

ФОРМА СПЕКТРАЛЬНОЙ ЛИНИИ НЕОДНОРОДНО УШИРЕННОГО ПЕРЕХОДА В ПРИСУТСТВИИ СИЛЬНОГО ПОЛЯ НА СМЕЖНОМ ОДНОРОДНО УШИРЕННОМ ПЕРЕХОДЕ

Л. Т. Болотских и А. К. Попов

Рассматриваются нелинейные явления при взаимодействии двух полей, резонансных переходам с различным типом уширения. С помощью матрицы плотности получено выражение для показателя поглощения (усиления) α_{ν} на частоте слабого поля в присутствии сильного. Выполнено усреднение выражения для α_{ν} по скоростям атомов (молекул) для произвольных интенсивностей сильного поля, когда переход сильного поля уширен однородно, а переход слабого поля — неоднородно. Проанализировано изменение формы спектральной линии доплеровски уширенного перехода при изменении выхода из резонанса и интенсивности сильного поля, резонансного однородно уширенному переходу. Показано, что при определенных условиях действие сильного поля на однородно уширенном переходе приводит к угловой анизотропии формы линии неоднородно уширенного перехода. Установлены дискриминирующие параметры, которые определяют форму линии в сильном поле. Рассмотренные явления могут быть использованы для создания оптических усилителей с управляемыми частотными характеристиками.

§ 1. Введение

Изучение формы спектральной линии в присутствии сильного монохроматического поля играет важную роль в нелинейной лазерной спектроскопии. В работе [1] было показано, что в сильных резонансных полях классификация радиационных процессов на ступенчатые и двухфотонные в ряде случаев оказывается физически бессодержательной и нуждается в обобщении. Анализ изменения формы линии за счет нелинейных резонансных радиационных процессов был дан в ряде работ как для случая неоднородно уширенных переходов (например, в [2-6]), так и для однородно уширенных переходов (например, в [7-9]). Развитые представления используются в нелинейной спектроскопии неоднородно уширенных переходов (например, в [10]) и для интерпретации экспериментов по изучению нелинейных явлений на однородно уширенных переходах [11]. Результаты показывают, что спектральные проявления нелинейных явлений существенно зависят от типа уширения резонансных переходов.

В данной работе анализируется более сложная по сравнению с ранее рассмотренными система, когда один из переходов уширен однородно, а другой — неоднородно. Подобная ситуация встречается, например, в неоне для переходов $3s_2-3p_4$ ($\lambda=3.39$ мкм) и $3s_2-2p_4$ ($\lambda=0.63$ мкм) и важна для понимания причин изменения спектров при изменении типа уширения переходов, на которых происходят нелинейные явления.

§ 2. Формула для показателя поглощения (усиления)

Рассмотрим поглощение (усиление) слабого поля E_{ν} с частотой ω_{ν} , близкой к частоте перехода ml , в присутствии сильного поля E , частота которого ω близка к частоте перехода ω_{mn} ($E_m > E_n > E_l$).

Показатель поглощения слабого поля $\alpha_\mu(\Omega_\mu)$ связан следующим соотношением с мощностью поглощения в единице объема $W_{ml}(\Omega_\mu)$:

$$\alpha_\mu(\Omega_\mu) = \left[\frac{c}{8\pi} |E_\mu|^2 \right]^{-1} W_{ml}(\Omega_\mu), \quad (2.1)$$

где E_μ — амплитуда слабого поля, $\Omega_\mu = \omega_\mu - \omega_{ml}$ — выход из резонанса слабого поля. Формула для W_{ml} имеет вид [3]

$$W_{ml}(\Omega_\mu) = 2\hbar\omega_{ml} |G_\mu|^2 \operatorname{Re} \left\langle \frac{(r_m - r_l) [\Gamma_{ln} - i(\Omega'_\mu - \Omega')] - iGr_{mn}^*}{(\Gamma_{ml} - i\Omega'_\mu) [\Gamma_{ln} - i(\Omega'_\mu - \Omega')] + |G|^2} \right\rangle. \quad (2.2)$$

Здесь $G = -\mathbf{d}_{mn} E / 2\hbar$, $\Omega'_\mu = \Omega_\mu - \mathbf{k}_\mu \mathbf{v}$, $\Omega' = \Omega - \mathbf{k} \mathbf{v} = \omega - \omega_{mn} - \mathbf{k} \mathbf{v}$, d_{mn} — матричный элемент дипольного момента; Γ_{ik} — лорентцовские ширины линий; r_{ml} и r_{mn} — амплитуды диагонального и недиагонального элементов матрицы плотности, которые являются решением задачи о взаимодействии двухуровневой системы mn с сильным полем; \mathbf{v} — скорость движения атомов. Угловые скобки означают усреднение по скоростям атомов \mathbf{v} .

Структура формулы (2.2) отражает нелинейные эффекты, возникающие под действием сильного поля E на смежном переходе. Их классификация дана в работах [1, 3, 9]. Знаменатель выражения для $W_{ml}(\Omega_\mu)$ квадратичен по Ω_μ , т. е. содержит резонансы на двух частотах. Это обстоятельство интерпретируется как расщепление уровней атома во внешнем поле. Числитель содержит два члена с существенно различными свойствами. Первый член, пропорциональный разности заселенностей $r_m - r_l$, описывает изменение заселенностей уровней под действием сильного поля. Второй член, пропорциональный r_{mn}^* , описывает наличие нелинейных интерференционных эффектов [1-3]. Его интеграл по Ω'_μ равен нулю. Относительное проявление каждого из упомянутых эффектов зависит от ряда факторов: релаксационных свойств системы, отношения ненасыщенных разностей заселенностей на переходах ml и lm , распределения атомов по скоростям.

