

РОЛЬ СПОНТАННОГО ИСПУСКАНИЯ ПО РАБОЧЕМУ ПЕРЕХОДУ В СПЕКТРОСКОПИИ ПРОБНОГО ПОЛЯ ДВУХУРОВНЕВЫХ СИСТЕМ

Э. Г. Сапрыкин ^a, А. А. Черненко ^{b*}, А. М. Шалагин ^{a,c}

^a *Институт автоматизации и электрометрии Сибирского отделения Российской академии наук
630090, Новосибирск, Россия*

^b *Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук
630090, Новосибирск, Россия*

^c *Новосибирский государственный университет
630090, Новосибирск, Россия*

Поступила в редакцию 30 ноября 2015 г.

Проведены аналитические и численные исследования влияния спонтанного распада по рабочему переходу на форму резонанса в работе пробного поля при действии сильного поля на том же переходе. При этом на переходах с долгоживущим нижним уровнем возникающий в работе пробного поля узкий нелинейный резонанс может проявляться как в виде традиционного провала, так и в виде пика в зависимости от значения первого коэффициента Эйнштейна для рабочего перехода. Трансформация резонанса из провала в пик обусловлена спецификой релаксации биений населенности нижнего уровня на закрытом или почти закрытом переходе (распад верхнего уровня полностью или почти полностью происходит по рабочему переходу).

DOI: 10.7868/S0044451016080046

1. ВВЕДЕНИЕ

На начальной стадии разработки теоретических основ нелинейной спектроскопии газовых сред основное внимание было уделено новым, специфическим эффектам, обусловленным вынужденными переходами в поле сильной световой волны, приводящими к изменению населенностей уровней, сдвигам энергии уровней и эффекту интерференции переходов, получившему название нелинейного интерференционного эффекта. При этом в двухуровневых моделях атома каналом спонтанного распада верхнего уровня на нижний пренебрегалось, и из кинетического уравнения для упрощения ситуации исключались слагаемые, ответственные за данный процесс. Это означало, что время жизни верхнего уровня определялось неупругими процессами и спонтанным распадом на третьи уровни. На этой стадии были выявлены основные зависимости нелинейных эффектов от констант релаксации уровней, интенсив-

ности сильного поля и направления распространения световых волн [1–5].

В последующих работах спонтанные каналы распада по рабочим переходам были включены в теоретические модели [6–8], однако детального анализа их влияния на характеристики нелинейных процессов и спектр поглощения пробного поля в тот момент не было сделано. Были выполнены многочисленные исследования процессов на смежных невырожденных переходах, где ветвление излучения естественным образом учитывалось, но пробное поле взаимодействовало лишь с одним возмущенным сильным полем уровнем.

Дальнейшие исследования нелинейных когерентных эффектов на вырожденных переходах атомов привели к обнаружению таких явлений, как когерентное пленение населенностей [9, 10], электромагнитно-индуцированная прозрачность (ЭИП) [10, 11], электромагнитно-индуцированная абсорбция (ЭИА) [12] и др.

Эффекты электромагнитно-индуцированной прозрачности и электромагнитно-индуцированной абсорбции в работах [11, 12] наблюдались на вырож-

* E-mail: chernen@isp.nsc.ru

денных атомных переходах разных типов: эффект ЭИП реализовывался на переходах, где был существен спонтанный распад с верхнего уровня на прочие уровни атома (так называемые открытые переходы), в то время как эффект ЭИА, обратный по знаку эффекту ЭИП, наблюдался на переходах, где такой спонтанный процесс отсутствовал (так называемые закрытые переходы).

Недавно и в спектроскопии встречных волн были продемонстрированы качественные изменения форм резонансов насыщенного поглощения [13] и перекрестных резонансов [14] в атомах с вырожденными уровнями при изменении относительного вклада спонтанной релаксации (распада) на сторонние уровни (степени открытости атомного перехода).

Насколько нам известно, до недавнего времени исследования влияния степени открытости атомного перехода на спектры нелинейных резонансов в простейших двухуровневых системах, как ни удивительно, в литературе не нашли отражения, хотя и здесь формирование спектра поглощения весьма похоже на то, что происходит на переходах атомов с вырожденной структурой уровней. Более того, влияние степени открытости проявляется в двухуровневой системе в чистом виде, не искаженном эффектами вырождения и магнитной когерентности уровней.

Недавно была рассмотрена близкая нашей задаче ситуация, когда сильная и пробная волна взаимодействовали с двухуровневой системой при наличии распада верхнего рабочего уровня на третий (метастабильный) уровень [15]. Однако основное внимание в работе [15] уделено получению очень узкой спектральной структуры и влиянию на нее столкновений, а возможность трансформации узкого провала в пик в спектре поглощения пробного поля не была замечена.

Данные обстоятельства стимулировали постановку настоящей работы. В ней анализируется роль спонтанного распада верхнего комбинирующего уровня по рабочему переходу в формировании спектра насыщенного поглощения пробной волны в двухуровневой системе. Анализ проведен как для неподвижных, так и для движущихся атомов. Показано, что в обоих случаях форма резонанса насыщенного поглощения пробной волны, содержащая некогерентную (населенностную) и когерентную части, зависит как от значений релаксационных констант верхнего Γ_m и нижнего Γ_n уровней перехода $m-n$, так и от значений первого коэффициента Эйнштейна A_{mn} для этого перехода. При этом изменение соотношения между этими величинами в ряде

случаев качественным образом меняет вид нелинейного резонанса.

