ность уровня 0 нижнего потенциала мала, и поэтому исчезает дублетность спектра поглощения.

Таким образом, дублетные спектры двухъямной природы имеют две отличительные особенности: 1) при повышении температуры исчезает зависимость спектра люминесценции от длины волны возбуждения; 2) при понижении температуры исчезает дублетность спектра поглощения.

Литература

[1] Э. В. Шпольский. Усп. физ. наук, *71*, 215, 1960.
[2] Г. М. Свищев. Изв. АН СССР, сер. физ., *27*, 696, 1963.
[3] О. Н. Коротаев, Р. И. Персонов. Опт. и спектр., *32*, 900, 1972.
[4] I. S. Osad'ko. Phys. Stat. Sol. (b), *82*, K107, 1977.
[5] M. C. Flanigan, J. R. de la Vega. J. Chem. Phys., *61*, 1882, 1974.
[6] И. С. Осадько, Е. И. Альшиц, Р. И. Персонов. ФТТ, *16*, 1974, 1974.
[7] К. К. Ребане, П. Саари, Т. Тамм. Изв. АН ЭССР, *19*, 251, 1970.

Поступило в Редакцию 23 июля 1981 г.

УДК 539.184.01

СВОЙСТВА НЕЛИНЕЙНЫХ ТРЕХУРОВНЕВЫХ РЕЗОНАНСОВ ПРИ ПРОИЗВОЛЬНЫХ СООТНОШЕНИЯХ ОДНОРОДНОЙ И НЕОДНОРОДНОЙ ШИРИН ПЕРЕХОДОВ

О. Г. Быкова, В. В. Лебедева, Н. Г. Быкова и *А. В. Петухов*

Физические основы образования структуры на допплеровски уширенном контуре перехода в присутствии сильного монохроматического поля на смежном переходе в общих чертах известны [1, 2]. Однако подробный анализ структуры проведен только в приближении $k\bar{v} \gg \Gamma$ (допплеровский предел).

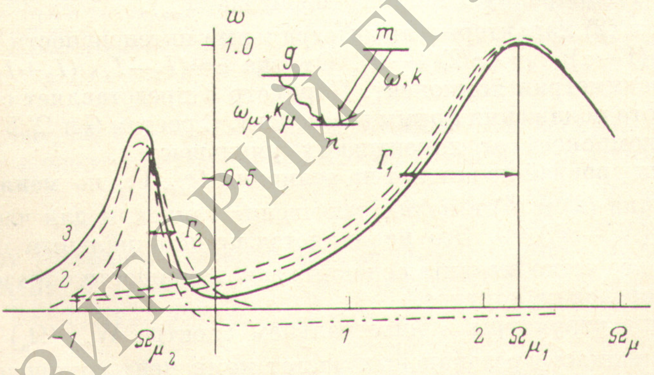

Рис. 1. Групповой спектр $w_v(\Omega_\mu)$ (*1*), его компоненты (*2*) и лоренцевы контуры (*3*), соответствующие компонентам спектра. Для данного примера $G=1$, $kv=2$. При этом $\Gamma_1=0.87$, $\Gamma_2=0.20$, $\Omega_{\mu 1}=2.27$, $\Omega_{\mu 2}=-0.48$, $\alpha=-0.76$, $\beta=-0.15$, $I_1/I_2=7.3$.

В этом же приближении в предельных случаях сильного [3] и слабого [4] насыщения получены аналитические выражения для формы спектра. В данной работе выполнен корректный учет влияния допплеровской ширины перехода на характер нелинейных резонансов. Объектом рассмотрения служит трехуровневая схема изогнутого типа (рис. 1), однако свойственные ей закономерности имеют место и для других трехуровневых схем. Форма спектра $W_{gn}(\Omega_\mu)$ пробного поля дается выражением [5]

$$W_{gn}(\Omega_\mu)=\frac{1}{\sqrt{\pi}\bar{v}}\int\limits_{-\infty}^{\infty} w_v(G,\ \Gamma_{ij},\ \Gamma_i,\ N_i,\ \Omega,\ \Omega_\mu,\ v)\exp\left[-(v/\bar{v})^2\right]dv, \tag{1}$$

где $G = \left| \frac{d_{mn} E_0}{\hbar} \right|$, d_{mn} — матричный элемент дипольного момента перехода $m - n$, E_0 — амплитуда бегущей насыщающей волны, $\Gamma_{ij} = (\Gamma_i + \Gamma_j)/2$, Γ_i, Γ_j — константы релаксации уровней, N_i — интегральные заселенности уровней, $\Omega_\mu = \omega_\mu - \omega_{ng}$, $\Omega = \omega - \omega_{mn}$, v — проекция скорости излучателя на направление распространения насыщающей волны, $\bar{v} = (2kT/m)^{1/2}$.