Получив выражения для $r_m - r_l$ и r_{mn}^* , которые не зависят от E_μ , и подставив их в формулу (2.2), с помощью формулы для показателя поглощения (2.1) получим

$$\alpha_\mu = \alpha_\mu^0 \left(\frac{\sqrt{\pi}}{k_\mu \bar{v}} \right)^{-1} \operatorname{Re} \left\langle \frac{\Gamma_{ln} - i(\Omega'_\mu - \Omega')}{(\Gamma_{ml} - i\Omega'_\mu) [\Gamma_{ln} - i(\Omega'_\mu - \Omega')] + |G|^2} \left[1 - \frac{|G|^2 \Delta n_{ml} / \Delta n_{ml}}{\Gamma^2 (1 + \chi) + \Omega'^2} \left(\left(1 - \frac{\gamma_{ml}}{\Gamma_l} \right) \frac{2\Gamma}{\Gamma_m} + \frac{\Gamma - i\Omega'}{\Gamma_{ln} - i(\Omega'_\mu - \Omega')} \right) \right] \right\rangle. \quad (2.3)$$

Здесь α_μ^0 — значения показателя в центре линии при отсутствии внешнего поля (при $|G| = 0$); γ_{ml} — вероятность релаксационного перехода с уровня m на уровень l ; Γ_{ik} , Γ_i — лорентцовские ширины линий и ширины уровней ($\Gamma_{mn} \equiv \Gamma$); $\Delta n_{ml} / \Delta n_{ml} \equiv (n_m - n_l) / (n_m - n_l)$ — отношение ненасыщенных разностей заселенностей на переходах ml и ml ; $\chi = (\Gamma_m + \Gamma_n - \gamma_{mn}) (\Gamma_m \Gamma_n \Gamma)^{-1} \times \times 2 |G|^2 \equiv \tau^2 |G|^2$ — параметр насыщения.

Для дальнейшего анализа спектральных свойств показателя поглощения (усиления) формулу (2.3) удобно представить в виде разложения на простые множители

$$\alpha_\mu = \alpha_\mu^0 \operatorname{Re} \left\langle \left(\frac{\sqrt{\pi}}{k_\mu \bar{v}} \right)^{-1} \left[\frac{Z_1}{\Gamma_{ml} - \alpha'_2 - i(\Omega'_\mu + \alpha'_2)} - \frac{Z_2}{\Gamma_{ml} - \alpha'_1 - i(\Omega'_\mu + \alpha'_1)} \right] \times \right. \\ \times \left[1 - \frac{|G|^2 \frac{\Delta n_{mn}}{\Delta n_{ml}} 2 \left(1 - \frac{\gamma_{ml}}{\Gamma_l} \right) \frac{\Gamma}{\Gamma_m}}{\Gamma^2 (1 + \chi) + \Omega'^2} \right] - \frac{(\sqrt{\pi}/k_\mu \bar{v})^{-1} |G|^2 \Delta n_{ml} / \Delta n_{ml} (\Gamma - i\Omega')}{(Z_1 - Z_2) [\Gamma^2 (1 + \chi) + \Omega'^2]} \times \\ \left. \times \left[\frac{1}{\Gamma_{ml} - \alpha'_1 - i(\alpha'_1 + \Omega'_\mu)} - \frac{1}{\Gamma_{ml} - \alpha'_2 - i(\alpha'_2 + \Omega'_\mu)} \right] \right\rangle, \quad (2.4)$$

где $Z_{1,2}$ — корни знаменателя в формуле (2.2) для величины $\Gamma_{ml} - i\Omega'_\mu$

$$Z_{1,2} = \alpha'_{1,2} + i\alpha''_{1,2} = \frac{1}{2} [\Gamma_{ml} - \Gamma_{ln} - i\Omega' \pm \sqrt{(\Gamma_{ml} - \Gamma_{ln} - i\Omega')^2 - 4|G|^2}]. \quad (2.5)$$

Обратимся к анализу проявления нелинейных явлений в форме линии перехода ml для случая различного уширения взаимодействующих переходов, когда

$$\Gamma_{ml} \ll k_\mu \bar{v}, \quad \Gamma \gg k\bar{v}. \quad (2.6)$$

Здесь \bar{v} — среднеквадратичная скорость атомов. Везде в дальнейшем распределение по скоростям будем считать максвелловским. Как уже отмечалось, ситуация, близкая к рассматриваемой модели, реализуется, например, при взаимодействии переходов $3s_2 - 2p_4$ ($\lambda = 0.63$ мкм) и $3s_2 - 3p_4$ ($\lambda = 3.39$ мкм) в неоне. Возможны два случая

$$\Delta\Gamma \equiv \Gamma_{ml} - \Gamma_{ln} \gg k\bar{v} \quad (2.7)$$

и

$$\Delta\Gamma \equiv \Gamma_{ml} - \Gamma_{ln} \ll k\bar{v}, \quad (2.8)$$

которые дискриминируют зависимость корней $Z_{1,2}$ от скоростей атомов. При лорентцовском характере однородного уширения линий ($\Gamma_{ik} \equiv (\Gamma_i + \Gamma_k)/2$) условия (2.6) и (2.7) могут быть совместны, например, если

$$\Gamma_m \gg \Gamma_l, \quad \Gamma_n, \quad k\bar{v} \ll \Gamma_m/2 \ll k_\mu \bar{v} \quad (\omega_{ml} \gg \omega_{mn}), \quad (2.9)$$

