

# ФОРМА РЕЗОНАНСА НАСЫЩЕННОГО ПОГЛОЩЕНИЯ В АТОМАХ С ВЫРОЖДЕННЫМИ УРОВНЯМИ И ЭФФЕКТ СВЕТОВОГО ДАВЛЕНИЯ

*А. А. Черненко\*, А. В. Шишаев*

*Институт физики полупроводников Сибирского отделения Российской академии наук  
630090, Новосибирск, Россия*

Поступила в редакцию 18 ноября 2003 г.

Экспериментально обнаружено anomальное поведение формы резонанса насыщенного поглощения на переходе  $1s_5 \rightarrow 2p_8$  ( $J = 2 \rightarrow J = 2$ ) атома Ne. Проведены численные исследования формы резонанса насыщения на переходах с вырожденных возбужденных состояний атомов, установлены причины и условия anomального поведения формы резонанса и возникновения его дублетной структуры спектра. Исследовано влияние силы резонансного светового давления на амплитудные и частотные свойства резонанса. Показано, что асимметрия дублетного расщепления резонанса обусловлена эффектом резонансного светового давления.

PACS: 42.62.Fi, 42.50.Vk

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Вырожденные атомные системы с долгоживущим нижним состоянием (основным, или метастабильным) как объект исследования процессов их взаимодействия с интенсивным лазерным излучением продолжают представлять интерес не только вследствие богатства возникающих спектроскопических проявлений, но и возможностей практического применения в решении ряда фундаментальных и прикладных задач.

Спектры насыщенного поглощения таких  $\Lambda$ -систем в условиях оптической ориентации в интенсивных лазерных полях экспериментально исследовались на переходах атомов Na и Ne [1–3]. Важным результатом данных исследований явилось наблюдение провала в резонансах насыщенного поглощения при больших интенсивностях ориентирующего поля. Особенности этих провалов проявились в их аномально малой ширине при больших значениях параметра насыщения и асимметричном расположении относительно центра линии резонанса.

Спектральные особенности, наблюдавшиеся в [3], стимулировали проведение теоретического анали-

за спектроскопических проявлений, возникающих при взаимодействии вырожденных метастабильных атомных систем с ориентирующим полем произвольной интенсивности [4, 5]. Анализ на примере переходов между уровнями с одинаковыми значениями полных моментов  $J = 2$  показал, что форма резонанса насыщенного поглощения в данном случае определяется рядом далеко не очевидных факторов, приводящих к возникновению провалов и пиков разной амплитуды и ширины, а также их суперпозиции. Важным результатом было обнаружение сильной зависимости этих характеристик от значения коэффициента ветвления, характеризующего относительные вероятности каналов релаксации возбужденного состояния.

Важнейшим свойством вырожденных атомных систем применительно к процессам резонансного взаимодействия с лазерным излучением является образование нескольких двухуровневых  $M$ -подсистем, связанных между собой спонтанными и вынужденными переходами ( $M$  — магнитное квантовое число уровня). В результате система кинетических уравнений, описывающих процесс взаимодействия, оканчивается даже без учета корреляций между магнитными подуровнями системой  $2M$ -порядка. Получение точных аналитических решений таких систем

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

уравнений при  $M \geq 2$  трудно осуществимо. Поэтому обычно при решении используются приближения по ряду параметров. Такой подход не позволяет детально проследить за динамикой поведения ряда информативных характеристик (форма линии поглощения, населенности зеемановских подуровней и др.) в зависимости от варьируемых параметров (интенсивностей ориентирующего и пробного полей, коэффициента ветвления и т. д.). При этом не исключается потеря важных особенностей рассматриваемых процессов, в том числе и вследствие трудности их корректного учета (например, влияния светового давления). Современные вычислительные методы в большей степени снимают перечисленные ограничения и позволяют провести анализ кинетического уравнения для произвольных значений как интенсивностей ориентирующего и пробного полей, так и полных моментов нижнего и верхнего состояний атома.

В данной работе представлены результаты исследований формы спектра поглощения пробного поля в присутствии сильного ориентирующего поля на переходах атома Ne ( $J = 2 \rightarrow J = 2$ ,  $J = 2 \rightarrow J = 1$ ), полученные на основе численных решений уравнений в широком диапазоне изменения параметров атомной системы (коэффициентов ветвления), поляризации и интенсивности сильного поля. Расчеты построены на принципах рассмотрения процесса резонансного взаимодействия интенсивного поляризованного ориентирующего поля с вырожденными метастабильными атомными системами, развитых в работе [4]. Обнаружено, что форма резонанса насыщенного поглощения вблизи центра линии зависит от значений коэффициента ветвления и дипольных моментов перехода между магнитными подуровнями и представляет собой доплеровский контур как с традиционным провалом лэмбовского типа, так и с пиком поглощения, амплитуды и ширины которых определяются интенсивностью (параметром насыщения) сильного поля. При этом на переходе  $J = 2 \rightarrow J = 2$  в форме пика резонанса поглощения вблизи центра линии при определенных значениях коэффициента ветвления и параметра насыщения возникает дублетная структура, в то время как на переходе  $J = 2 \rightarrow J = 1$  дублетного расщепления пик резонанса не наблюдается. Во второй части статьи представлен анализ влияния силы светового давления на форму резонанса насыщенного поглощения. Результаты численных исследований использованы для объяснения экспериментальных данных, полученных для атома Ne на переходе  $1s_5 \rightarrow 2p_8$  и частично опубликованных в работе [3].

## 2. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Задача о взаимодействии метастабильных состояний атомов с лазерным излучением в силу их специфики является существенно нелинейной и сложной, требующей конкретизации схемы уровней и свойств резонансного излучения. Поэтому в дальнейшем будем рассматривать переходы между уровнями  $m$  и  $n$  атома Ne со значениями полных моментов  $J_n = 2 \rightarrow J_m = 2$  и  $J_n = 2 \rightarrow J_m = 1$ . Однако результаты справедливы и для переходов других атомов с указанными значениями полных моментов.

