На рисунке вместо ω по оси ординат отложена величина $F = \omega - \Omega - \sigma$, где $\sigma = (1/2)(\Delta\sigma_x + \Delta\sigma_y)$; в заштрихованных областях генерируют либо мода X, либо Y; $\delta_{\text{пор.}}$ — граница области существования двухмодового режима генерации; $-1 < \delta < 1$.

Литература

[1] В. А. Веткин, А. М. Хромых. Опт. и спектр., *29*, 765, 1970.
[2] В. А. Соколов, Э. Е. Фрадкин. ЖТФ, *43*, 2367, 1973.

Поступило в Редакцию 25 июня 1973 г.

УДК 535.34 : 621.373 : 535.01

НЕЛИНЕЙНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ СЛАБОГО ПОЛЯ В ПРИСУТСТВИИ СИЛЬНОГО ДЛЯ СЛУЧАЯ РЕЗОНАНСНОЙ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ

Т. Я. Попова

1. При резонансном взаимодействии сильного поля с газом атомов или молекул представляет интерес случай, когда один из уровней является основным (или близким к основному). В большинстве работ рассматривались переходы между возбужденными состояниями, при этом пренебрегалось радиационной вероятностью перехода и эффекты сильного поля определялись параметром насыщения $\varkappa$

$$\varkappa = \frac{|G|^2}{\Gamma}\left(\frac{1}{\gamma_m} + \frac{1}{\gamma_n}\right). \tag{1}$$

Здесь γ_m и γ_n — обратные времена жизни верхнего и нижнего уровней соответственно; Γ — полуширина линии $(\Gamma = (\gamma_m + \gamma_n)/2 + \nu_{\text{ст.}}$, $\nu_{\text{ст.}}$ — частота столкновений, $G = d_{mn}E/2\hbar$, d_{mn} — матричный элемент дипольного момента перехода, $m \rightarrow n$ резонансного сильному полю с амплитудой E.

В выражении (1) переход к случаю основного состояния невозможен, так как при $\gamma_n \rightarrow 0$ $\varkappa$ обращается в бесконечность. Поэтому необходимо учесть радиационную вероятность перехода γ_0.

Параметр насыщения с учетом γ_0 приведен в нашей работе [1]

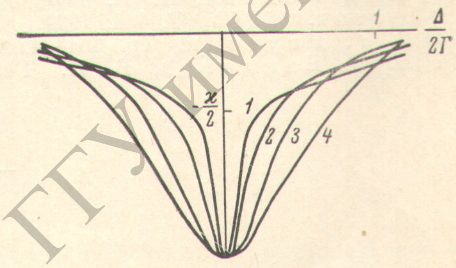
$$\varkappa = \frac{|G|^2}{\Gamma}\left(\frac{1}{\gamma_m} + \frac{1}{\gamma_n} - \frac{\gamma_0}{\gamma_m\gamma_n}\right). \tag{2}$$

Для перехода к случаю резонансной флуоресценции нужно положить в (2) $\gamma_n \rightarrow 0$ и $\gamma_m \rightarrow \gamma_0$, что дает

$$\varkappa = \frac{2|G|^2}{\Gamma\gamma_0}, \tag{3}$$

где

$$\Gamma = (\gamma_0/2) + \nu_{\text{ст.}}.$$



Форма линии поглощения слабого поля в присутствии сильного, распространяющегося в том же направлении (в доплеровском пределе).

Кривые 1÷4 соответствуют значениям $\beta = \gamma_0/2\Gamma$: 0.1, 0.2, 0.5, 1.

В работах [1, 2] исследовались особенности в спектрах испускания и поглощения газов, помещенных в сильное электромагнитное поле, связанные со следующими явлениями: образованием неравновесного распределения по скоростям, расщеплением уровней в сильном поле, нелинейными интерференционными эффектами. Представляет интерес проследить эти особенности для случая резонансной флуоресценции.

В настоящем сообщении мы рассмотрим лишь коэффициент поглощения слабой бегущей волны частоты ω_μ в присутствии сильной частоты ω, распространяющейся в том же направлении. (Для случая $\gamma_0 \ll \gamma_m, \gamma_n$ эта задача рассматривалась в [3, 4]).

2. В резонансном приближении система уравнений для элементов матрицы плотности имеет вид

$$\left.\begin{aligned}
&\left(\frac{\partial}{\partial t} + v\frac{\partial}{\partial z} + \gamma_0\right)\rho_{mm} = i\left[\left(Ge^{-i\omega t} + G_\mu e^{-i\omega_\mu t}\right)e^{ikz} + \text{к. с.}\right](\rho^*_{mn} - \rho_{mn}),\\
&\left(\frac{\partial}{\partial t} + v\frac{\partial}{\partial z}\right)\rho_{nn} = -i\left[\left(Ge^{-i\omega t} + G_\mu e^{-i\omega_\mu t}\right)e^{ikz} + \text{к. с.}\right]\times\\
&\qquad\times(\rho^*_{mn} - \rho_{mn}) + \gamma_0\rho_{mm},\\
&\left(\frac{\partial}{\partial t} + v\frac{\partial}{\partial z} + i\omega + \Gamma\right)\rho_{mn} = i\left[\left(Ge^{-i\omega t} + G_\mu e^{-i\omega_\mu t}\right)e^{ikz} + \text{к. с.})\right]\times\\
&\qquad\times(\rho_{mm} - \rho_{nn}).
\end{aligned}\right\} \tag{4}$$