а условия (2.6) и (2.8) — если

$$\Gamma_m = \Gamma_n \gg \Gamma_l, \quad \omega_{ml} \gg \omega_{mn}. \quad (2.10)$$

Поскольку можно указать условия, когда каждый из трех указанных выше эффектов превалирует над остальными, проанализируем форму линии, обусловленную каждым эффектом по отдельности.

§ 3. Эффект расщепления

Как следует из формул (2.3) и (2.4), при выполнении условия $\Delta n_{mn} = 0$ влияние поля \mathbf{E} на форму линии осуществляется только через расщепление уровня m на два квазиуровня. Формула (2.4) приобретает вид

$$\frac{\alpha_\mu}{\alpha_\mu^0} = \text{Re} \left\langle \frac{(\sqrt{\pi}/k_\mu \bar{v})^{-1} \left[\frac{Z_1}{\Gamma_{ml} - \alpha'_1 - i(\Omega'_\mu + \alpha''_2)} - \frac{Z_2}{\Gamma_{ml} - \alpha'_1 - i(\Omega'_\mu + \alpha''_1)} \right]}{Z_1 - Z_2} \right\rangle.$$

При усреднении выражений типа (3.1) будем пользоваться следующим интегральным соотношением:

$$I = \frac{1}{\sqrt{\pi} k\bar{v}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-\left(\frac{v}{\bar{v}}\right)^2} dv}{\Gamma - i(\Omega - k\bar{v})} = \frac{\sqrt{\pi}}{k\bar{v}} e^{p^2} [1 - \Phi(p)],$$

где $p = (\Gamma - i\Omega)/k\bar{v} \equiv \eta - i\xi$. При $\eta = \Gamma/k\bar{v} \ll 1$ разложение интеграла по степеням η с точностью до η^2 имеет вид

$$I = \frac{\sqrt{\pi}}{k\bar{v}} e^{-\left(\frac{\Omega}{k\bar{v}}\right)^2} \left(1 + \frac{4}{\sqrt{\pi}} \eta \xi \int_0^\xi e^{t^2} dt \right) - 2\eta^2 + i \frac{\sqrt{\pi}}{k\bar{v}} e^{-\left(\frac{\Omega}{k\bar{v}}\right)^2} \left(\frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^\xi e^{t^2} dt - \eta \xi \right).$$

Прежде всего рассмотрим случай $\Delta\Gamma \gg k\bar{v}$, когда можно пренебречь зависимостью $Z_{1,2}$ от v . Если поле \mathbf{E} достаточно слабое

$$|G|^2 \ll |\Delta\Gamma - i\Omega|^2, \quad (3.2)$$

то при $\Omega = 0$ после усреднения выражения (3.1) по скоростям получаем, что форма линии качественно не меняется. С увеличением выхода из резонанса при $|\Omega| \gg \Delta\Gamma$ и условия (3.2) форма линии приобретает вид

$$\frac{\alpha_\mu}{\alpha_\mu^0} = \left(1 - \left| \frac{G}{\Omega} \right|^2 \right) e^{-\xi^2} + \left| \frac{G}{\Omega} \right|^2 e^{-\xi^2/2}, \quad (3.3)$$

где

$$\xi_1 = \left(\Omega_\mu + \frac{|G|^2}{\Omega} \right) / k_\mu \bar{v}, \quad \xi_2 = \left[\Omega_\mu - \Omega \left(1 + \frac{|G|^2}{\Omega} \right) \right] / k_\mu \bar{v}.$$

Из формулы (3.3) следует, что под действием слабого не резонансного перехода ml излучения происходит небольшой сдвиг центра линии на переходе ml и появляется слабая компонента с центром при $\Omega_\mu \simeq \Omega$. Обе компоненты имеют ширину $k_\mu \bar{v}$.

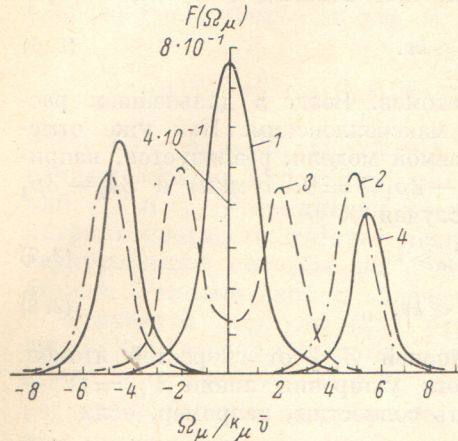


Рис. 1. Форма линии, обусловленная эффектом расщепления при $|G|^2 \gg |\Delta\Gamma - i\Omega|^2$.