Подынтегральная функция w_v в (1) описывает спектры групп излучателей, обладающих заданной проекцией скорости (назовем их «групповые спектры»).

Для анализа выражения (1) разложим w_v на простые дроби по частотам спектра пробного поля Ω'_μ

$$w_v(\Omega_\mu) = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \frac{1 - (\alpha + i\beta)}{\Gamma_1 + i(\Omega'_\mu - \Omega'_{\mu 1})} + \frac{1}{2} \operatorname{Re} \frac{1 + (\alpha + i\beta)}{\Gamma_2 + i(\Omega'_\mu - \Omega'_{\mu 2})}. \tag{2}$$

Здесь

$$\Omega' = \Omega - kv, \quad \Omega'_\mu = \Omega_\mu - k_\mu v, \tag{3}$$

$$\alpha = (a\Omega' + b\Delta\Gamma)(a^2 + b^2)^{-1}, \quad \beta = (a\Delta\Gamma - b\Omega')(a^2 + b^2)^{-1}, \tag{4}$$

$$\Gamma_{1,2} = (\Gamma_{ng} + \Gamma_{mg} \pm b)/2, \quad \Omega'_{\mu 1, 2} = (\Omega' \pm a)/2, \quad \Delta\Gamma = \Gamma_{mg} - \Gamma_{ng}, \tag{5}$$

$$a = \operatorname{Re} Z, \quad b = \operatorname{Im} Z, \quad Z = [(\Omega'^2 + 4G^2 - \Delta\Gamma^2) + 2i\Omega'\Delta\Gamma]^{1/2}. \tag{6}$$

По физическому смыслу выражение (2) соответствует тому, что переход атомной системы из стационарного состояния g в смешанное (m, n), образующееся под действием сильного поля, осуществляется по двум когерентным каналам [2], резонансные частоты и ширины которых равны $\Omega_{\mu 1}$, Γ_1 и $\Omega_{\mu 2}$, Γ_2 (рис. 1). (Здесь и далее особое внимание уделяется случаю наиболее резко выраженных особенностей в спектре пробного поля — для изогнутой схемы при $k_\mu/k < 1$ и однонаправленных волнах, для каскадной схемы — при $k_\mu/k < 1$ и встречных волнах. Численные величины в примерах соответствуют трехуровневой схеме ArII, $\lambda = 488$ нм, $\lambda_\mu = 514.5$ нм, $k_\mu/k = 0.95$, $\Gamma_{mg} = 0.075$ [6]. Величины Ω, Ω_μ, Γ, G, kv нормированы на однородную ширину перехода Γ_{ng}).

Параметр α в (2) характеризует интегральные интенсивности I_1 и I_2 компонент; $I_1 = (\pi/2)(1 - \alpha)$; $I_2 = (\pi/2)(1 + \alpha)$. Отсюда $\alpha = (I_2 - I_1)/(I_2 + I_1)$, т. е. α является мерой асимметрии компонент. Параметр β представляет собой меру интерференционного искажения формы компонент. С ростом G и Ω' $\beta \to 0$, и отклонение формы компонент от лорентцевых уменьшается.

Заселенности уровней не влияют на величины $\Omega_{\mu i}$, Γ_i, но меняют параметры α и β. Выражения (2) и (4) в целях упрощения записаны для частного случая $\Delta N = (N_m - N_n)/(N_g - N_n) = 0$. Это не является принципиальным ограничением, но позволяет более четко выявить основные закономерности образования структуры на допплеровском контуре.

Формирование структуры в интегральном спектре $W_{gn}(\Omega_\mu)$ определяется характером зависимости резонансных частот компонент группового спектра и их формы от скорости излучателей. Для волн с $k_\mu/k > 1$ при любых значениях сильного поля функции $\Omega_{\mu i}(kv)$ являются монотонными. Образующаяся при этом структура не имеет резко выраженных особенностей. Для интересующих же нас однонаправленных волн с $k_\mu/k < 1$ по механизму образования структуры в интегральном спектре различают две области сильного поля с границей (при $\Omega' = 0$)

$$G_{\text{гр}} \approx \frac{1}{2} | \Gamma_{mg}/\Gamma_{ng} - 1 |. \tag{7}$$

При значениях $G > G_{\text{гр}}$ функции $\Omega_{\mu i}(kv)$ имеют экстремум. С изменением kv компоненты группового спектра, достигнув экстремума, начинают двигаться по шкале частот в противоположном направлении (испытывают «поворот»). Например, при $\Omega = 0$ (рис. 2) с изменением скорости одна из компонент испытывает поворот при $kv > 0$, другая — при $kv < 0$. В интегральном спектре в интервале частот между $\Omega_{\mu 1 \text{пов}}$ и $\Omega_{\mu 2 \text{пов}}$ образуется провал, а сгущение компонент в окрестности частоты поворота порождает выброс. Величина выброса, а, следовательно, контрастность нелинейного резонанса определяется соотношением между $k\bar{v}$ и $|kv_{\text{пов}}|$.