При решении уравнений (4) G_μ считалось слабым, тогда как сильное поле учитывалось с точностью до $\varkappa$. По теории возмущений было найдено ρ_{mn}, а затем и поляризация среды. Усреднение по скоростям производилось в допплеровском пределе. Для коэффициента поглощения слабой волны α получаем выражение

$$\frac{\alpha}{\alpha_0}=1-\frac{\varkappa}{2}\frac{(2\Gamma)^2}{(2\Gamma)^2+\Delta^2}-\varkappa\frac{(2\Gamma)\gamma_0}{(2\Gamma)^2+\Delta^2}\left[\frac{(2\Gamma)\gamma_0}{\gamma_0^2+\Delta^2}-\frac{\Delta^2}{\gamma_0^2+\Delta^2}\right]. \tag{5}$$

Здесь $\Delta=\omega-\omega_\mu$, $\Gamma>\gamma_0/2$, α_0 — ненасыщенный коэффициент поглощения.

Если $\Gamma=\gamma_0/2$, то выражение (5) принимает вид

$$\frac{\alpha}{\alpha_0}=1-\frac{\varkappa}{2}\frac{\gamma_0^2}{\gamma_0^2+\Delta^2}-\varkappa\frac{\gamma_0^2}{\gamma_0^2+\Delta^2}\left(\frac{\gamma_0^2}{\gamma_0^2+\Delta^2}-\frac{\Delta^2}{\gamma_0^2+\Delta^2}\right). \tag{5'}$$

Из выражений (5) и (5′) и из приведенного рисунка видно, что вблизи частоты сильного поля коэффициент поглощения слабой волны приобретает ряд особенностей — провалов, ширины которых определяются константами релаксации. Второй член в этих формулах связан с насыщением разности населенностей, а третий определяется нелинейными интерференционными явлениями и представляет собой узкий провал с шириной, определяемой $\beta=\gamma_0/2\Gamma$.

3. Эти спектральные особенности позволяют, в принципе, по поглощению слабого сигнала определить время жизни возбужденного состояния, что особенно важно, по-видимому, для молекул, где малость радиационных вероятностей колебательных переходов (10÷100 гц) затрудняет измерения.

С решением проблемы перестраиваемых лазеров могут оказаться предпочтительнее иные схемы (например, метод слабой встречной волны). Поэтому в дальнейшем представляет интерес более подробно остановиться и на других вопросах, связанных с нелинейным взаимодействием полей в случае резонансной флуоресценции.

Литература

[1] Т. Я. Попова, А. К. Попов, С. Г. Раутиан, Р. И. Соколовский. ЖЭТФ, *57*, 850, 1969.
[2] Т. Я. Попова, А. К. Попов, С. Г. Раутиан, А. А. Феоктистов. ЖЭТФ, *57*, 444, 1969.
[3] С. Г. Раутиан. Тр. ФИАН, *43*, 3, 1968.
[4] Е. В. Бакланов, В. П. Чеботаев. ЖЭТФ, *61*, 922, 1971.

Поступило в Редакцию 9 июля 1973 г.

УДК 539.194

ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ ЗНАКОВ ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ ПО ДИПОЛЬНЫМ МОМЕНТАМ

В. М. Михайлов и *М. Р. Алиев*

Как известно, интегральные интенсивности инфракрасных полос определяются квадратами производных дипольного момента по нормальным координатам [1, 2]

$$I_n=\frac{\pi N}{3c}\sum_\alpha\left(\frac{\partial\mu_\alpha}{\partial Q_n}\right)^2. \tag{1}$$

Поэтому производные $\partial\mu_\alpha/\partial Q_n$ могут быть определены из интенсивностей с точностью до знака. Свердловым и др. в серии работ (ссылки см. в [2]) проведены численные расчеты электрооптических параметров большого ряда молекул с использованием интенсивностей полос изотопических молекул. Однако в некоторых случаях как знаки, так и значения этих параметров отличаются от других литературных данных. Так, например, набор знаков $\partial\mu/\partial Q_n$ молекулы CH_4, приведенный в [3], $[(\partial\mu/\partial Q_3)\ (\partial\mu/\partial Q_4)>0$ отличается от знаков этих параметров, полученных в работе [4] неэмпирическим методом самосогласованного поля. В то же время в работах [5, 6] для расчета используется относительный набор знаков, противоположный выбору в [3] $[(\partial\mu/\partial Q_3)\ (\partial\mu/\partial Q_4)]<0$).[1] Кроме того, в работе [7] показано, что из интегральных интенсивностей инфракрасных полос изотопных молекул электрооптические параметры неполярных молекул и элек-

[1] В [4] были получены следующие значения производных дипольного момента по внутренним координатам симметрии: $(\partial\mu/\partial S_3)=-0.977$, $(\partial\mu/\partial S_4)=-0.329$ D/А, что соответствует набору знаков параметров $-\partial\mu/\partial Q_3$, $-\partial\mu/\partial Q_4$, так как недиагональные элементы матрицы форм колебаний метана малы по сравнению с диагональными. Знак координаты S_4 в [4] противоположен знаку S_4 в [5, 6].