$$F(\Omega_\mu) = \text{Re} \left\{ \frac{Z_1}{Z_1 - Z_2} e^{p_2^2} (1 - \Phi(p_2)) - \frac{Z_2}{Z_1 - Z_2} \times \right. \\ \left. \times e^{p_1^2} (1 - \Phi(p_1)) \right\}.$$

$$\Gamma_n = \Gamma_l = 0.1\Gamma_m; \quad \Gamma_m = 0.1k_\mu \bar{v}; \quad \Gamma = 5.5 \cdot 10^{-2} k_\mu \bar{v}; \\ \Delta\Gamma = 9 \cdot 10^{-2} k_\mu \bar{v}; \quad k_\mu/k = 10^2. \\ 1 - \Omega = 0, \quad G = 0.5k_\mu \bar{v}; \quad 2 - \Omega = 0, \quad G = 5k_\mu \bar{v}; \quad 3 - \\ \Omega = 2\Gamma, \quad G = 2k_\mu \bar{v}; \quad 4 - \Omega = 20\Gamma, \quad G = 5k_\mu \bar{v}.$$

С увеличением интенсивности поля E линия деформируется (рис. 1), так что при

$$|G|^2 \gg |\Delta\Gamma - i\Omega|^2 \quad (3.4)$$

ее форма описывается выражением

$$\frac{\alpha_\mu}{\alpha_\mu^0} = \frac{1}{4} \text{Re} \left\{ \frac{\Delta\Gamma - i\Omega + 2i|G|}{i|G|} \times \right. \\ \left. \times e^{p_2^2} (1 - \Phi(p_2)) - \frac{\Delta\Gamma - i\Omega - 2i|G|}{i|G|} \times \right. \\ \left. \times e^{p_1^2} (1 - \Phi(p_1)) \right\}, \quad (3.5)$$

где $p_j = [\Gamma_{ml} - \alpha'_j - i(\Omega_\mu + \alpha''_j)] / k_\mu \bar{v}$, $\Phi(p)$ — интеграл вероятности. Если выполняется условие $\eta = (\Gamma_{ml} - \Gamma_{lm}) / 2k_\mu \bar{v} \ll 1$, то выражение (3.5)

можно представить в виде разложения по степеням η . Ограничиваясь членами первого порядка малости по η , получаем

$$\frac{\alpha_\mu}{\alpha_\mu^0} = \frac{1}{2} \left\{ \left[1 + 4 \frac{\xi_2 \eta}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\xi_2} e^{t^2} dt + \frac{\Delta\Gamma}{|G|} \left(\frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\xi_2} e^{t^2} dt - \frac{\xi_2 \eta}{2} \right) - \frac{\Omega}{|G|} \left(1 + \frac{4\xi_2 \eta}{\sqrt{\pi}} \times \right. \right. \right. \\ \left. \left. \times \int_0^{\xi_2} e^{t^2} dt \right) \right] e^{-\xi_2^2} + \left[1 + 4 \frac{\xi_1 \eta}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\xi_1} e^{t^2} dt - \frac{\Delta\Gamma}{|G|} \left(\frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\xi_1} e^{t^2} dt - \frac{\xi_1 \eta}{2} \right) + \right. \\ \left. \left. + \frac{\Omega}{|G|} \left(1 + \frac{4\xi_1 \eta}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\xi_1} e^{t^2} dt \right) \right] e^{-\xi_1^2} \right\}, \quad (3.6)$$

где

$$\xi_1 = \left[\Omega_\mu - \left(\frac{\Omega}{2} - |G| \right) \right] / k_\mu \bar{v}, \quad \xi_2 = \left[\Omega_\mu - \left(\frac{\Omega}{2} + |G| \right) \right] / k_\mu \bar{v}.$$

Согласно формуле (3.6), в достаточно сильных полях контур линии представляется в виде суперпозиции двух максимумов с центрами при $\Omega_\mu = (\Omega/2) \pm |G|$. Вблизи этих максимумов (при $|\xi_{1,2}| \ll 1$) форма линии близка к доплеровской с шириной $k_\mu \bar{v}$, а в крыльях переходит в лорентцовскую с шириной $(\Gamma_{ml} + \Gamma_{lm})/2$ (вторые слагаемые в прямых скобках). При уменьшении интенсивности поля форма линии модифицируется, стремясь к описанной выше, что отражают слагаемые, пропорциональные $|G|^{-1}$. Согласно критерию Рэлея о разрешимости двух спектральных линий, максимумы становятся разрешимыми при $|G| \geq k_\mu \bar{v}$.

Рассмотрим другой предельный случай $\Delta\Gamma = 0$, когда следует учесть зависимость $Z_{1,2}$ от v . Будем предполагать, что Ω или $|G|$ достаточно велики

$$\max \{ |\Omega|, |G| \} \gg k\bar{v}, \quad (3.7)$$

так что зависимость $Z_{1,2}$ от v достаточно учитывать только в первом приближении

$$Z_j = Z_{0j} + iM_j k v. \quad (3.8)$$

Здесь Z_{0j} — значение Z_j при $v=0$, а M_j — фактор «памяти», который является мерой корреляции частот фотонов, испускаемых на переходе ml , с частотами фотонов, поглощаемых на переходе mn [1]. При $\Delta\Gamma=0$, M_j определяется формулой

$$M_{1,2} = - \frac{\partial \alpha'_{1,2}}{\partial \Omega} \Big|_{k v=0} = \frac{1}{2} \left[1 \mp \frac{\Omega}{\sqrt{\Omega^2 + 4|G|^2}} \right]. \quad (3.9)$$