2. СПЕКТР ПОГЛОЩЕНИЯ ПРОБНОГО ПОЛЯ В СИСТЕМЕ ДВУХ НЕВЫРОЖДЕННЫХ УРОВНЕЙ

Рассмотрим задачу о спектре поглощения пробного поля на переходе между двумя невырожденными уровнями в присутствии сильной волны. Сильная волна предполагается монохроматической (частота ω , напряженность электрического поля \mathbf{E}), резонансной атомному переходу $m-n$ (частота перехода ω_{mn}). Пробная волна также монохроматическая (частота ω_μ , напряженность электрического поля \mathbf{E}_μ). Газ считаем достаточно разреженным, чтобы можно было пренебречь столкновениями. Теоретическое рассмотрение проведем для переходов между возбужденными состояниями атома.

При решении будем исходить из кинетических уравнений для матрицы плотности атомной системы [7]. В случае двухуровневой системы, взаимодействующей с бихроматическим полем (сильным и пробным), кинетика диагональных ρ_m, ρ_n и недиагональных ρ_{mn} элементов матрицы плотности в модели релаксационных констант описывается системой уравнений

$$\left(\frac{d}{dt} + \Gamma_m\right) \rho_m = Q_m - 2 \operatorname{Re}(iV^* \rho_{mn}), \quad (1)$$

$$\left(\frac{d}{dt} + \Gamma_n\right) \rho_n = Q_n + A_{mn} \rho_m + 2 \operatorname{Re}(iV^* \rho_{mn}), \quad (2)$$

$$\left(\frac{d}{dt} + \Gamma\right) \rho_{mn} + iV(\rho_m - \rho_n) = 0, \quad (3)$$

$$\rho_{nm} = \rho_{mn}^*,$$

где $V = G \exp(-i\Omega t) + G_\mu \exp(-i\Omega_\mu t)$ — матричный элемент оператора взаимодействия атома с полями волн; $G = d_{mn}E/2\hbar$; $G_\mu = d_{mn}E_\mu/2\hbar$; d_{mn} — матричный элемент дипольного момента перехода; Γ_m, Γ_n и Γ — константы релаксации уровней и недиагонального элемента ρ_{mn} ; A_{mn} — первый коэффициент Эйнштейна для перехода $m-n$; Q_m, Q_n — скорости возбуждения уровней, предполагающиеся заданными. Частоты в матричном элементе оператора взаимодействия записаны для неподвижных атомов: $\Omega = \omega - \omega_{mn}$, $\Omega_\mu = \omega_\mu - \omega_{mn}$.

Согласно стандартной процедуре метода пробного поля [7], решения уравнений (1)–(3) с точностью до членов, линейных по G_μ , ищем в виде

$$\begin{aligned} \rho_{mn} &= \rho_{mn}^0 \exp(-i\Omega t) + r \exp[-i(\Omega + \varepsilon)t] + \\ &+ r_1 \exp[-i(\Omega - \varepsilon)t], \\ \rho_m &= \rho_m^0 + r_m \exp(-i\varepsilon t) + r_m^* \exp(i\varepsilon t), \\ \rho_n &= \rho_n^0 + r_n \exp(-i\varepsilon t) + r_n^* \exp(i\varepsilon t), \\ \varepsilon &= \Omega_\mu - \Omega. \end{aligned} \quad (4)$$

Система уравнений для ρ_j^0 и ρ_{ij}^0 нулевого приближения по G_μ имеет вид

$$\begin{aligned} \Gamma_m \rho_m^0 + 2 \operatorname{Re}(iG^* \rho_{mn}^0) &= Q_m, \\ \Gamma_n \rho_n^0 - A_{mn} \rho_m^0 - 2 \operatorname{Re}(iG^* \rho_{mn}^0) &= Q_n, \\ (\Gamma - i\Omega) \rho_{mn}^0 + iG(\rho_m^0 - \rho_n^0) &= 0. \end{aligned} \quad (5)$$

Эти уравнения описывают изменения в среде под действием только сильного поля. Для величин из (4), линейных по G_μ , имеют место следующие уравнения:

$$\begin{aligned} (\Gamma_m - i\varepsilon)r_m + iG^* r - r_1^* iG &= iG_\mu \rho_{nm}^0, \\ (\Gamma_n - i\varepsilon)r_n - A_{mn} r_m - iG^* r + iG r_1^* &= -iG_\mu \rho_{nm}^0, \\ (p - i\varepsilon)r + iG(r_m - r_n) &= -iG_\mu(\rho_m^0 - \rho_n^0), \\ (p^* - i\varepsilon)r_1 + iG^*(r_m - r_n) &= 0, \end{aligned} \quad (6)$$

где $p = \Gamma - i\Omega$.