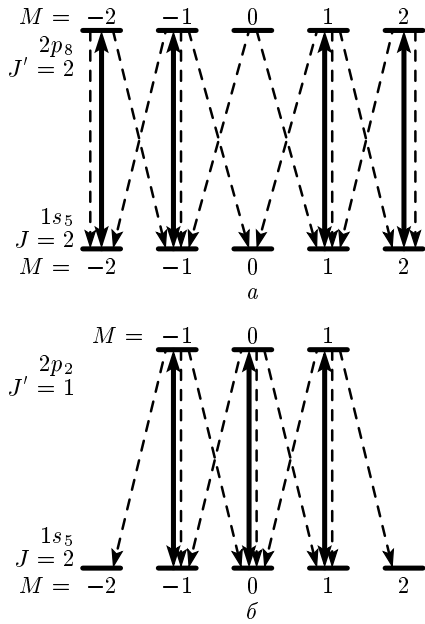
Будем рассматривать задачу о спектре поглощения пробного поля в присутствии излучения сильного поля той же частоты и встречного направления распространения. Излучение сильного поля напряженностью  $\mathbf{E}_1$  предполагается в виде плоской монохроматической волны (частота  $\omega$ , волновой вектор  $\boldsymbol{\kappa}$ ), резонансной атомному переходу  $m-n$  (частота перехода  $\omega_{mn}$ ) с линейной либо круговой  $\sigma^+$ -поляризацией.

Излучение пробного поля напряженностью  $\mathbf{E}_2$  представляется плоской монохроматической волной (частота  $\omega_2 = \omega$ , волновой вектор  $\boldsymbol{\kappa}_2 = -\boldsymbol{\kappa}$ ) с круговой  $\sigma^-$ -поляризацией, распространяющейся навстречу сильной световой волне. Данная постановка аналогична условиям эксперимента работы [3]. Случай пробной волны линейной поляризации, ортогональной сильному полю, также сводится к рассматриваемой задаче.

Считаем давление газа достаточно малым, в этом случае столкновениями можно пренебречь, а единственный механизм релаксации обусловлен спонтанными переходами в атоме.

В случае линейной поляризации сильного поля будем рассматривать задачу в системе координат с осью квантования  $z$  вдоль направления напряженности поля  $\mathbf{E}_1$ . В этой системе координат сильное поле индуцирует переходы с изменением значений магнитного квантового числа  $\Delta M = 0$  (рис. 1), при этом спонтанные переходы наблюдаются при изменении  $\Delta M = 0, \pm 1$ . В данной задаче считаем, что сильное поле устанавливает неравновесную заселенность по магнитным подуровням, а коэффициент поглощения слабого поля определяется этой неравновесной разностью заселенностей.

При решении данной задачи будем исходить из кинетических уравнений для матрицы плотности атомной системы, которые в стационарных условиях согласно [4, 6] и принятым там обозначениям имеют вид



**Рис. 1.** Схема спонтанных и вынужденных переходов между вырожденными верхним  $m$  и нижним  $n$  уровнями атома Ne:  $a - J_n = 2 \rightarrow J_m = 2$ ,  $b - J_n = 2 \rightarrow J_m = 1$

$$\Gamma_n \rho_M = -W_M(\rho_M - r_{M1}) + \sum_{M'} A_{MM'} r_{M'} + Q_M, \quad (1)$$

$$\Gamma_m r_{M1} = W_M(\rho_M - r_{M1}) + q_{M1}. \quad (2)$$

Здесь  $\rho_M$  и  $r_M$  — диагональные элементы матрицы плотности, описывающие заселенность нижних и верхних магнитных подуровней,  $|M|, |M'| \leq 2$ ,

$$W_M = \frac{2\Gamma|G_M|^2}{\Gamma^2 + \Omega_1^2}$$

— вероятность вынужденных переходов  $nM \leftrightarrow mM1$ ,  $\Omega_1 = \Omega - \kappa \cdot \mathbf{v}$ ,  $\Omega = \omega - \omega_{mn}$  — отстройка частоты сильного поля от частоты резонансного перехода атома с учетом доплеровского сдвига,  $\Gamma = (\Gamma_m + \Gamma_n)/2$  — ширина перехода,

$$G_M = \frac{dE}{2\sqrt{3}\hbar} (-1)^{J_n - M} \langle J_m M J_n - M | 10 \rangle$$

— параметр взаимодействия атома с сильным полем (в случае сильного поля круговой поляризации  $G_M^+ = G_M/\sqrt{2}$ ),  $\Gamma_m, \Gamma_n, q_M, Q_M$  — скорости релаксации и возбуждения подуровней  $mM$  и  $nM$ ,  $\mathbf{v}$  — скорость атома,  $d$  — приведенный дипольный момент перехода  $m-n$ ,  $\langle \dots \rangle$  — коэффициент векторного сложения. Скорости спонтанных переходов  $mM'-nM$  определяются коэффициентами Эйнштейна  $A_{mn}$  и коэффициентами векторного сложения. В

уравнениях (1), (2) индекс  $M1 = M$  в случае линейной поляризации сильного поля,  $M1 = M + 1$  в случае круговой поляризации.

Коэффициент поглощения встречно направленной пробной световой волны круговой поляризации (в дальнейшем все результаты представлены для  $\sigma^-$ -поляризации) в расчете на один атом определялся как

$$K_s^- = K_0 \sum_{-2 \leq M \leq 2} |d_{MM-1}|^2 \times \left\langle \frac{\Gamma^2}{\Gamma^2 + (\Omega + \kappa \cdot \mathbf{v})^2} (\rho_M - r_{M-1}) \right\rangle, \quad (3)$$

где

$$K_0 = \frac{4\pi\omega_{mn}}{c\hbar\Gamma},$$

$d_{MM-1}$  — дипольный момент перехода между магнитными подуровнями, а угловые скобки означают усреднение по скоростям. Усреднение в (3) проводилось с равновесным (максвелловским) и неравновесным распределениями частиц по скоростям.