Значения $kv_{1,\,2\text{пов}}$ и $\Omega_{\mu 1,\,2\text{пов}}$ находятся из условия экстремума $\partial(\Omega_{\mu i})/\partial(kv) = 0$. При $G > 1$ с хорошей степенью точности имеем

$$\left.\begin{aligned} kv_{1,\,2\text{пов}} &= \Omega \mp G \frac{2k_\mu/k - 1}{[k_\mu/k\,(1 - k_\mu/k)]^{1/2}} \left\{1 - \frac{\Delta\Gamma^2}{G^2}\left[\frac{k_\mu}{k}\left(1 - \frac{k_\mu}{k}\right)\right]\right\}^{1/2}, \\ \Omega_{\mu 1,\,2\text{пов}} &= \frac{k_\mu}{k}\,\Omega \pm G\left[\frac{k_\mu}{k}\left(1 - \frac{k_\mu}{k}\right)\right]^{1/2}\left\{1 - \frac{\Delta\Gamma^2}{G^2}\left[\frac{k_\mu}{k}\left(1 - \frac{k_\mu}{k}\right)\right]\right\}^{1/2}. \end{aligned}\right\} \tag{8}$$

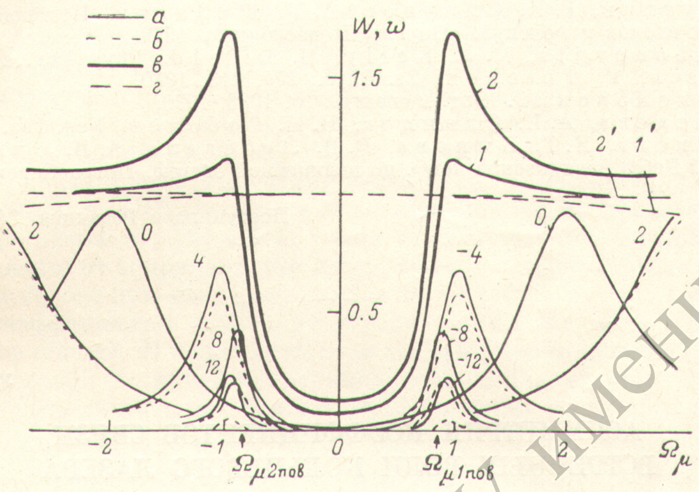

Рис. 2. Влияние допплеровской ширины на структуру в интегральном спектре.

Для данного примера $G=2$. *а* — групповые спектры при различных kv (значения kv даны на рисунке). *б* — те же групповые спектры с учетом максвелловского фактора при $kv=10$ (случай Ar II). Для $k\bar{v}=100$ максвелловский фактор близок к 1 для всех приведенных значений $k\bar{v}$. *в* — интегральный спектр при $k\bar{v}=10$ (1) и $k\bar{v}=100$ (2). *г* — допплеровский контур при $k\bar{v}=10$ (1′) и $k\bar{v}=100$ (2′). Численные расчеты кривых выполнены по формуле (1) на ЭВМ.

(При $\Delta\Gamma = 0$ выражения (8) являются точными для всех G). Полная ширина поворотных компонент (на половине высоты) определяется соотношением

$$\Gamma_{\text{пов}} = 2\Gamma_k = 2k_\mu/k\,\Gamma_{mg} + 2\,(1 - k_\mu/k)\,\Gamma_{ng}. \tag{9}$$

Существует граничное значение $k\bar{v}_{\text{гр}}$, начиная с которого структура практически не зависит от масквелловского фактора. Для k_μ/k, удовлетворяющих условию $|2k_\mu/k - 1| \approx 1$, имеем

$$k\bar{v}_{\text{гр}} \approx 2\,|kv_{\text{пов}}| \approx 2G\,\frac{|2k_\mu/k - 1|}{[k_\mu/k\,(1 - k_\mu/k)]^{1/2}}. \tag{10}$$

Только при выполнении условия $k\bar{v} > k\bar{v}_{\text{гр}}$ допустимо в формуле (1) выносить максвелловский фактор за знак интеграла и переходить к допплеровскому пределу.