Спектр поглощения описывается выражением для работы пробного поля P_μ [7]:

$$P_\mu = -2\hbar\omega_\mu \operatorname{Re}(iG_\mu^* r). \quad (7)$$

Из уравнений (5) находим:

$$\begin{aligned} \rho_n^0 - \rho_m^0 &= N_{nm} \left[1 - \frac{\kappa\Gamma^2}{\Gamma_s^2 + \Omega^2} \right], \\ \rho_m^0 &= N_m + \left[\frac{N_{nm}}{\Gamma_m T_{mn}} \frac{\kappa\Gamma^2}{\Gamma_s^2 + \Omega^2} \right], \\ \rho_{mn}^0 &= \frac{iG(\rho_n^0 - \rho_m^0)}{\Gamma - i\Omega}, \quad N_{nm} \equiv N_n - N_m. \end{aligned} \quad (8)$$

Здесь N_n, N_m — населенности уровней n и m в отсутствие сильного поля,

$$\Gamma_s = \Gamma\sqrt{1 + \kappa}, \quad \kappa = \frac{2|G|^2\gamma_{mn}}{\Gamma\Gamma_n\Gamma_m}, \quad (9)$$

$$T_{mn} = \gamma_{mn}/\Gamma_n\Gamma_m, \quad \gamma_{mn} = \Gamma_m - A_{mn} + \Gamma_n.$$

Из уравнений (6) находим следующее решение для работы пробного поля:

$$P_\mu = 2\hbar\omega_\mu |G_\mu|^2 \operatorname{Re} \left\{ \frac{\delta N_{nm}}{\Gamma - i(\varepsilon + \Omega)} [1 - J(\varepsilon)] \right\}, \quad (10)$$

$$\begin{aligned} \delta N_{nm} &= N_{nm} \left(1 - \frac{\kappa\Gamma^2}{\Gamma_s^2 + \Omega^2} \right) = \frac{N_{nm}}{1 + \kappa_0}, \\ \kappa_0 &= \frac{\kappa\Gamma^2}{\Gamma^2 + \Omega^2}, \end{aligned} \quad (11)$$

$$J(\varepsilon) = |G|^2 (2\Gamma - i\varepsilon) (\gamma_{mn} - 2i\varepsilon) \frac{\Gamma - i(\varepsilon - \Omega)}{(\Gamma + i\Omega)\Delta_\varepsilon},$$

$$\begin{aligned} \Delta_\varepsilon &= [\Gamma - i(\varepsilon + \Omega)] [\Gamma - i(\varepsilon - \Omega)] (\Gamma_m - i\varepsilon) \times \\ &\times (\Gamma_n - i\varepsilon) + 2(\Gamma - i\varepsilon) (\gamma_{mn} - 2i\varepsilon) |G|^2. \end{aligned}$$

Это аналитическое решение описывает эффекты насыщения населенностей и расщепления уровней, а также когерентные эффекты в системе двух уровней, включая нелинейный интерференционный эффект. Подобное выражение анализировалось, например, в работах [7, 16, 17], однако ряд следствий данного решения ранее не обсуждался. В частности, не был исследован вопрос о влиянии процесса спонтанного распада верхнего уровня по рабочему переходу на спектр поглощения пробной волны. Ниже будет показано, что форма нелинейного резонанса в спектре поглощения пробной волны будет зависеть от соотношения между значениями констант релаксации Γ_m, Γ_n уровней и коэффициента Эйнштейна A_{mn} перехода. Изменение этого соотношения может кардинально менять вид нелинейного резонанса.

Рассмотрим особенности спектра поглощения при слабом насыщающем поле. В приближении первой нелинейной поправки по сильному полю когерентное слагаемое из (11) можно представить в виде

$$\begin{aligned} J(\varepsilon) &= |G|^2 \left(\frac{a_m}{\Gamma_m - i\varepsilon} + \frac{a_n}{\Gamma_n - i\varepsilon} \right) \times \\ &\times \left(\frac{1}{\Gamma + i\Omega} + \frac{1}{\Gamma - i(\varepsilon + \Omega)} \right), \end{aligned} \quad (12)$$

где

$$a_m = \frac{\Gamma_m + A_{mn} - \Gamma_n}{\Gamma_m - \Gamma_n}, \quad a_n = \frac{\Gamma_m - A_{mn} - \Gamma_n}{\Gamma_m - \Gamma_n}. \quad (13)$$

При $\Gamma_m \gg A_{mn}$ коэффициенты в (13) $a_m = a_n = 1$, особенности спектра поглощения пробного поля в этом случае подробно изучены в книге [17].

Подставляя (12) в (10), получаем следующее выражение для работы пробного поля:

$$\begin{aligned} P_\mu &= 2\hbar\omega_\mu |G_\mu|^2 \operatorname{Re} \left\{ \frac{\delta N_{nm}}{\Gamma - i(\varepsilon + \Omega)} \times \right. \\ &\times \left[1 - |G|^2 \left(\frac{a_m}{\Gamma_m - i\varepsilon} + \frac{a_n}{\Gamma_n - i\varepsilon} \right) \times \right. \\ &\times \left. \left. \left(\frac{1}{\Gamma + i\Omega} + \frac{1}{\Gamma - i(\varepsilon + \Omega)} \right) \right] \right\}. \end{aligned} \quad (14)$$

Из выражения (14) видно, что в работе пробного поля вблизи отстроек частот $\varepsilon = 0$ ($\Omega_\mu = \Omega$) возникают резонансы с полуширинами Γ_m и Γ_n , являющиеся спектральным отражением временных осцилляций (биений) заселенностей уровней. Амплитуды резонансов определяются коэффициентами a_m и a_n из (13), величины которых зависят от соотношений между значениями констант релаксации уровней и коэффициента Эйнштейна A_{mn} .