Система уравнений (1), (2) совместно с уравнением (3) решалась численно на сетке с шагом изменения относительной отстройки частоты  $\Omega/\kappa \cdot \mathbf{v}_t$  и относительной скорости частиц  $v/v_t$  равным  $10^{-3}$ , где  $v_t$  — наиболее вероятная скорость ансамбля. При усреднении учитывались частицы со скоростями  $|v/v_t| \leq 3$ . Видно, что число неучтенных частиц экспоненциально мало. При этом полагались следующие значения параметров атомного перехода [5]: вероятности спонтанных переходов с  $J = 2 \rightarrow J = 2$  и  $J = 2 \rightarrow J = 1$ , соответственно,  $A_{mn} = 1.36 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$  и  $A_{mn} = 3.34 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$ ; скорость распада нижнего уровня  $\Gamma_n = 10^5 \text{ с}^{-1}$ ; скорость распада верхнего уровня  $\Gamma_m$  определялась через параметр ветвления  $\alpha = A_{mn}/\Gamma_m$ , при этом значение  $\alpha$  варьировалось в диапазоне 0.1–1. Параметр насыщения сильного поля, определяемый как

$$\mathfrak{R} = \frac{2|G_M|^2}{\Gamma_n},$$

варьировался в диапазоне 0.5–10<sup>4</sup>. Скорости возбуждения  $Q_M$  и  $q_M$  определяют заселенность состояний атома Ne в отсутствие сильного поля. Поскольку в газовом разряде заселенность нижнего состояния  $n$  значительно превосходит заселенность верхнего состояния  $m$ , при численных расчетах полагалась  $q_M = 0$ , а накачка нижнего состояния предполагалась одинаковой на все подуровни со скоростью  $Q_M = \Gamma_n$ , хотя в условиях разрядной ячейки заселенность подуровней с  $|M| = 2$  несколько больше, чем заселенность остальных подуровней [7].

### 3. ОСОБЕННОСТИ СПЕКТРА ПОГЛОЩЕНИЯ ПРОБНОГО ПОЛЯ НА ПЕРЕХОДЕ $J_n = 2 \rightarrow J_m = 2$ АТОМА Ne

Особенность перехода  $J_m = 2 \rightarrow J_n = 2$  состоит в том, что дипольный момент, а следовательно, и вероятность спонтанного перехода между магнитными подуровнями с  $M = 0$  равны нулю ( $d_{00} = 0, A_{00} = 0$ ), при этом отношение максимальной вероятности  $A_{22}$  к минимальной вероятности  $A_{11}$  равно 4, что приводит к повышенной заселенности уровня  $n$  с  $M = 0$  (из-за отсутствия вынужденного перехода с этого подуровня в сильном поле, рис. 1а) и существенно различному полемому воздействию (уширению) сильного поля на форму линии поглощения слабого поля на переходах между отдельными магнитными подуровнями. Это и проявляется в сложности спектра результирующего коэффициента поглощения вблизи центра линии перехода.

Численные исследования данной модельной задачи показали, что спектр поглощения пробного поля на переходе между вырожденными состояниями атома Ne с полными моментами  $J_n = J_m = 2$  определяется результатом сложения четырех контуров лоренцева типа на фоне доплеровской подкладки (а не двух контуров, как указывалось в работе [4]), возникающих при поглощении с соответствующих магнитных подуровней нижнего состояния и имеющих вблизи центра линии перехода разные амплитуды и ширины из-за различия значений дипольных моментов переходов между магнитными подуровнями и их населенностей при действии сильного светового поля.

Установлено, что действие сильного поля приводит к следующей динамике в скоростном распределении частиц на магнитных подуровнях нижнего состояния:

а) возникновению провала в функции распределения частиц (дырки Беннета) на подуровнях с  $M = \pm 2$  при любых значениях параметра насыщения  $\mathfrak{R}$ ;

б) возникновению на подуровнях с  $M = \pm 1$  при  $\mathfrak{R} \leq 1$  пика малой амплитуды, а при  $\mathfrak{R} > 1$  — провала с шириной, значительно меньшей, чем на подуровнях с  $M = \pm 2$ ;

в) образованию при любых значениях параметра насыщения  $\mathfrak{R}$  пика на подуровне с  $M = 0$ . Именно результат сложения данных контуров с различными амплитудами и ширинами и определяет характер поведения формы резонанса насыщенного поглощения, в том числе и дублетную структуру в пике резонанса, обнаруженную в эксперименте [3].

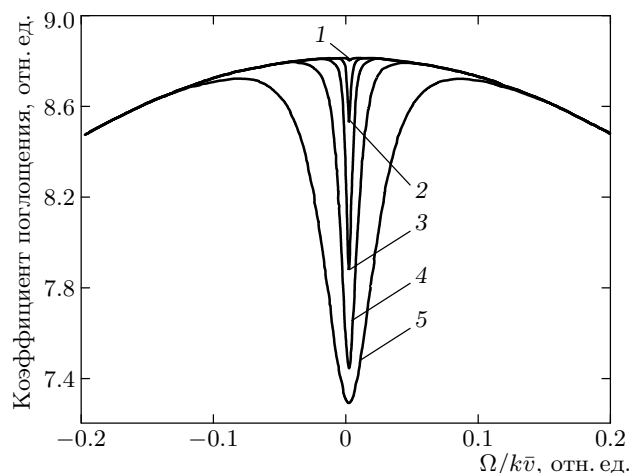


Рис. 2. Форма линии поглощения пробного поля, рассчитанная с учетом равновесного скоростного распределения частиц при параметре ветвления  $\alpha = 0.8$  и разных значениях параметра насыщения сильного поля  $\mathfrak{R} = 1$  (1),  $10$  (2),  $10^2$  (3),  $10^3$  (4),  $10^4$  (5)

При численных исследованиях обнаружилось, что форма линии поглощения пробного поля зависит от параметра ветвления атомной системы, определяемого как  $\alpha = A_{mn}/\Gamma_m$ . При значениях  $\alpha < 0.85$  спектр поглощения вблизи центра линии перехода представляет собой обычный резонанс насыщенного поглощения в виде провала лоренцевой формы на фоне широкого доплеровского контура поглощения с шириной и амплитудой, зависящими от интенсивности (параметра насыщения) сильного поля (рис. 2).

