измерений I', I, I_0.

Поглощение A связано с функцией распределения поглощающих метастабильных атомов по скоростям и координатам N^m. Можно показать, что в случае малых поглощений A оно имеет вид

$$A = \int\limits_{V}\int \varphi N^m d\mathbf{v} d\mathbf{x}, \tag{2}$$

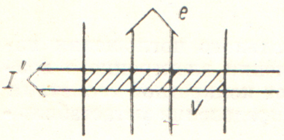
где интегрирование ведется по объему области поглощения V и скоростям поглощающих частиц, а φ — функция, зависящая от вида контура просвечивающей линии и силы осциллятора перехода $\varphi(\mathbf{v}, \mathbf{x}) = (\pi e^2/mc^2) \nu_0 f k_{\nu, y}$ (ν_0 — центральная частота оптического перехода, f — сила осциллятора перехода, $k_{\nu, y}$ — контур просвечивающей линии, нормированный условием $\int k_{\nu, y} d\nu dy = 1$, ν — частота излучения, y — координата по сечению оптического пучка ν и

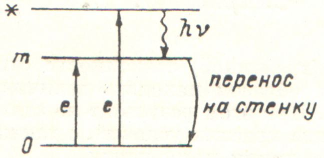
ν связаны формулой эффекта Допплера $(\nu-\nu_0)/\nu_0=v_x/c$, где v_x — скорость поглощающих частиц вдоль оптического пучка).

Функция распределения метастабильных атомов N^m удовлетворяет уравнению переноса Больцмана с граничным условием [4]

$$\frac{\partial N^m}{\partial t}+KN^m=j, \tag{3}$$

где j — функция распределения интенсивности источника возбуждения; K — оператор, конкретный вид которого определяется процессами, формирующими функцию распределения. Учитывая характерные особенности экспериментов по определению сечения методом поглощения [2, 3], можно выбрать следующую модель образования и разрушения метастабильных состояний. Модель описывается трехуровневой системой, содержащей основной (0), метастабильный (m) и излучающий (*) уровни со схемой переходов, изображенной на рис. 2.





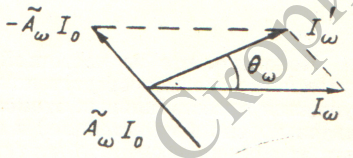


Рис. 1. Условная схема эксперимента.

Рис. 2. Схема переходов.

Рис. 3. Векторная диаграмма сигналов.

Поглощение наблюдается на переходе $m\to *$. Основной уровень практически не возмущается, а излучающий уровень возбуждается только из основного состояния. При этом можно считать, что K — линейный оператор.

Далее, для общности мы будем рассматривать параллельно частотное и временное представления, связанные преобразованием Фурье,

$$\tilde A_\omega=\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{+\infty}A_t e^{-i\omega t}dt,\qquad A_t=\int_{-\infty}^{+\infty}\tilde A_\omega e^{i\omega t}d\omega.$$

Рассмотрим два типа модуляции возбуждения: импульсную с $j_t=2\pi\tilde j_0\delta(t)$ и эквивалентную ей гармоническую с $\tilde j_\omega=\tilde j_0$ для всех частот модуляции ω. Для установления связи поглощения с сечением необходимо решить задачу для уравнения (3) с граничным условием. Решение можно представить в виде разложения по собственным функциям задачи g_z (z — собственные значения) [5, 6]. Подставив разложение N^m в интеграл поглощения (2), можно записать поглощение в случае импульсной модуляции возбуждения в виде

$$A_t=\begin{cases}2\pi\int J^z e^{-zt}\,dz, & t>0,\\ 0, & t<0,\end{cases}$$

где $J^z=\int\limits_V\int\varphi j^z g_z d\nu d\mathbf{x}$ и интегрирование ведется как в интеграле поглощения (2), $\tilde j_0=\int j^z g_z dz$ — разложение возбуждения. Величина $J=\int\limits_V\int\varphi\tilde j_0 d\nu d\mathbf{x}$, аналогичная интегралу поглощения с заменой N^m на функцию возбуждения $\tilde j_0$, пропорциональна числу возбуждений метастабильного состояния в объеме и имеет вид $J=\int J^z dz$.

Отсюда получаем во временном представлении

$$A_0=\frac{1}{2}(A_{-0}+A_{+0})=\pi J \tag{4}$$

и в частотном

$$\int_0^\infty \mathrm{Re}\,\tilde{A}_\omega d\omega = \frac{\pi}{2} J \qquad (5)$$

(учтена вещественность A_t и четность $\mathrm{Re}\,\tilde{A}_\omega$).

Рассмотрим теперь особенности возбуждения, связанные с каскадным заселением $* \xrightarrow{h\nu} m$. Модуляция создается модуляцией тока электронного пучка. Длительность импульса модуляции τ должна быть меньше эффективного времени жизни метастабильного состояния τ_0, а время жизни верхнего состояния (*), дающего вклад в каскадное заселение τ_*, должно быть меньше длительности импульса модуляции, т. е. должны выполняться условия $\tau_* < \tau < \tau_0$ во временном представлении и соответственно $\omega_* > \omega > \omega_0$ в частотном. При соблюдении этих условий можно объединить электронное и каскадное возбуждения в один процесс с эффективным сечением Q и написать для плотности распределения возбуждения $\bar{j}_0 = Q(v_e)\, N(\mathbf{v}, \mathbf{x})\, j_e(v_e, \mathbf{x})$, где N — функция распределения нормальных атомов по скоростям и координатам, нормированная на их концентрацию; j_e — функция распределения плотности потока электронов со скоростью v_e. Величина J имеет в этом случае вид

$$J = Q(v_e) \int\limits_V \int \varphi N j_e d\mathbf{v} d\mathbf{x}. \qquad (6)$$

Сопоставляя (4), (5) и (6), видим, что для определения сечения надо либо экстраполировать поглощение к моменту импульса возбуждения во временном представлении, либо измерить частотную зависимость $\mathrm{Re}\,\tilde{A}_\omega$. Отсюда экспериментально находится величина J, пропорциональная числу возбуждений в объеме V. Для вычисления (6) надо знать распределение нормальных атомов и распределение тока электронов, а также контур просвечивающей линии. При этом, как видно, не надо знать распределения метастабильных атомов, контура линии поглощения и конкретной геометрии задачи переноса метастабилей и вида краевых условий.