Для переходов с соотношением констант $\Gamma_n \ll \ll \Gamma_m$ (долгоживущий нижний уровень) работа пробного поля при $\Omega = 0$ и $\varepsilon \ll \Gamma, \Gamma_m$ имеет вид

$$P_\mu = 2\hbar\omega_\mu |G_\mu|^2 \operatorname{Re} \left\{ \frac{\delta N_{nm}}{\Gamma - i\varepsilon} \left[1 - \frac{2|G|^2}{\Gamma\Gamma_m} \times \left(\frac{\Gamma_m + A_{mn}}{\Gamma_m} + \frac{\Gamma_m - A_{mn} - \Gamma_n}{\Gamma_n - i\varepsilon} \right) \right] \right\}. \quad (15)$$

В этом случае в работе пробного поля присутствует узкая лоренцева структура с полушириной Γ_n и амплитудой, определяемой величиной $\Gamma_m - A_{mn} - \Gamma_n$, которая в зависимости от соотношения между значениями релаксационных констант перехода может менять знак. При условии $\Gamma_m - A_{mn} > \Gamma_n$ резонанс проявляется в виде узкого провала. При соотношении $\Gamma_m - A_{mn} < \Gamma_n$ резонанс проявляется в виде пика. При значении $A_{mn} = \Gamma_m - \Gamma_n$ узкая структура в работе пробного поля отсутствует, а форма нелинейного резонанса в этом случае определяется населенностным слагаемым в (15).

Для переходов с соотношением констант $\Gamma_n \gg \gg \Gamma_m$ (долгоживущий верхний уровень) работа пробного поля при $\Omega = 0$ и $\varepsilon \ll \Gamma, \Gamma_n$ имеет вид

$$P_\mu = 2\hbar\omega_\mu |G_\mu|^2 \operatorname{Re} \left\{ \frac{\delta N_{nm}}{\Gamma - i\varepsilon} \times \left[1 - \frac{2|G|^2}{\Gamma\Gamma_n} \left(1 + \frac{\Gamma_n - (\Gamma_m + A_{mn})}{\Gamma_m - i\varepsilon} \right) \right] \right\}. \quad (16)$$

В этом случае амплитуда a_n узкой структуры резонанса положительна при любых значениях коэффициента A_{mn} , поскольку $A_{mn} \leq \Gamma_m \ll \Gamma_n$. Здесь узкий резонанс всегда проявляется в виде провала.

На переходах с долгоживущим нижним уровнем возможность изменения знака узкого нелинейного резонанса сохраняется и за рамками приближения первых нелинейных поправок. При условиях $\Gamma_n/\Gamma_m \ll 1$ и $\varepsilon \ll \Gamma, \Gamma_m$ выражение для работы пробного поля (10) представимо в виде

$$P_\mu = 2\hbar\omega_\mu |G_\mu|^2 \operatorname{Re} \left\{ \frac{\delta N_{nm}}{\Gamma - i(\varepsilon + \Omega)} \times \left[\frac{1}{1 + 2\beta} + \frac{\beta}{(1 + 2\beta)^2} \frac{\Gamma_n - (\Gamma_m - A_{mn})}{\Gamma_w - i\varepsilon} \right] \right\}, \quad (17)$$

где

$$\Gamma_w = \frac{\Gamma_n(1 + \kappa_0)}{1 + 2\beta}, \quad \beta = \frac{\kappa_0\Gamma_n}{\gamma_{mn}} = \frac{2|G|^2}{\Gamma\Gamma_m} \frac{\Gamma^2}{\Gamma^2 + \Omega^2}.$$

Как и в приближении первых нелинейных поправок (15), в выражении для работы пробного поля (17) вблизи отстроек частот $\varepsilon = 0$ возникает узкая лоренцева структура с полушириной Γ_w , зависящей от интенсивности сильного поля, и амплитудой, знак которой определяется соотношением между константами релаксации уровней и коэффициентом Эйнштейна A_{mn} . Условия возникновения структуры в виде провала либо в виде пика такие же, как и в случае слабого насыщающего поля.

3. РЕЗОНАНСЫ НА ДОПЛЕРОВСКИ УШИРЕННЫХ ЛИНИЯХ

Учет движения атомов сводится к замене в решении (10) $\Omega \rightarrow \Omega - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}$, $\Omega_\mu \rightarrow \Omega_\mu - \mathbf{k}_\mu \cdot \mathbf{v}$, $\varepsilon \rightarrow \varepsilon - (\mathbf{k}_\mu - \mathbf{k}) \cdot \mathbf{v}$ (где \mathbf{k} и \mathbf{k}_μ — волновые векторы волн, \mathbf{v} — вектор скорости атома) и к усреднению полученного выражения по скоростям атомов. Результат усреднения зависит от взаимной ориентации волновых векторов \mathbf{k} и \mathbf{k}_μ световых волн. При встречном направлении распространения волн вклад когерентного слагаемого из (10) в работу поля пробной волны мал [7, 8]. В этом случае нелинейный резонанс поглощения обусловлен в основном эффектом насыщения населенностей уровней и проявляется в виде традиционного провала, параметры которого зависят от констант релаксации уровней и параметра насыщения сильным полем. Влияние значений коэффициента Эйнштейна A_{mn} на форму нелинейного резонанса проявляется лишь в незначительном изменении амплитуды провала.