В области значений  $0.85 \leq \alpha \leq 1$  вместо провала образуется пик поглощения с амплитудой и шириной спектра, зависящими от интенсивности сильного поля. При этом вблизи значений  $\alpha \approx 0.85$  наблюдается сложная полевая зависимость спектра резонанса насыщенного поглощения от параметра насыщения сильного поля, представленная на рис. 3.

При значениях параметра насыщения  $\mathfrak{R} \lesssim 1$  наблюдается пик малой амплитуды (рис. 3, кривая 1), который с ростом интенсивности сильного поля при значениях параметра насыщения  $\mathfrak{R} \lesssim 10$  расщепляется на две компоненты (характерная кривая 2), а при значениях  $\mathfrak{R} \geq 10$  в центре пика возникает провал с шириной и амплитудой, определяемыми интенсивностью сильного поля (кривые 3–6). При этом максимальная амплитуда провала значительно превосходит амплитуду пика.

В диапазоне значений параметра ветвления

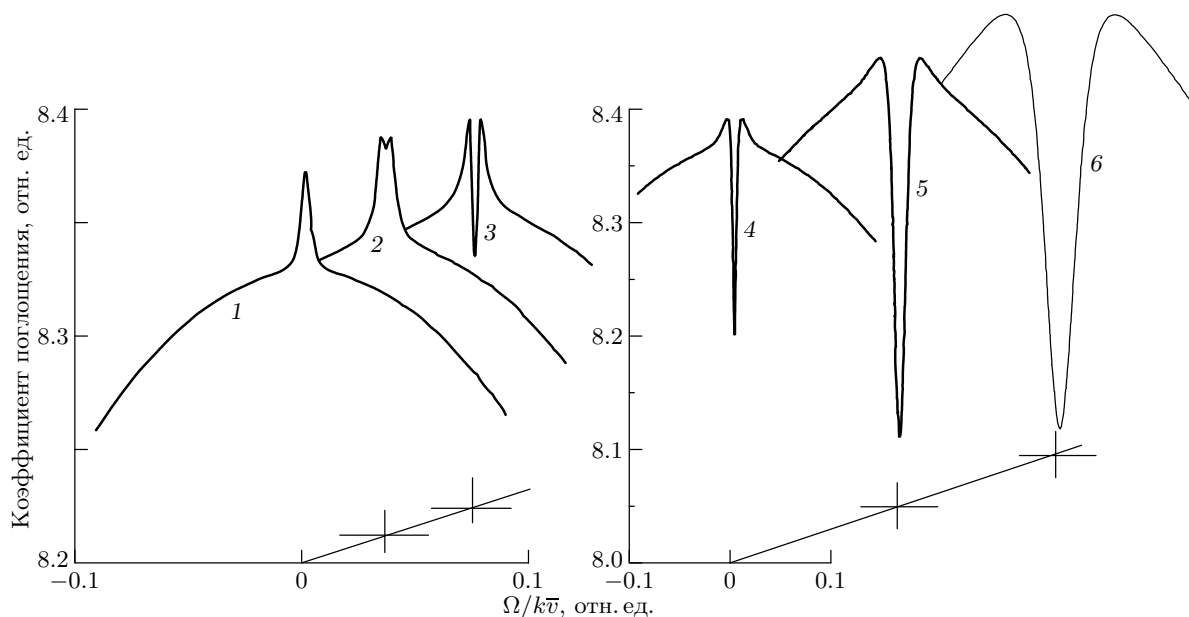


Рис. 3. Форма линии поглощения пробного поля, рассчитанная с учетом равновесного скоростного распределения частиц при параметре ветвления  $\alpha = 0.85$  и разных значениях параметра насыщения сильного поля  $\mathfrak{R} = 1$  (1), 5 (2), 10 (3),  $10^2$  (4),  $10^3$  (5),  $10^4$  (6)

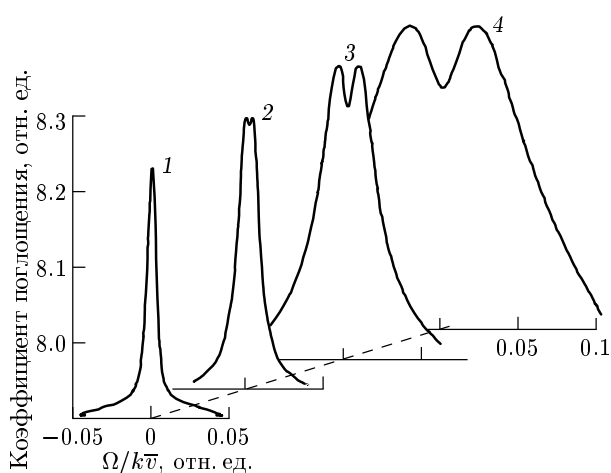


Рис. 4. Форма пика линии поглощения пробного поля при разных значениях параметра насыщения сильного поля  $\mathfrak{R} = 50$  (1),  $10^2$  (2),  $10^3$  (3),  $10^4$  (4), рассчитанная с учетом равновесного скоростного распределения частиц, параметр  $\alpha = 0.9$