Пренебрегая отличием Z_j от Z_{0j} везде, кроме резонансных знаменателей, из формулы (3.1) получим

$$\frac{\alpha_\mu}{\alpha_\mu^0} = \text{Re} \left\{ \frac{Z_{01}}{Z_{01} - Z_{02}} e^{p_2^2} (1 - \Phi(p_2)) - \frac{Z_{02}}{Z_{01} - Z_{02}} (1 - \Phi(p_1)) \right\}, \quad (3.10)$$

где

$$p_j = [\Gamma_{ml} - i(\Omega_\mu + \alpha'_{0j})] / q_j v, \quad q_j = |k_\mu - M_j k|.$$

В предельном случае слабых полей ($|G| \ll |\Omega|$) $M_1=0$, $M_2=1$, а форма линии имеет вид

$$\frac{\alpha_\mu}{\alpha_\mu^0} = \left(1 - \left| \frac{G}{\Omega} \right|^2 \right) \frac{k_\mu}{q_1} e^{-\xi_1^2} + \left| \frac{G}{\Omega} \right|^2 \frac{k_\mu}{q_2} e^{-\xi_2^2}, \quad (3.11)$$

где

$$\xi_1 = \left(\Omega_\mu + \left| \frac{G}{\Omega} \right|^2 \right) / q_1 v, \quad \xi_2 = \left[\Omega_\mu - \Omega \left(1 + \left| \frac{G}{\Omega} \right|^2 \right) \right] / q_2 v, \quad q_1 = k_\mu, \quad q_2 = |k_\mu - k|.$$

В приближении сильных полей ($|G| \gg \Omega$) $M_1 \approx M_2 = 1/2$ и выражение (3.10) можно представить в виде

$$\frac{\alpha_\mu}{\alpha_\mu^0} = \frac{1}{2} \frac{k_\mu}{q} (e^{-\xi_1^2} + e^{-\xi_2^2}), \quad (3.12)$$

где

$$\xi_1 = \left[\Omega_\mu - \left(\frac{\Omega}{2} - |G| \right) \right] / q v, \quad \xi_2 = \left[\Omega_\mu - \left(\frac{\Omega}{2} + |G| \right) \right] / q v, \quad q = \left| k_\mu - \frac{1}{2} k \right|.$$

Таким образом, при $\Delta\Gamma \ll k\bar{v}$ форма линии представляется в виде двух компонент с различными центрами, ширинами и интенсивностями. Частотно-корреляционные характеристики одной из компонент обладают свойствами однофотонного процесса, другой — двухфотонного. С ростом интенсивности поля E различие между компонентами нивелируется. Ширины компонент обладают угловой анизотропией, т. е. зависят от относительного направления волновых векторов k_μ и k . Следовательно, зависимость формы линии от характеристик сильного поля в данном случае такая же, как и при неоднородном уширении обоих переходов [1]. Основное отличие случаев $\Delta\Gamma \gg k\bar{v}$ и $\Delta\Gamma \ll k\bar{v}$ состоит в том, что при одинаковых зависимостях центров компонент от интенсивности поля ширины компонент могут сильно различаться. При $\Delta\Gamma \ll k\bar{v}$ появляется свойство угловой анизотропии ширины. При $\Delta\Gamma \gg k\bar{v}$ центры компонент такие же, как и в случае однородного уширения обоих переходов [9], ширины их также не обладают угловой анизотропией, но по величине отличаются от случая [9].

Выше рассматривался случай, когда $\Delta n_{mn}=0$ и изменение формы линии было обусловлено только эффектом расщепления. При $\Delta n_{mn} \neq 0$ появляются еще два нелинейных явления — изменение заселенностей уровней и нелинейный интерференционный эффект (НИЭФ). При

$$1 - \frac{|G|^2 \Delta n_{mn} / \Delta n_{ml}}{\Gamma^2 (1+z) + \Omega^2} \frac{2\Gamma}{\Gamma_m} \left(1 - \frac{\gamma_{ml}}{\Gamma_l} \right) \gg \frac{|G|^2 \Delta n_{mn} / \Delta n_{ml}}{\Gamma^2 (1+z) + \Omega^2} \frac{\Gamma - i\Omega}{\Gamma_{ln} - i(\Omega_\mu - \Omega)} \quad (3.13)$$

НИЭФ пренебрежимо мал и изменение линии поглощения (усиления) определяется только явлениями расщепления и изменения заселенности.

Поскольку изменение заселенностей уровней под действием поля не меняет формы линии, а лишь изменяет ее интегральную интенсивность, в условиях (3.13) форма линии при $\Delta n_{mn} \neq 0$ будет иметь такой же вид, как и при $\Delta n_{mn} = 0$. В этом смысле явление насыщения разности заселенностей под действием поля, не сопровождаемая корреляцией частот испускаемых и поглощаемых фотонов, не приводит к изменению формы линии на смежном переходе и эквивалентно любому другому некогерентному способу изменения заселенностей уровней.

Перейдем к анализу изменения формы линии за счет НИЭФ.

