

## АНОМАЛИИ В ФОРМЕ РЕЗОНАНСНЫХ ЛИНИЙ ПОГЛОЩЕНИЯ АТОМОВ С БОЛЬШИМ СВЕРХТОНКИМ РАСЩЕПЛЕНИЕМ УРОВНЕЙ

*А. И. Пархоменко, С. П. Подъячев, Т. И. Привалов, А. М. Шалагин*

*Институт автоматики и электрометрии  
Сибирского отделения Российской академии наук  
630090, Новосибирск, Россия*

Поступила в редакцию 28 июня 1996 г.

Рассмотрена линия поглощения монохроматического излучения при неселективном по скоростям возбуждении атомов в условиях оптической накачки компонент сверхтонкой структуры основного электронного состояния. Показано, что линия поглощения имеет необычные субструктуры для некоторых значений величины сверхтонкого расщепления основного состояния (превышающих в несколько раз доплеровскую ширину линии поглощения). Эти субструктуры в спектре поглощения могут подчеркиваться при учете сверхтонкой структуры возбужденного электронного состояния. Рассчитаны спектры поглощения монохроматического излучения вблизи  $D_1$ - и  $D_2$ -линий атомарного рубидия  $^{85,87}\text{Rb}$ . С учетом реального сверхтонкого расщепления  $D_1$ - и  $D_2$ -линии моделировались 4- и 6-уровневыми схемами, соответственно. Показано, что пары атомарного рубидия могут с успехом использоваться для экспериментального наблюдения обнаруженных спектральных особенностей.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Известно, что даже у таких простых атомов, как атомы щелочных элементов, основное электронное состояние обладает совокупностью подуровней, представляющих собой сверхтонкие компоненты и магнитные подуровни. Известно также, что если орбитальный момент электронов в основном состоянии равен нулю ( $s$ -состояние), то эти подуровни могут быть чрезвычайно долгоживущими: столкновения с частицами немагнитного буферного газа и даже со стенками (при их специальном покрытии) почти не приводят к перемешиванию заселенностей этих подуровней. Благодаря этому обстоятельству, например, в атомах щелочных металлов ярко проявляются эффекты так называемой оптической ориентации и оптической накачки (см., например, [1]). Суть эффекта состоит в том, что даже слабое оптическое излучение, резонансное переходу в ближайшее возбужденное электронное состояние атомов, способно создать сильное и долго существующее неравновесное распределение заселенностей по подуровням основного состояния. В частности, такое излучение способно перекачать практически все атомы (с которыми эффективно осуществляется взаимодействие) на одну из компонент сверхтонкой структуры. В ситуации, когда оптическая накачка не существенна (например, интенсивность излучения настолько слаба, что оно за время пролета атома через световой пучок не успевает осуществить перекачку между уровнями сверхтонкой структуры), форма линии поглощения монохроматического излучения является совокупностью отдельных линий, отвечающих внутриатомным переходам. В условиях оптической накачки и при проявлении других нелинейных эффектов форма линии поглощения может претерпевать существенные изменения.

К настоящему времени выполнено много теоретических и экспериментальных исследований по лазерной спектроскопии резонансных переходов атомов в условиях оптической накачки в системе сверхтонкой структуры основного состояния. Для всех них характерно селективное по скоростям возбуждение поглощающих атомов и, как правило, не слишком большое сверхтонкое расщепление по сравнению с доплеровской шириной. В данных условиях спектры поглощения представляют собой доплеровски уширенные линии с нелинейными резонансами, которые возникают при использовании двух полей с разными частотами или разными направлениями распространения (см., например, [2–5]). Экспериментальными объектами служили атомы щелочных металлов. При использовании только одной бегущей монохроматической волны эффект оптической накачки приводит к формированию плавной одиночной линии поглощения, расположенной между резонансными частотами переходов с компонент сверхтонкой структуры (см., например, [3, 6, 7]). По мере увеличения сверхтонкого расщепления форма линии остается плавной, а ее ширина примерно совпадает с величиной сверхтонкого расщепления. Перекачка с одной сверхтонкой компоненты основного состояния на другую проявляется тем ярче, чем больше сверхтонкое расщепление по сравнению с доплеровской шириной линии. Из щелочных атомов в этом отношении показательны Cs и Rb, где сверхтонкое расщепление достигает 20 доплеровских ширин.

Такова качественная картина, сложившаяся к настоящему времени для формы линии поглощения излучения (в частности, монохроматического) в условиях оптической перекачки между уровнями сверхтонкой структуры основного электронного состояния атомов.