При значениях $G < G_{\text{гр}}$ с изменением kv поворота компонент группового спектра не происходит. Формирование структуры осуществляется за счет интерференции каналов. Глубина провала и его форма в этой области практически не зависят от допплеровской ширины. Причина этого состоит в том, что основной вклад в формирование структуры вносят компоненты групповых спектров с kv, не превышающими нескольких $|\Delta\Gamma|$. Следовательно, при достаточно слабых полях уже при $k\bar{v} \geqslant (1 \div 2)$ можно переходить к допплеровскому пределу. Именно этот случай рассмотрен в работе [4].

При $G > G_{гр}$ большой интерес представляет $\Omega \geqslant k\bar{v}$. Если соотношение между Ω и G таково, что $kv_{1пов} \approx 0$, то $kv_{2пов} \approx 2\Omega$. Тогда в результате большого различия максвелловских факторов для $kv_{1пов}$ и $kv_{2пов}$ один из выбросов исчезает, а второй превращается в узкий интенсивный пик на крыле допплеровской линии [7]. Заметим, что этот пик существует только в условиях конечной ширины распределения излучателей по скоростям. Узкий пик, изолированный от основной допплеровской линии и имеющий ширину, в пределе равную $\Gamma_{пов}$ (9), может представлять интерес для целей нелинейной спектроскопии.

Авторы благодарны Р. И. Соколовскому и А. И. Одинцову за ценные обсуждения.

Литература

[1] В. С. Летохов, В. П. Чеботаев. Принципы нелинейной лазерной спектроскопии. «Наука», М., 1975.
[2] С. Г. Раутиан, Г. И. Смирнов, А. М. Шалагин. Нелинейные резонансы в спектрах атомов и молекул. «Наука», Новосибирск, 1979.
[3] N. Skribanowitz, M. J. Kelly, M. S. Feld. Phys. Rev., *A6*, 2302, 1972.
[4] T. Hansch, P. Toschek. Zs. Phys., *236*, 213, 1970.
[5] Р. И. Соколовский. Опт. и спектр., *28*, 1033, 1970.
[6] В. Ф. Китаева, А. И. Одинцов, Н. Н. Соболев. Усп. физ. наук, *99*, 1969.
[7] О. Г. Быкова, Н. Г. Быкова, В. В. Лебедева, А. И. Одинцов. Доклад на VII Всес. Вавиловской конф. по нелинейной оптике, Новосибирск, 22—25 июня 1981.

Поступило в Редакцию 24 июля 1981 г.

УДК 621.373 : 535

АСИММЕТРИЯ КОЭФФИЦИЕНТОВ СВЯЗИ ВСТРЕЧНЫХ ВОЛН КОЛЬЦЕВОГО ЛАЗЕРА

А. Я. Бирман, А. Ф. Савушкин и *В. А. Соломатин*

Как известно [1], коэффициенты связи S_a, S_b между встречными волнами при рассеянии на шероховатой поверхности идеально проводящего отражателя кольцевого резонатора подчиняются соотношению симметрии $S_a = S_b$, причем это соотношение справедливо для любой реализации случайной поверхности, удовлетворяющей условию $\sigma \ll \lambda$, где σ — среднеквадратичная высота неравностей, λ — длина волны излучения. Известно также [2], что асимптотика частотной характеристики кольцевого лазера при больших значениях частотной невзаимности резонатора содержит две компоненты, одна из которых пропорциональна $\mathrm{Re}\, S_a S_b$, не зависит от расстройки частоты генерации относительно центра контура усиления, а другая, пропорциональна $\mathrm{Im}\, S_a S_b$, является нечетной функцией расстройки. Таким образом, в случае симметричной связи, нестабильность расстройки не приводит в результате рассеяния к флуктуациям частоты биений между встречными волнами кольцевого лазера.

На самом деле, вывод о симметрии коэффициентов связи при рассеянии на идеально проводящей шероховатой поверхности не является точным, а справедлив лишь в силу приближений, допущенных при анализе коэффициентов связи в [1]. В настоящем сообщении приведены результаты более детального анализа свойств симметрии коэффициентов связи при рассеянии на идеально проводящей шероховатой поверхности.

Воспользуемся методом Кирхгофа для описания рассеяния волн на статистически неровной поверхности [3–5]. Коэффициенты связи между встречными волнами кольцевого резонатора при рассеянии на поверхности сферического отражателя можно описать в рамках этого метода следующим соотношением:

$$S_q^{(mn)} = -\exp(\mp 2ikz_0) \int_{q=a,\, b.} dxdy\, |\varphi_{mn}(x,\, y)|^2 \exp\{\mp 2ikp_x \sin\varphi x - 2ik\cos\varphi\,\xi(x,\, y)\}, \qquad (1)$$