В случае однонаправленных волн вклад когерентного слагаемого из (10) в амплитуду нелинейного резонанса оказывается значительным, что приводит, как и при неподвижных атомах, к качественным изменениям нелинейного резонанса в зависимости от соотношения между релаксационными константами уровней Γ_m, Γ_n и коэффициентом Эйнштейна A_{mn} .

Далее ограничимся приближением первых нелинейных поправок по сильному полю, используя для нахождения работы пробного поля выражение (14). В случае однонаправленных волн в (14) следует принять $k_\mu \approx k$, $\varepsilon = \Omega_\mu - \Omega$. При большом доплеровском уширении ($\Gamma \ll kv_T$) в результате усреднения по скоростям выражения (14) получаем

$$P_\mu = 2\hbar\omega_\mu \frac{\sqrt{\pi}}{kv_T} G_\mu^2 N_{nm} \times \exp \left[- \left(\frac{\Omega_\mu}{kv_T} \right)^2 \right] \left\{ 1 - 2|G|^2 \operatorname{Re} \left[\frac{1}{2\Gamma - i\varepsilon} \times \left(\frac{a_m}{\Gamma_m} + \frac{a_n}{\Gamma_n} + \frac{a_m}{\Gamma_m - i\varepsilon} + \frac{a_n}{\Gamma_n - i\varepsilon} \right) \right] \right\}. \quad (18)$$

Это выражение можно представить в виде

$$P_\mu = 2\hbar\omega_\mu \frac{\sqrt{\pi}}{kv_T} G_\mu^2 N_{nm} \times \exp \left[- \left(\frac{\Omega_\mu}{kv_T} \right)^2 \right] \left\{ 1 - 2|G|^2 \times \operatorname{Re} \left[\frac{1}{2\Gamma - i\varepsilon} \left(\frac{a_m}{\Gamma_m} + \frac{a_n}{\Gamma_n} - \frac{a_m}{2\Gamma - \Gamma_m} - \frac{a_n}{2\Gamma - \Gamma_n} \right) + \frac{a_m}{2\Gamma - \Gamma_m} \frac{1}{\Gamma_m - i\varepsilon} + \frac{a_n}{2\Gamma - \Gamma_n} \frac{1}{\Gamma_n - i\varepsilon} \right] \right\}. \quad (19)$$

В случае радиационной релаксации уровней ($2\Gamma = \Gamma_m + \Gamma_n$) выражение (19) приобретает вид

$$P_\mu = 2\hbar\omega_\mu \frac{\sqrt{\pi}}{kv_T} G_\mu^2 N_{nm} \times \exp \left[- \left(\frac{\Omega_\mu}{kv_T} \right)^2 \right] \left\{ 1 - 2|G|^2 \times \operatorname{Re} \left[\frac{1}{\Gamma_m + \Gamma_n - i\varepsilon} \frac{2A_{mn}}{\Gamma_m \Gamma_n} + \frac{a_m}{2\Gamma - \Gamma_m} \frac{1}{\Gamma_m - i\varepsilon} + \frac{a_n}{2\Gamma - \Gamma_n} \frac{1}{\Gamma_n - i\varepsilon} \right] \right\}. \quad (20)$$

Из выражений (18)–(20) следует, что в работе пробного поля вблизи отстроек частот $\varepsilon = 0$ ($\Omega_\mu = \Omega$) возникает резонанс, вклад в который дают три спектральные компоненты, разные по ширине и амплитуде. Компонента, описываемая первым слагаемым в нелинейной части работы поля, обусловлена эффектом насыщения сильного поля и формирует в спектре традиционный населенностный провал с полушириной 2Γ . Отметим важное обстоятельство: эта компонента появляется только при наличии спонтанного распада по рабочему переходу (при $A_{mn} \neq 0$). Две другие компоненты (второе и третье слагаемое), обусловленные биением заселенностей уровней, имеют полуширины Γ_m и Γ_n . При этом значения амплитуд компонент определяются, как и при неподвижных атомах, коэффициентами a_m и a_n из формулы (13).

В случае сильно различающихся значений констант эти компоненты образуют на фоне основного широкого провала узкую лоренцеву структуру с ши-

риной долгоживущего уровня и амплитудой, определяемой значением соответствующего коэффициента из (13) (либо a_m , либо a_n). На переходах с долгоживущим нижним уровнем (при $\Gamma_n \ll \Gamma_m$) амплитуда узкой структуры определяется коэффициентом a_n , который в зависимости от величины коэффициента A_{mn} , как и при неподвижных атомах, может менять знак. При значениях $A_{mn} < \Gamma_m - \Gamma_n$ коэффициент $a_n > 0$, и в спектре доплеровски уширенной линии возникает узкий провал. При значениях $A_{mn} > \Gamma_m - \Gamma_n$ узкая структура будет проявляться в виде пика внутри широкого провала. При этом полуширины провала и пика определяются константой релаксации нижнего уровня Γ_n . При соотношении между константами $A_{mn} = \Gamma_m - \Gamma_n$ узкая структура отсутствует.