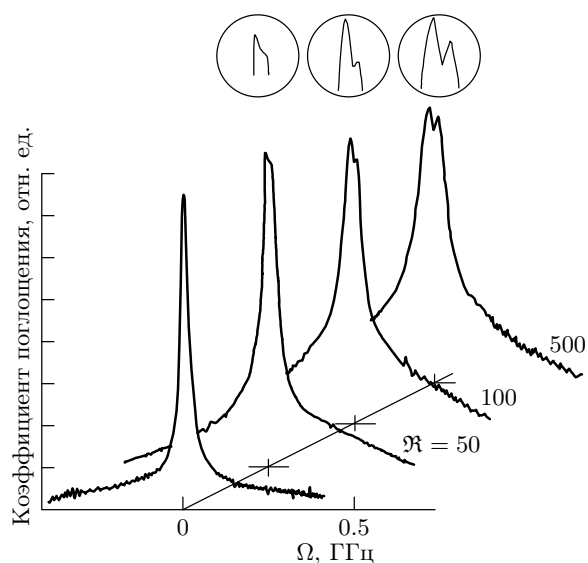


Рис. 5. Экспериментальная форма линии поглощения пробного поля при разных значениях параметра насыщения сильного поля

$0.9 \leq \alpha \leq 0.95$  и параметрах насыщения  $\mathfrak{R} \geq 50$  наблюдается расщепление пика резонанса на две компоненты. В зависимости амплитуды пика от интенсивности сильного поля наблюдается насыщение, в то время как ширина пика и величина дублетного расщепления сильно зависят от ин-

тенсивности в исследуемом диапазоне значений. Характерные формы линии поглощения пробного поля в зависимости от параметра насыщения сильного поля при значении параметра ветвления  $\alpha = 0.9$  представлены на рис. 4.

На рис. 5 приведены экспериментальные частотные зависимости коэффициента поглощения пробного поля от параметра насыщения сильной световой волны из работы [5]. Из сравнения характера зависимостей, представленных на рис. 4 и 5, видно, что наблюдается хорошее количественное согласие между экспериментальными и расчетными данными. Из расчетов следует, что при изменении параметра насыщения сильного поля в пределах  $\mathfrak{R} = 10^2\text{--}10^4$  ширина пика резонанса поглощения на полувысоте изменялась в диапазоне 12–95 МГц, а величина дублетного расщепления — в диапазоне 3–33 МГц. Согласно экспериментальным данным максимальное значение частоты между пиками дублета расщепления составило величину около 25 МГц при значении параметра  $\mathfrak{R} \sim 500$ , а ширина пика поглощения менялась в диапазоне 14–70 МГц при изменении параметра насыщения в пределах 100–500.

Необходимо подчеркнуть, что из модельных расчетов следует симметричное расщепление пика линии резонанса насыщенного поглощения, в то время как в эксперименте [5] наблюдалось асимметричное расщепление линии резонанса. При этом отметим, что значение параметра ветвления согласно данным [4] по скоростям каналов спонтанного распада уровня  $2p_8$  атома Ne составляет величину  $\alpha = 0.336$ . В соответствии с приведенными выше результатами при данном значении  $\alpha$  в спектре поглощения пробного поля должен быть провал (рис. 3). Однако в опытах наблюдался пик поглощения, что свидетельствует о проявлении в условиях экспериментов [5] физических процессов, существенно увеличивающих долю перехода, на котором действует сильное поле, и уменьшающих вклад других каналов релаксации верхнего уровня. Вопрос о природе данных процессов не нашел пока окончательного решения.

При значениях  $\alpha > 0.95$  дублетная структура в центре линии не проявляется, а результирующий спектр представляется в виде пика поглощения (рис. 6), амплитуда и ширина которого определяются интенсивностью сильного поля.

Аналогичное рассмотрение для случая сильного поля круговой поляризации, стимулирующего переходы с  $\Delta M = \pm 1$ , показывает то же качественное поведение резонанса насыщенного поглощения пробной световой волны, различие только количественное — в ширине пика и величине дублетного расщепления.

В заключение скажем о физической природе резкой зависимости формы линии поглощения пробного поля от коэффициента ветвления  $\alpha$ . Коэффици-

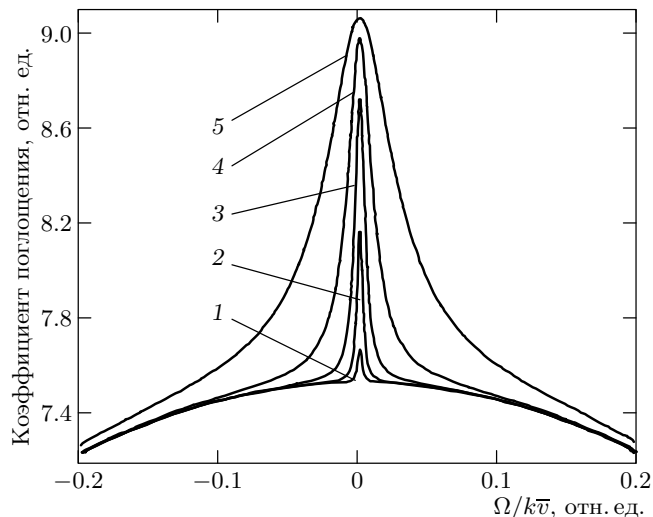


Рис. 6. Форма линии поглощения пробного поля, рассчитанная с учетом равновесного скоростного распределения частиц при параметре ветвления  $\alpha = 0.98$  и разных значениях параметра насыщения сильного поля  $\mathfrak{R} = 1$  (1),  $10$  (2),  $10^2$  (3),  $10^3$  (4),  $10^4$  (5)

ент ветвления  $\alpha$  по своей сути определяет долю «полезной» скорости распада уровня  $m$  по каналу  $m - n$  от полной скорости распада уровня на все оптически связанные с ним состояния. В этой связи значениями параметра  $\alpha$  определяются как амплитуды резонансов, так и их ширины в спектроскопии связанных переходов [6]. Наиболее заметно это влияние проявляется в случае вырожденных атомных систем с долгоживущим нижним уровнем, где сильным световым полем накачки и последующими спонтанными переходами оказывается связано значительное число двухуровневых систем, что приводит к определяющей роли эффекта оптической накачки в заселенностях ряда магнитных подуровней нижнего состояния.