§ 4. Нелинейный интерференционный эффект

Изменение формы линии определяется главным образом НИЭФ, если выполняется условие

$$\frac{|G|^2 \Delta n_{mn} / \Delta n_{ml}}{\Gamma^2 (1 + \kappa) + \Omega^2} \frac{\Gamma - i\Omega}{\Gamma_{ln} - i(\Omega_{\mu} - \Omega)} \gg 1 - \frac{|G|^2 \Delta n_{mn} / \Delta n_{ml}}{\Gamma^2 (1 + \kappa) + \Omega^2} \frac{2\Gamma}{\Gamma_m} \left(1 - \frac{\gamma_{ml}}{\Gamma_l}\right). \quad (4.1)$$

Прежде всего рассмотрим случай $\Delta\Gamma \gg k\bar{v}$. Усредняя по скоростям в формуле (2.4) слагаемые, пропорциональные $(\Gamma - i\Omega')$, которые соответствуют НИЭФ, можно получить следующее выражение для $\alpha_{\mu} / \alpha_{\mu}^0$:

$$\frac{\alpha_{\mu}}{\alpha_{\mu}^0} = \frac{\Delta n_{mn}}{\Delta n_{ml}} \frac{|G|^2}{\Gamma^2 (1 + \kappa) + \Omega^2} \operatorname{Re} \left\{ \frac{\Gamma - i\Omega}{Z_1 - Z_2} \left[e^{p_2^2} (1 - \Phi(p_2)) - e^{p_1^2} (1 - \Phi(p_1)) \right] \right\}, \quad (4.2)$$

где

$$p_j = [\Gamma_{ml} - \alpha'_j - i(\Omega_{\mu} + \alpha''_j)] / k_{\mu} \bar{v}.$$

В условиях (3.2) для слабых полей и в нулевом приближении по $|\Omega / \Delta\Gamma|$ из (2.4) и (4.2) следует, что α_{μ} представляется в виде разности двух одинаковых контуров с почти совпадающими центрами и, следовательно, влияние поля при этом пренебрежимо мало. При $|\Omega| \gg \Delta\Gamma$ центры контуров раздвигаются и в условиях (3.2) выражение для $\alpha_{\mu} / \alpha_{\mu}^0$ имеет вид

$$\frac{\alpha_{\mu}}{\alpha_{\mu}^0} = \frac{|G|^2 \Delta n_{mn} / \Delta n_{ml}}{\Omega^2} \left\{ \left(1 - \frac{\Gamma}{\Omega} \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\xi_1} e^{t^2} dt \right) e^{-\xi_1^2} - \left(1 - \frac{\Gamma}{\Omega} \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\xi_2} e^{t^2} dt \right) e^{-\xi_2^2} \right\}, \quad (4.3)$$

где

$$\xi_1 = (\Omega_{\mu} + |G|^2 / \Omega) / k_{\mu} \bar{v}, \quad \xi_2 = [\Omega_{\mu} - \Omega (1 + |G / \Omega|^2)] / k_{\mu} \bar{v}.$$

Таким образом, форма линии представляется в виде слегка смещенного от центра невозмущенной линии пика поглощения с шириной $k_{\mu} \bar{v}$, который в крыле переходит в линию усиления, соответствующую комбинационному рассеянию. Изменение интегральной интенсивности линии за счет НИЭФ равно нулю.

Перейдем к анализу случая сильных полей (условие (3.4)). Выражение для $\alpha_{\mu} / \alpha_{\mu}^0$ можно представить в виде

$$\begin{aligned} \frac{\alpha_{\mu}}{\alpha_{\mu}^0} = & \frac{\Delta n_{mn}}{\Delta n_{ml}} \frac{|G|^2}{\Gamma^2 (1 + \kappa) + \Omega^2} \left\{ \left[\frac{\Gamma}{|G|} \left(\frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\xi_2} e^{t^2} dt - \frac{\xi_2 \gamma_0}{\sqrt{\pi}} \right) - \right. \right. \\ & \left. \left. - \frac{\Omega}{2|G|} \left(1 + \frac{4\xi_2 \gamma_0}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\xi_2} e^{t^2} dt \right) \right] e^{-\xi_2^2} - \left[\frac{\Gamma}{|G|} \left(\frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\xi_1} e^{t^2} dt - \frac{\xi_1 \gamma_0}{\sqrt{\pi}} \right) - \right. \right. \\ & \left. \left. - \frac{\Omega}{2|G|} \left(1 + 4 \frac{\xi_1 \gamma_0}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\xi_1} e^{t^2} dt \right) \right] e^{-\xi_1^2} \right\}, \quad (4.4) \end{aligned}$$

где

$$\xi_1 = \left[\Omega_\mu - \left(\frac{\Omega}{2} - |G| \right) \right] / k_\mu \bar{v}, \quad \xi_2 = \left[\Omega_\mu - \left(\frac{\Omega}{2} + |G| \right) \right] / k_\mu \bar{v}, \quad \tau_{10} = \frac{\Gamma_{m1}}{k_\mu \bar{v}}.$$

Проанализируем полученное выражение при различных значениях выхода из резонанса Ω .