На переходах с долгоживущим верхним уровнем (соотношение констант $\Gamma_n \gg \Gamma_m$) амплитуда узкой структуры резонанса определяется коэффициентом a_m , значение которого положительно при любых значениях A_{mn} , и узкая структура резонанса будет проявляться всегда в виде провала с полушириной Γ_m .

4. ЧИСЛЕННЫЕ РАСЧЕТЫ

Возможность формирования узкого резонанса и трансформация его из провала в пик при изменении соотношения между релаксационными константами перехода сохраняется и за рамками приближения первых нелинейных поправок, но при умеренно высоких значениях параметра насыщения сильного поля. Для иллюстрации этого нами выполнены численные расчеты формы нелинейного резонанса как для покоящихся частиц, так и в условиях большого доплеровского уширения.

Форму линии насыщенного поглощения будем характеризовать величиной α/α_0 , которая связана с работой пробного поля P_μ соотношением

$$\frac{\alpha}{\alpha_0} = \frac{\Gamma P_\mu}{2\hbar\omega_\mu |G_\mu|^2} N_{nm},$$

где $\alpha_0 = 4\pi\omega_{mn} d_{mn}^2 / ch\Gamma$ — сечение резонансного поглощения на атомном переходе. Величина P_μ в случае неподвижных атомов рассчитывалась на основе соотношения (10) и точного вида когерентного слагаемого из (11) (точное решение) или с использованием аналитического решения в виде (17), а в случае движущихся атомов — с использованием точного вида когерентного слагаемого и последующим численным усреднением по скоростям выражения (10). Ре-

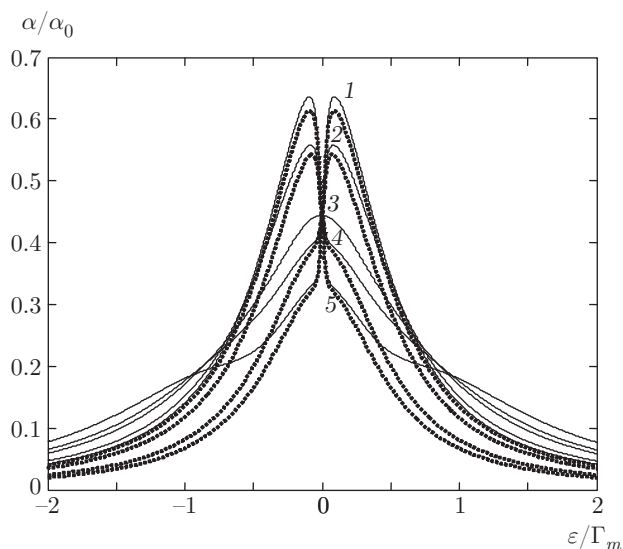


Рис. 1. Форма резонанса для неподвижных атомов при $\kappa_0 = 0.5$, $\Omega = 0$, $\Gamma_m = 5 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$, $\Gamma_n/\Gamma_m = 0.02$ и значениях параметра $\eta = 50$ (1), 5 (2), 1 (3), 0.5 (4), 0 (5). Сплошные линии — точное решение, пунктирные линии — аналитическое решение (17)

зультаты расчетов представлены при отстройке частоты сильного поля $\Omega = 0$, параметре насыщения сильного поля $\kappa_0 = 0.5$ и следующих значениях параметров атомного перехода: $\Gamma_m = 5 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$, $\Gamma_n = 0.02\Gamma_m$, $\Gamma = (\Gamma_m + \Gamma_n)/2$. Графики построены для ряда значений параметра $\eta = (\Gamma_m - A_{mn})/\Gamma_n$, который, как и в приближении первых нелинейных поправок, оказался важным для формирования узкого резонанса. Отношение начальных заселенностей уровней полагалось порядка $N_m/N_n \sim 10^{-2}$. При интегрировании по скоростям диапазон изменения скоростей частиц составлял $\pm 3k v_T$ с шагом $\Delta k v_T = (10^{-3} - 10^{-4})k v_T$ при значении доплеровской ширины линии перехода $k v_T = 5 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$.