Как отмечалось выше, для перехода  $J_n = 2 \rightarrow J_m = 2$  атома Ne при параметрах насыщения  $\mathfrak{R} \gg 1$  характерно различие ширин структур Беннета в заселенностях связанных сильным полем накачки магнитных подуровней нижнего и верхнего состояний перехода (рис. 1a). При этом заселенность подуровня с  $M = 0$  нижнего состояния определяется числом каскадных спонтанных переходов через верхнее состояние, и вклад в его заселенность других магнитных подуровней будет пропорционален величине  $\alpha^{|M|}$ .

Контур линии поглощения пробного поля есть результат сложения четырех контуров, соответствующий

щих переходам между отдельными магнитными подуровнями. Поэтому возникает конкуренция провалов и пиков Беннета в разностях заселенностей как связанных сильным полем накачки подуровней нижнего и верхнего состояний с  $M = \pm 2, \pm 1$ , так и пика Беннета в заселенности нижнего состояния с  $M = 0$ .

При малых значениях  $\alpha$  ( $\alpha \leq 0.8$ ) доля частиц, попадающих на подуровень с  $M = 0$  нижнего состояния вследствие действия оптической накачки, относительно мала (частицы перекачиваются в основном на третьи уровни по каналу  $n \rightarrow m \rightarrow j \neq n$ ), поэтому результирующий контур линии поглощения пробного поля будет определяться беннетовскими структурами в заселенностях уровней, связанных сильным полем, и представлять собой доплеровский контур линии поглощения с традиционным провалом в центре перехода (см. рис. 2).

С ростом значения  $\alpha$  доля частиц, попадающих вследствие оптической накачки на подуровень с  $M = 0$  нижнего состояния, увеличивается, что приводит к росту вклада, а при  $\alpha \sim 1$  и к определяющему вкладу данного подуровня в форму коэффициента поглощения пробного поля в виде пика в центре линии (рис. 6). При этом существует область значений  $\alpha$  (0.85–0.9), при которых амплитуды провалов и пиков структур Беннета почти одинаковы, в то время как их ширины различаются существенно. Это приводит к сложной частотной зависимости суммарного коэффициента поглощения пробного поля. Рисунки 3 и 4 отражают динамику спектра резонанса насыщенного поглощения в зависимости от интенсивности сильного поля в данном диапазоне значений  $\alpha$ .

#### 4. ОСОБЕННОСТИ СПЕКТРА ПОГЛОЩЕНИЯ ПРОБНОГО ПОЛЯ НА ПЕРЕХОДЕ $J_n = 2 \rightarrow J_m = 1$ АТОМА Ne

В случае перехода в атоме с  $J_n = 2 \rightarrow J_m = 1$  дипольные моменты и вероятности спонтанных переходов между магнитными подуровнями различаются незначительно (при этом  $d_{00}$  и  $A_{00}$  отличны от нуля), а отношение максимальной вероятности  $A_{00}$  к минимальной вероятности  $A_{11}$  ( $A_{11} = A_{-1-1}$ ) равно 4/3. В данном случае сильное поле линейной поляризации  $\mathbf{E}_1$ , индуцируя вынужденные переходы с изменением магнитного квантового числа  $\Delta M = 0$ , приводит вследствие оптической накачки к уменьшению населенностей нижних уровней с  $M = 0, \pm 1$  (возникают провалы в функции распределения частиц) и увеличению населенностей уров-

ней с  $M = \pm 2$  (пик в функции распределения), при этом различие полевого уширения пика и провалов незначительно. Данные обстоятельства делают ситуацию существенно отличной от рассмотренной выше на переходе между уровнями с полными моментами  $J_n = J_m = 2$ .

Численные решения модифицированной системы уравнений (1)–(3) с соответствующими значениями параметров перехода (вероятностей спонтанного перехода, дипольного момента и коэффициентов векторного сложения) дают следующие особенности в форме коэффициента поглощения встречно направленного пробного поля круговой поляризации.

1. Спектр поглощения пробного поля вблизи центра линии атомного перехода представляется суммой трех лоренцианов на фоне широкой доплеровской подкладки. При этом на переходах с магнитных подуровней  $M = 0, \pm 1$  в форме линии вблизи центра наблюдается провал, а на переходах с подуровней  $M = \pm 2$  возникает пик. Важно то, что амплитуды и спектральные ширины пика и провалов различаются незначительно вследствие небольшого различия вероятностей и дипольных моментов для переходов с разных магнитных подуровней.

2. Результирующий спектр поглощения также зависит от коэффициента ветвления  $\alpha$ : при значениях  $\alpha < 0.65$  вблизи центра линии наблюдается характерный провал, а при значениях  $\alpha = 0.65$ –1 вместо традиционного провала наблюдается пик поглощения. Спектральные ширины пика и провала определяются интенсивностью сильного поля, а их частотное поведение аналогично зависимостям, представленным на рис. 2 и 6. При этом в пике поглощения не проявляется дублетная структура расщепления, характерная для пика поглощения на переходе  $J_n = 2 \rightarrow J_m = 2$ .

#### 5. ЭФФЕКТ СВЕТОВОГО ДАВЛЕНИЯ НА ПЕРЕХОДЕ $J_n = 2 \rightarrow J_m = 2$ АТОМА Ne

В связи с тем, что модельные расчеты с равновесным распределением частиц по магнитным подуровням давали симметричное расщепление пика резонанса (рис. 3), а наблюдаемые в эксперименте амплитуды компонент пика различны (рис. 2), были проведены исследования влияния силы светового давления, обусловленного сильным полем, на форму резонанса насыщенного поглощения. В основу исследований была положена методика, развитая нами в работах [8, 9].