Отметим, что при выполнении указанных выше условий для времени жизни излучающего состояния можно отсчитывать начало импульса (фазу) возбуждения от начала импульса (фазы) свечения линии перехода $* \xrightarrow{h\nu} m$, т. е. взять в качестве опорного сигнал собственного излучения из объема возбуждения I. Тогда полезный сигнал поглощения, который наблюдается на том же переходе по сигналам I и I', идет по тому же тракту схемы оптической регистрации, что и опорный сигнал I, и трудностей, связанных с учетом задержек сигналов, не возникает.

Остановимся подробнее на частотном варианте метода поглощения, поскольку он уже был опробован при измерении сечения электронного возбуждения атома аргона в метастабильные состояния $^3P_{2,0}$ интенсивность излучения на частоте модуляции ω, как следует из (1), будет иметь вид $I'_\omega = I_\omega - \tilde{A}_\omega I_0$. Это соотношение удобно изобразить диаграммой (рис. 3). При комплексном представлении считается, что опорный сигнал I_ω задает вещественную ось. Таким образом, измеряя амплитуды I_ω, I'_ω, I_0 и сдвиг фазы θ_ω, можно найти поглощение $\tilde{A}_\omega$: $\mathrm{Re}\,\tilde{A}_\omega = (|I_\omega| - |I'_\omega| \cos\theta_\omega)/I_0$, $-\mathrm{Im}\,\tilde{A}_\omega = |I'_\omega| \sin\theta_\omega / I_0$.

Самосогласованность измерений поглощения $\tilde{A}_\omega$ можно контролировать, используя тот факт, что граничные значения [6] $\mathrm{Re}\,\tilde{A}_\omega$ и $\mathrm{Im}\,\tilde{A}_\omega$ для таких A_t, при которых $A_t = 0$ при $t < 0$, должны быть связаны преобразованием Гильберта

$$\pi\,\mathrm{Re}\,\tilde{A}_{\omega'} = \int_{-\infty}^{+\infty} \mathrm{Im}\,\tilde{A}_\omega d\omega/(\omega' - \omega), \quad \pi\,\mathrm{Im}\,\tilde{A}_{\omega'} = \int_{-\infty}^{+\infty} \mathrm{Re}\,\tilde{A}_\omega d\omega/(\omega' - \omega).$$

При интегрировании экспериментальных зависимостей следует учесть четность $\mathrm{Re}\,\tilde{A}_\omega$, нечетность $\mathrm{Im}\,\tilde{A}_\omega$ и брать интегралы в смысле главных значений по Коши. Для упрощенного контроля можно воспользоваться дисперсионным соотношением, которое следует из первого преобразования Гильберта,

$\pi/2\,\bar{A}_0 = \int\limits_0^\infty \mathrm{Im}\,\bar{A}_\omega d\omega/\omega$, где $\bar{A}_0$ — поглощение в стационарных условиях ($\mathrm{Re}\,\bar{A}_0 = \bar{A}_0$, $\mathrm{Im}\,\bar{A}_0 = 0$). Эксперимент естественно ставить так, чтобы интеграл (6) можно было просто вычислить. Например, в [7] соблюдались условия, когда оптический зондирующий пучок тоньше электронного и пересекает его на длине l, электронный пучок однороден и плотность тока в нем j_e, распределение нормальных атомов максвелловское с температурой T, а контур линии излучения допплеровский с температурой T_n. В этом случае (система СГС) $J = \sqrt{\pi}\left(\frac{e^2}{mc}\right)\lambda_0 f \frac{l}{v} N_0 j_e Q$, где $v = \sqrt{2k(T+T_n)/M}$, M — масса атома, N_0 — концентрация нормальных атомов, λ_0 — длина волны перехода. В случае гармонической модуляции в этой формуле j_e — амплитудное значение плотности потока электронов. Таким образом, сечение Q получается из последней формулы для J, которое находится из измерений поглощения $\mathrm{Re}\,\bar{A}_\omega$ на разных частотах модуляции по формуле (5).

В заключение автор выражает глубокую благодарность Н. П. Пенкину и А. А. Митюрёвой за интерес к работе и полезные обсуждения.

Литература

[1] Milatz J. M. W., Ornstein L. S. — Physica, 1935, v. 2, p. 355.
[2] Митюрёва А. А., Пенкин Н. П. — Опт. и спектр., 1983, т. 55, в. 2, с. 393—395.
[3] Смирнов В. В., Митюрёва А. А. — Опт. и спектр., 1984, т. 57, в. 3, с. 404—407.
[4] Черчиньяни К. Теория и приложения уравнения Больцмана. М., 1978.
[5] Кейз К., Цвайфель П. Линейная теория переноса. М., 1972.
[6] Ершов Ю. И., Шихов С. Б. Методы решения краевых задач теории переноса. М., 1977.

Поступило в Редакцию 21 марта 1985 г.