Как видно из данных рис. 1, в случае неподвижных атомов форма резонанса насыщенного поглощения пробного поля вблизи отстроек частот $\varepsilon = 0$ испытывает качественные изменения в зависимости от величины параметра η . Эти изменения проявляются одинаковым образом как в точном решении (сплошные линии), так и в аналитическом решении (17) (пунктирные линии). При значениях параметра $\eta > 1$ в форме резонанса вблизи $\varepsilon = 0$ возникает узкая структура в виде провала (кривые 1, 2), глубина которого уменьшается с уменьшением значения η . При значениях параметра $\eta = 1$ в форме резонанса узкая структура отсутствует (кривая 3), это значение является граничным. При значениях

параметра $0 \leq \eta < 1$ вблизи $\varepsilon = 0$ формируется структура в виде пика (кривые 4, 5). Как показали расчеты, параметры узких структур резонанса зависят от значений констант релаксации уровней и параметра насыщения сильного поля. С уменьшением отношения Γ_n/Γ_m , в соответствии с выражением (17), происходит уменьшение ширин узких структур (как провала, так и пика) и увеличение их амплитуд. При этом с уменьшением отношения Γ_n/Γ_m провал в форме резонанса начинает проявляться при меньших значениях параметра насыщения κ_0 .

Амплитуды узких структур резонанса в зависимости от интенсивности сильного поля имеют максимумы, которые реализуются при параметрах насыщения сильного поля $\kappa_0 = 0.5 - 1$, причем максимум амплитуды пика реализуется при меньших значениях κ_0 , чем максимум амплитуды провала. При этом характер изменения ширин данных структур с изменением интенсивности сильного поля различен: с ростом параметра насыщения κ_0 в области значений $\kappa_0 \leq 1$ происходит увеличение ширины провала и уменьшение ширины пика. В первом случае эффект обусловлен полевым уширением провала при переносе биений населенности на верхний уровень перехода. Сужение пика на закрытом переходе связано с увеличением эффективного времени релаксации биений на нижнем уровне за счет полевого обмена с верхним уровнем.

Отметим, что аналитическое решение в виде (17) хорошо совпадает с точным решением при описании узких структур линии насыщенного поглощения пробного поля вблизи отстроек частот $\varepsilon = 0$ в согласии с условиями применимости приближенной формулы (17).

В случае движущихся атомов (рис. 2) резонанс насыщенного поглощения пробной волны проявляется в виде традиционного населенностного провала и узкой структуры, вид которой, как и при неподвижных атомах, зависит от значений параметра η . При значениях $\eta > 1$ внутри провала проявляется структура в виде узкого пика просветления (кривые 1-3), а при $0 \leq \eta < 1$ структура проявляется в виде узкого пика поглощения (кривые 5, 6). При $\eta = 1$ узкая структура в спектре резонанса отсутствует (кривая 4). Отметим, что и за рамками приближения первых нелинейных поправок, но при умеренно высоких значениях параметра насыщения сильного поля κ значение параметра $\eta = 1$ характеризует точку переполюсовки узкой структуры резонанса.

Амплитуды и ширины пиков поглощения и просветления определяются в основном значением кон-

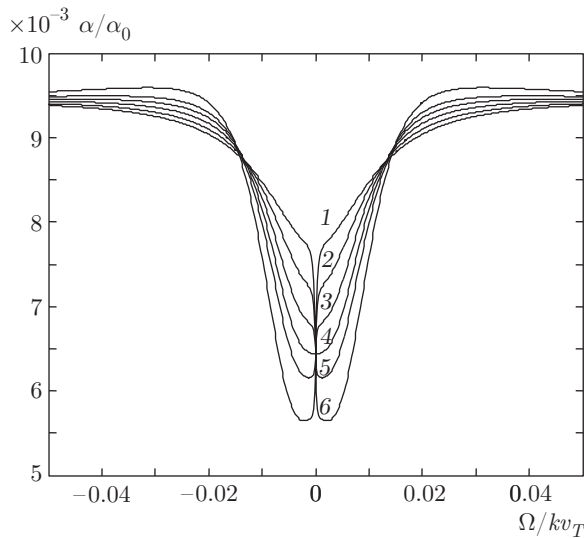


Рис. 2. Форма резонанса для движущихся атомов при $\kappa_0 = 0.5$, $\Omega = 0$, $\Gamma_m = 5 \cdot 10^7 \text{ c}^{-1}$, $\Gamma_n/\Gamma_m = 0.02$, $kv_T = 5 \cdot 10^9 \text{ c}^{-1}$ и значениях параметра $\eta = 50$ (1), 5 (2), 2 (3), 1 (4), 0.5 (5), 0 (6)

станты релаксации Γ_n нижнего уровня. Уменьшение значения константы релаксации Γ_n приводило к увеличению амплитуд и уменьшению ширин узких структур резонанса. При этом характер влияния параметра насыщения сильного поля на характеристики узких структур резонанса оказывается иным, чем на характеристики основного провала. Рост параметра насыщения сильного поля κ ведет к росту амплитуды и ширины заселенностного провала, тогда как амплитуды узких структур вначале растут, достигая максимума при параметре насыщения $\kappa \sim 1$, а затем уменьшаются. При этом ширины узких структур слабо зависят от параметра насыщения κ .

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, представленные результаты демонстрируют специфическую зависимость формы резонанса насыщенного поглощения монохроматических волн, взаимодействующих с двухуровневой газовой средой, от значений констант релаксации Γ_m , Γ_n уровней перехода и коэффициента Эйнштейна A_{mn} .