При $\Omega \gg \Gamma$ зависимость $\alpha_\mu / \alpha_\mu^0$ от Ω_μ , обусловленная НИЭФ, качественно представлена на рис. 2 (кривая 1). Около точек $\Omega_\mu = \Omega/2 \pm |G|$ форма кривой близка к гауссовской с шириной $k_\mu \bar{v}$. Изменение знака α_μ происходит в окрестности точки $\Omega_\mu = 0$ шириной порядка Ω . При изменении знака Ω кривую следует зеркально отразить относительно оси Ω_μ .

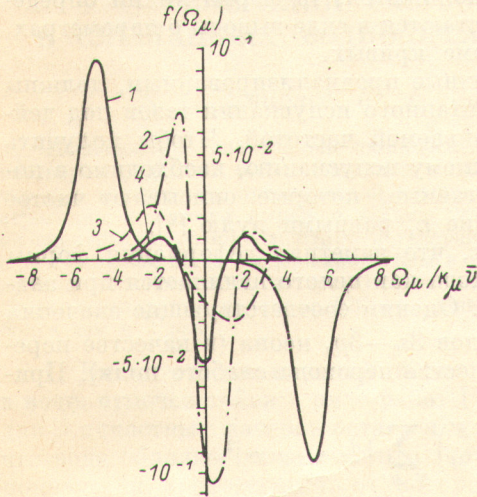


Рис. 2. Форма линии, обусловленная НИЭФ при $|G|^2 \gg |\Delta\Gamma - i\Omega|^2$.

$$f(\Omega_\mu) = \text{Re} \left\{ \frac{\Gamma - i\Omega}{Z_1 - Z_2} e^{\nu^2/2} (1 - \Phi(p_2)) - \frac{\Gamma - i\Omega}{Z_1 - Z_2} \times \right. \\ \left. \times e^{\nu^2/2} (1 - \Phi(p_1)) \right\}.$$

$$\Gamma_n = \Gamma_l = 0.1\Gamma_m; \quad \Gamma_m = 0.1k_\mu \bar{v}; \quad \Gamma = 5.5 \cdot 10^{-2} k_\mu \bar{v}; \\ \Delta\Gamma = 9 \cdot 10^{-2} k_\mu \bar{v}; \quad k_\mu/k = 10^2.$$

$$1 - \Omega = 20\Gamma, \quad G = 5k_\mu \bar{v}; \quad 2 - \Omega = 2\Gamma, \quad G = 0.5k_\mu \bar{v}; \quad 3 - \\ \Omega = 2\Gamma, \quad G = 2k_\mu \bar{v}; \quad 4 - \Omega = 0, \quad G = 0.5k_\mu \bar{v}.$$

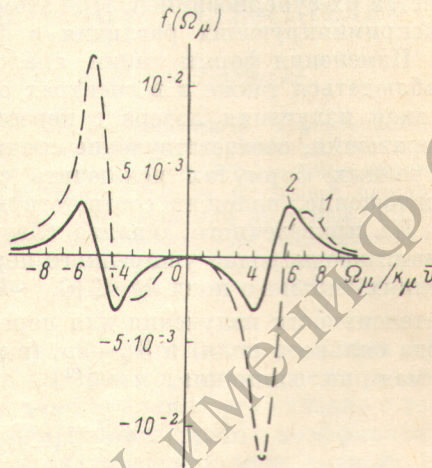


Рис. 3. Форма линии, обусловленная НИЭФ $f(\Omega_\mu)$ при $|G|^2 \gg |\Delta\Gamma - i\Omega|^2$.

$$\Gamma_n = \Gamma_l = 0.1\Gamma_m; \quad \Gamma_m = 0.1k_\mu \bar{v}; \quad \Gamma = 5.5 \cdot 10^{-2} k_\mu \bar{v}; \\ \Delta\Gamma = 9 \cdot 10^{-2} k_\mu \bar{v}; \quad k_\mu/k = 10^2.$$

$$1 - \Omega = 2\Gamma, \quad G = 5k_\mu \bar{v}; \quad 2 - \Omega = 0, \quad G = 5k_\mu \bar{v}.$$

При $\Omega = 2\Gamma$ контур $\alpha_\mu / \alpha_\mu^0$ качественно представлен на рис. 2 (кривые 2, 3) и рис. 3 (кривая 1). В условиях (3.4) и (4.1) при $(k\bar{v})^2 \ll |G|^2 \ll (k_\mu \bar{v})^2$ контур линии имеет вид кривой 2 рис. 2 и все структуры лежат в интервале $\Delta\Omega_\mu \sim k_\mu \bar{v}$. При $|G|^2 \sim (k_\mu \bar{v})^2$ контур деформируется и приобретает вид кривой 3, причем главные максимумы и минимум лежат около точек $\Omega_\mu = \pm k_\mu \bar{v}$. При $|G|^2 \gg (k_\mu \bar{v})^2$ форма линий имеет вид, аналогичный кривой 1 с максимумом и минимумом при $\Omega_\mu \approx \pm |G|$ (рис. 3, кривая 1).