Для переходов с возбужденных состояний атомов в отличие от переходов с основного состояния действие силы светового давления имеет специфику, обусловленную следующими факторами:

а) конечным временем жизни нижнего состояния и наличием нескольких каналов распада верхнего состояния; в этом случае время резонансного взаимодействия атома с сильным полем,  $t_r$ , будет определяться вероятностью спонтанного перехода и параметром ветвления  $\alpha$  как  $t_r = A_{mn}^{-1}/(1 - \alpha)$ , при этом время  $t_r$  оказывается одинаковым для всех атомов ансамбля, в отличие от случая взаимодействия атомов в основном состоянии, когда время взаимодействия определяется временем пролета атома через световой пучок;

б) различием в значениях дипольного момента и вероятностей переходов между вырожденными подуровнями с разным значением магнитного квантового числа  $M$ , вследствие чего действие светового давления, обусловленного сильным полем, будет оказывать разное влияние на распределение частиц на этих магнитных подуровнях. Анализ показывает, что максимальное влияние сильного поля проявляется в распределении частиц на подуровнях с  $M = \pm 2$ .

Распределение частиц на подуровнях в поле сильной световой волны определялось из решения уравнения Фоккера–Планка, имеющего следующий вид:

$$\frac{\partial f(v_z, t)}{\partial t} + \frac{\partial(A_z f(v_z, t))}{\partial v_z} + \frac{\partial^2(C_{zz} f(v_z, t))}{\partial v_z^2} = 0 \quad (4)$$

при условии малости доплеровского сдвига частоты атома,  $\kappa \cdot v_r = \hbar \kappa^2 / m_a$  ( $m_a$  — масса атома), по сравнению с однородной шириной перехода ( $\kappa \cdot v_r \ll \Gamma$ ) [10, 11]. Здесь множитель  $A_z$  определяется силой светового давления:

$$A_z = \pm \frac{\Gamma v_z \mathfrak{R}}{1 + \mathfrak{R} + (\Omega - \kappa v_z)^2 / \Gamma^2}, \quad (5)$$

а величина  $C_{zz}$ , обуславливающая диффузию частиц в пространстве скоростей, имеет следующий вид:

$$C_{zz} = \frac{0.5 \Gamma v_r^2 \mathfrak{R}}{1 + \mathfrak{R} + (\Omega - \kappa v_z)^2 / \Gamma^2}. \quad (6)$$

Знаки « $\pm$ » соответствуют частицам, движущимся вдоль и против волнового вектора сильного светового поля  $\kappa$ .

Уравнение Фоккера–Планка (4) решалось численно на двумерной сетке  $600 \times 1000$  с шагом изменения значений относительной скорости  $\kappa \Delta v_z / \Gamma = 0.5-0.1$  и шагом изменения относительного времени ( $\tau_r = \kappa v_r t$ )  $\Delta \tau = 0.1-0.05$ .

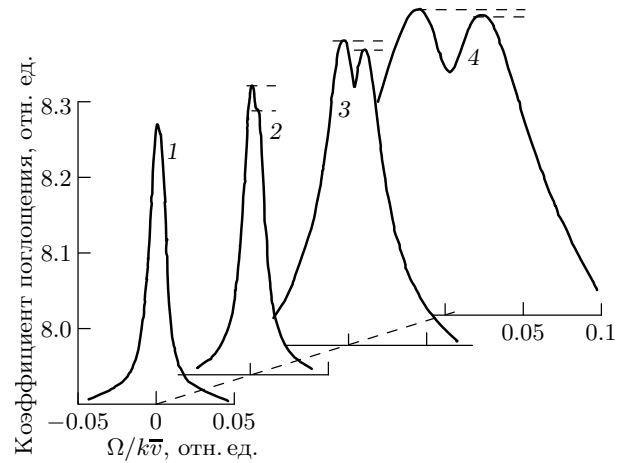


Рис. 7. Форма пика линии поглощения пробного поля, рассчитанная с учетом эффекта светового давления при разных значениях параметра насыщения сильного поля  $\mathfrak{R} = 50$  (1),  $10^2$  (2),  $10^3$  (3),  $10^4$  (4), параметр  $\alpha = 0.9$

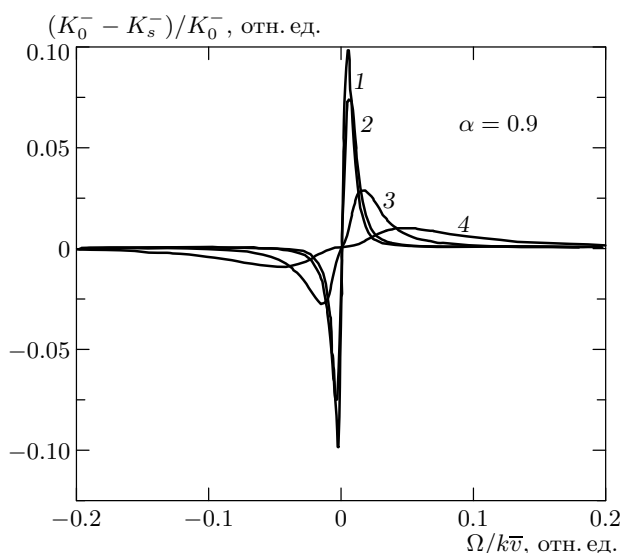
При этом в расчетах использовались следующие атомные параметры: наиболее вероятная скорость  $v_t \approx 7 \cdot 10^2 \Gamma / \kappa$  при температуре газа  $T = 300$  К, длина волны излучения  $\lambda \approx 633$  нм, частота отдачи  $\Delta \omega_r = \kappa v_r = 3.3 \cdot 10^5$  с $^{-1}$ , отношение  $\Delta \omega_r / \Gamma \sim 5 \cdot 10^{-2}$ , значения параметра насыщения  $\mathfrak{R}$  варьировались в диапазоне  $0.1-10^4$ . Относительное время взаимодействия атома с сильным полем (в течение которого происходит изменение функции скоростного распределения частиц) составило величину  $\tau_r \approx 0.5-1$  при значениях параметра ветвления  $\alpha \sim 0.9-0.95$ . Напомним, что при данных значениях образуется дублетный характер спектра насыщенного поглощения.