В случае неподвижных атомов при отношении констант релаксации уровней $\Gamma_n/\Gamma_m \ll 1$ (долгоживущий нижний уровень) и соотношении $A_{mn} < \Gamma_m - \Gamma_n$ (при значениях $\eta > 1$) нелинейный резонанс

вблизи отстроек частот $\varepsilon = 0$ всегда проявляется в виде узкого провала, а при обратном соотношении $A_{mn} > \Gamma_m - \Gamma_n$ (при значениях $0 \leq \eta < 1$) этот резонанс проявляется в виде узкого пика. Ширины пика и провала определяются константой релаксации нижнего уровня Γ_n . При соотношении между константами $A_{mn} = \Gamma_m - \Gamma_n$ ($\eta = 1$) узкая структура в спектре резонанса отсутствует.

На переходах с долгоживущим верхним уровнем (при соотношении констант релаксации уровней $\Gamma_n \gg \Gamma_m$) узкая структура нелинейного резонанса проявляется только в виде провала. В этом случае спонтанные процессы, определяемые коэффициентом Эйнштейна A_{mn} , не влияют на вид узкой структуры резонанса.

В случае движущихся атомов резонанс насыщенного поглощения пробной волны проявляется на доплеровском контуре линии в виде уширенного полем сильной волны населенностного провала и (в случае однонаправленных волн) узкой структуры вблизи его центра. Вид и параметры узкой структуры, как и при неподвижных атомах, определяются тем же соотношением между константами релаксации уровней Γ_m , Γ_n и коэффициентом Эйнштейна A_{mn} . На переходах с долгоживущим нижним уровнем (при $\Gamma_n/\Gamma_m \ll 1$) при соотношении констант $A_{mn} < \Gamma_m - \Gamma_n$ структура проявляется в виде узкого провала, а при соотношении $A_{mn} > \Gamma_m - \Gamma_n$ — в виде узкого пика. При соотношении констант $A_{mn} = \Gamma_m - \Gamma_n$ узкая структура в центре резонанса отсутствует.

На переходах с долгоживущим верхним уровнем (при $\Gamma_n \gg \Gamma_m$), как и при неподвижных атомах, узкая структура в нелинейном резонансе проявляется только в виде провала.

В завершение отметим, что зависимость формы нелинейных резонансов от величины A_{mn} не ограничивается эффектами, приведенными в данной статье. Первый коэффициент Эйнштейна влияет на интенсивность собственного спонтанного излучения, которое в случае объемных, протяженных сред приводит к дополнительным специфическим эффектам самонасыщения, описанным в работах [16, 18, 19]. В данной работе эти эффекты не рассматривались.

Работа выполнена в рамках Президентской программы поддержки ведущих научных школ НШ-4447.2014.2 и Программы СО РАН «Фундаментальные проблемы взаимодействия лазерного излучения с однородными и структурированными средами» (Программа П.10.2, раздел П.10.2.2).

ЛИТЕРАТУРА

1. С. Г. Раутиан, Труды ФИАН **43**, 3 (1968).
2. S. G. Rautian, *Proc. Symp. on Modern Optics*, Polytechnic Press (1967), p. 353.
3. Т. Я. Попова, А. К. Попов, С. Г. Раутиан и др., ЖЭТФ **57**, 444 (1969).
4. Е. В. Бакланов, В. П. Чеботаев, ЖЭТФ **60**, 552 (1970).
5. Е. В. Бакланов, В. П. Чеботаев, ЖЭТФ **61**, 922 (1971).
6. Т. Я. Попова, А. К. Попов, С. Г. Раутиан и др., ЖЭТФ **57**, 850 (1969).
7. С. Г. Раутиан, Г. И. Смирнов, А. М. Шалагин, *Нелинейные резонансы в спектрах атомов и молекул*, Наука, Новосибирск (1979).
8. В. С. Летохов, В. П. Чеботаев, *Нелинейная лазерная спектроскопия сверхвысокого разрешения*, Наука, Москва (1990).
9. G. Alzetta, A. Gozzini, L. Moi, and G. Orriols, *Nouvo Cim. B* **36**, 5 (1976).
10. E. Arrimondo and G. Orriols, *Lett. Nouvo Cim.* **17**(10), 333 (1976).
11. A. M. Akulshin, S. Barreiro, and A. Lesama, *Phys. Rev. A* **57**, 2996 (1998).
12. A. Lesama, S. Barreiro, and A. M. Akulshin, *Phys. Rev. A* **59**, 4732 (1999).
13. А. А. Черненко, А. В. Шишаев, ЖЭТФ **126**, 305 (2004).
14. Э. Г. Сапрыкин, А. А. Черненко, А. М. Шалагин, *Опт. и спектр.* **113**, 585 (2012).
15. А. И. Пархоменко, А. М. Шалагин, ЖЭТФ **132**, 1251 (2007).
16. С. Г. Раутиан, Э. Г. Сапрыкин, А. А. Черненко, *Опт. и спектр.* **98**, 476 (2005).
17. А. М. Шалагин, *Основы нелинейной спектроскопии высокого разрешения*, НГУ, Новосибирск (2008).
18. С. Г. Раутиан, Э. Г. Сапрыкин, А. А. Черненко, *Опт. и спектр.* **98**, 292 (2005).
19. С. Г. Раутиан, Э. Г. Сапрыкин, А. А. Черненко, *Опт. и спектр.* **99**, 1014 (2005).