Зависимость $\alpha_\mu / \alpha_\mu^0$ от Ω_μ при $\Omega = 0$ представлена на рис. 2 (кривая 4) и рис. 3 (кривая 2). Изменение знака функции происходит в точках $\Omega_\mu = \pm |G|$. Во всех рассмотренных выше случаях площади, ограничиваемые участками усиления и поглощения, в условиях (4.1) равны друг другу. Таким образом, с изменением интенсивности и выхода из резонанса сильного поля форма линии, плавно деформируясь, может принимать за счет НИЭФ один из видов, проанализированных выше и представленных на рис. 2 и 3. Из приведенных формул следует, что максимальные значения α_μ достигаются при $|\Omega| \sim |G|$. При достаточно больших $|G|$ максимальные значения $|\alpha_\mu|$ уменьшаются с ростом $|G|$. Это связано с уменьшением интерференционных явлений при увеличении расстояния между квазиуровнями [1].

Обратимся к анализу другого предельного случая $\Delta\Gamma=0$. Поступая аналогично рассмотренному выше, при условии (3.7) получаем формулу, совпадающую с формулой (4.2), если в последней считать

$$p_j = [\Gamma_{ml} - i(\Omega_\mu + \alpha''_{j0})]/q_j \bar{v}, \quad Z_j = Z_{0j}, \quad q_j = |k_\mu - M_j k|.$$

Таким образом, основное различие проявлений НИЭФ при $\Delta\Gamma \gg k\bar{v}$ и $\Delta\Gamma \ll k\bar{v}$ состоит в том, что в последнем случае спектральные компоненты, входящие в состав линии, при тех же условиях имеют другие ширины, обладающие угловой анизотропией.

З а к л ю ч е н и е

Если условия, при которых каждый из рассмотренных выше эффектов превалирует над остальными, не выполняются, то форма линии определяется их суперпозицией. При этом остаются в силе выводы о параметрах, дискриминирующих различия в форме кривых.

Изменения формы линии, аналогичные проанализированным, должны наблюдаться также и в спектрах спонтанного испускания газов под действием излучения лазера с перестраиваемой частотой. Чтобы получить выражения, соответствующие спонтанному испусканию, необходимо в полученных формулах исключить слагаемые, которые описывают чистое поглощение, положив соответствующие n_i равными нулю [2].

Из приведенного анализа следует, что заметная деформация формы линии неоднородно уширенного перехода как целого начинается при значениях сильного поля $k\bar{v} < |G| \sim k_\mu \bar{v}$. Оценим соответствующие значения интенсивности излучения для переходов $3s_2-3p_4$ неона (в качестве перехода сильного поля) и $3s_2-2p_3$ (в качестве перехода слабого поля). Принимая во внимание, что [12]

$$|d_{\gamma JM, \gamma' J' M'}|^2 = \begin{pmatrix} J & 1 & J' \\ -M & 0 & M' \end{pmatrix} \sum_{M, M'} |d_{\gamma JM, \gamma' J' M'}|^2,$$

для линейного поляризованного излучения получаем

$$|G|^2 = \frac{3\pi g_m \lambda_{mn}^3}{2\hbar c} A_{mn} I \begin{pmatrix} J & 1 & J+1 \\ -M & 0 & M \end{pmatrix}^2.$$

Здесь A_{mn} — вероятность спонтанного перехода, g_m — кратность вырождения уровня m , I — плотность потока излучения,

() — 3j-символ Вигнера [12],

$$\begin{pmatrix} J & 1 & J+1 \\ -M & 0 & M \end{pmatrix} = \frac{(J+1)^2 - M^2}{(2J+3)(J+1)(2J+1)}.$$

Полагая $J=1$, $g_m=3$, $\lambda=3.39/2\pi$ мкм, $A_{mn}=3\cdot 10^6$ сек.⁻¹[13], $k\bar{v}=1.3 \times 10^9$ сек.⁻¹, $k_\mu \bar{v}=7.1 \cdot 10^9$ сек.⁻¹, для $M=0$ получаем $I \approx (5 \div 1.5 \cdot 10^2)$ вт/сек.².

Л и т е р а т у р а

- [1] Т. Я. Попова, А. К. Попов, С. Г. Раутиан, А. А. Феоктистов. ЖЭТФ, 57, 444, 1969.
- [2] Г. Е. Ноткин, С. Г. Раутиан, А. А. Феоктистов. ЖЭТФ, 52, 1673, 1967.
- [3] Т. Я. Попова, А. К. Попов, С. Г. Раутиан, Р. И. Соколовский. ЖЭТФ, 57, 850, 1969.
- [4] M. S. Feld, A. Javan. Phys. Rev., 177, 540, 1969.
- [5] T. Hansch, P. Toschek. Zs. Phys., 236, 213, 1970.
- [6] А. К. Попов. ЖЭТФ, 58, 1623, 1970.
- [7] В. М. Конторович, А. М. Прохоров. ЖЭТФ, 33, 1428, 1957.
- [8] A. Javan. Phys. Rev., 107, 1579, 1957.
- [9] Т. Я. Попова, А. К. Попов. Изв. вузов. физика, 11, 38, 1970.
- [10] И. М. Бетеров, Ю. М. Матюгин, С. Г. Раутиан, В. П. Чеботаев. ЖЭТФ, 58, 1243, 1970.
- [11] Я. С. Бобович, С. Г. Раутиан. Опт. и спектр., 38, 263, 1975.
- [12] И. И. Собельман. Введение в теорию атомных спектров. Физматгиз, М., 1963.
- [13] А. В. Елецкий, Б. М. Смирнов. Газовые лазеры. Атомиздат, М., 1971.

Поступило в Редакцию 28 мая 1973 г.