Результаты расчетов поведения формы резонанса насыщенного поглощения вблизи центра линии перехода атома Ne в зависимости от параметра насыщения сильного поля,  $\mathfrak{R}$ , с учетом неравновесного распределения частиц приведены на рис. 7.

Из характера поведения представленных зависимостей видно, что при параметрах насыщения  $\mathfrak{R} \leq 50$  действие силы светового давления проявляется в асимметрии пика поглощения, а при значениях  $\mathfrak{R} \geq 100$  — в соотношении амплитуд дублета расщепления пика.

На рис. 8 представлено частотное поведение относительного изменения коэффициента поглощения пробного поля  $(K_0^- - K_s^-) / K_0^-$  при разных интенсивностях сильного поля, отражающее непосредственно проявление эффекта светового давления на исследуемом объекте.





**Рис. 8.** Зависимость относительного изменения коэффициента поглощения пробного поля при разных значениях параметра насыщения сильного поля  $\mathfrak{X} = 50$  (1),  $10^2$  (2),  $10^3$  (3),  $10^4$  (4)

двоем переходе. Отметим хорошее количественное согласие между экспериментальными [5] и расчетными данными по относительному изменению амплитуд дублета расщепления: максимальное расчетное значение составляло около 9%, экспериментальное — приблизительно 8%.

Как следует из работы [8], влияние светового давления на спектральные характеристики резонанса насыщенного поглощения (форму резонанса и положение его минимума относительно частоты атомного перехода) максимально при значениях параметра насыщения  $\mathfrak{X} = 1-2$ . Однако в нашем случае специфика формирования дублетной структуры спектра на переходах с вырожденных состояний атома как результат вычитания нескольких контуров (реализация разностной схемы наблюдения на атомном уровне) делает его очень чувствительным к функции распределения взаимодействующих с полем частиц и позволяет наблюдать действие силы светового давления в неоптимальной по эффекту области.

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, представленные результаты исследований показывают, что по мере увеличения степени вырождения уровней, участвующих в процессе резонансного взаимодействия атома с оптическими полями, и времени их жизни существенно расширя-

ются возможности спектроскопии насыщенного поглощения в направлении получения узких резонансных структур. Особенно это проявляется в условиях оптической накачки в интенсивных лазерных полях. Отметим, что уже в первых экспериментальных работах при больших интенсивностях ориентирующих полей [1–3] наблюдались аномальные по ширинам и знакам амплитуд резонансы. Именно причины этих аномалий остаются до сих пор неоднозначно интерпретируемыми. Так, для условий наших экспериментов остается невыясненным механизм эффективного увеличения для атома Ne в условиях разряда параметра ветвления  $\alpha$  для уровня  $1s_5$  из блока тесно расположенных  $1s_i$ -уровней. Одной из причин его возрастания могут быть столкновения атома с электронами, приводящие к перемешиванию населенностей внутри блока  $1s_i$ -уровней.

Кроме того, приведенные результаты свидетельствуют о существенном влиянии силы светового давления на свойства резонанса насыщенного поглощения на переходах с возбужденных состояний. Возможность проявления эффекта светового давления на спектроскопические характеристики переходов возбужденных атомов ранее не рассматривалась. Величина эффекта может быть значительной, особенно для легких атомов. Последнее обстоятельство представляется особенно важным при интерпретации результатов прецизионных метрологических измерений на основе метода насыщенного поглощения, в том числе и постоянной Ридберга [12].

В заключение авторы выражают благодарность С. Г. Раутиану и Э. Г. Сапрыкину за обсуждение результатов работы.

Работа выполнена при частичной поддержке Программы «Университеты России» (проект УР.01.01.031) и РФФИ (грант № 04-02-17552).

## ЛИТЕРАТУРА

1. W. Gawlik and G. W. Series, in *Laser Spectroscopy IV*, ed. by H. Walter and M. Rothe, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg (1979), Vol. 21, p. 210.
2. D. E. Murnick, M. S. Feld, M. M. Burns, T. U. Kuhl, and P. G. Pappas, in *Laser Spectroscopy IV*, ed. by H. Walter and M. Rothe, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg (1979), Vol. 21, p. 195.
3. И. А. Карташов, А. В. Шишаев, Письма в ЖЭТФ **58**, 501 (1993).

4. С. Г. Раутиан, А. В. Шишаев, ЖЭТФ **108**, 807 (1995).
5. I. A. Kartashov, S. G. Rautian, and A. V. Shishaev, *Physics of Vibrations*, Allerton Press, Inc., New York (1998), Vol. 6, p. 143.
6. С. Г. Раутиан, Г. И. Смирнов, А. М. Шалагин, *Нелинейные резонансы в спектрах атомов и молекул*, Наука, Новосибирск (1979), с. 310.
7. Е. Б. Александров, Г. И. Хвостенко, М. П. Чайка, *Интерференция атомных состояний*, Наука, Москва (1991).
8. А. А. Черненко, А. В. Шишаев, *Опт. и спектр.* **93**, 401 (2002).
9. A. A. Chernenko and A. V. Shishaev, *Opt. Comm.* **211**, 249 (2002).
10. В. Г. Миногин, В. С. Летохов, *Давление лазерного излучения на атомы*, Наука, Москва (1986).
11. А. П. Казанцев, Г. И. Сурдутович, В. П. Яковлев, *Механическое действие света на атомы*, Наука, Москва (1991).
12. C. Wieman and T. W. Hansch, *Phys. Rev. A* **22**, 192 (1980).