Поводом для настоящей работы явилось то, что мы столкнулись с неожиданным результатом при анализе, казалось бы, самой простой ситуации — поглощения бегущей монохроматической волны атомами с большим сверхтонким расщеплением основного электронного состояния в условиях, когда взаимодействие излучения с атомами является неселективным по скоростям. Оказалось, что при определенных соотношениях между однородной и доплеровской ширинами и в некотором интервале значений сверхтонкого расщепления (достаточно больших по сравнению с доплеровской шириной, так что нельзя использовать доплеровские контуры как аппроксимацию контуров Фойгта) линия поглощения перестает быть плавной и приобретает субструктуру, которая, вообще говоря, не привязана ни к каким реальным переходам в атоме. Эта субструктура еще ярче проявляется при учете сверхтонкого расщепления возбужденного электронного состояния. Сверхтонкое расщепление возбужденного состояния создает дополнительные деформации линии поглощения. В итоге линия поглощения может приобретать довольно причудливую форму. При этом характерно, что сильные деформации линии поглощения происходят в довольно ограниченной области изменения параметров задачи. Вне этой области линия поглощения везде ведет себя вполне в согласии с описанной выше качественной картиной. Показано, что атомарные пары рубидия являются подходящим объектом для наблюдения предсказанных спектральных аномалий.

Цель настоящей работы — показать существование аномалий в форме линии поглощения бегущей монохроматической волны в условиях оптической перекачки при неселективном по скоростям возбуждении поглощающих атомов и дать им физическую интерпретацию.

2. ТРЕХУРОВНЕВАЯ СИСТЕМА

Анализ начнем с наиболее простой ситуации, когда сверхтонким расщеплением возбужденного состояния можно пренебречь (трехуровневая модель, рис. 1). Уровень  $m$  представляет собой возбужденное электронное состояние, а уровни  $n$  и  $l$  — компоненты сверхтонкой структуры основного состояния. С уровня  $m$  частица радиационно релаксирует только на уровни  $n$  и  $l$  с константами  $\Gamma_{mn}$  и  $\Gamma_{ml}$  соответственно. Дополнительные упрощения, которые мы будем использовать и в дальнейшем, состоят в следующем. Магнитную структуру (вырождение уровней) будем учитывать введением статистических весов  $g_m, g_l, g_n$ . Данный подход вполне обоснован, так как наличие даже слабого лабораторного магнитного поля приводит к прецессии магнитных моментов и к перемешиванию заселенностей по магнитным подуровням. Излучение, представленное бегущей волной с частотой  $\omega$ , близкой к частоте оптических переходов  $\omega_{ml}, \omega_{mn}$ , будем считать настолько слабым, чтобы не принимать во внимание эффекты насыщения на оптических переходах. Тогда вероятность поглощения  $p$  в единицу времени в расчете на один атом будет описываться хорошо известной простой формулой

$$p = \sum_{j=n,l} p_j = I \sum_{j=n,l} B \int Y_j(\mathbf{v}) \rho_j(\mathbf{v}) d\mathbf{v}, \tag{1}$$

$$B = \frac{\pi^2 c^2}{\hbar \omega^3} \frac{g_m}{g_l + g_n} \Gamma_m, \quad Y_j(\mathbf{v}) \doteq \frac{1}{\pi} \frac{\Gamma}{\Gamma^2 + (\omega - \omega_{mj} - \mathbf{k}\mathbf{v})^2}.$$

Здесь  $I$  и  $\mathbf{k}$  — интенсивность и волновой вектор излучения;  $\Gamma_m = \Gamma_{mn} + \Gamma_{ml}$  — скорость спонтанного распада состояния  $m$ ;  $\Gamma$  — однородная полуширина линии поглощения,  $\rho_j(\mathbf{v})$  — распределение заселенностей уровня  $j$  ( $j = n, l$ ) по скоростям;  $B$  — второй коэффициент Эйнштейна (здесь учтено, что в выбранной трехуровневой модели должно выполняться соотношение  $\Gamma_{mn}/\Gamma_{ml} = g_n/g_l$  [8]).

Коэффициент поглощения  $\alpha$  связан с вероятностью поглощения  $p$  соотношением

$$\alpha = \hbar \omega N p / I, \tag{2}$$

где  $N$  — концентрация поглощающих частиц.

Распределение заселенностей по скоростям для подуровней сверхтонкого расщепления основного состояния предполагаем равновесным максвелловским:

$$\rho_j(\mathbf{v}) = w_j W(\mathbf{v}), \quad j = n, l, \tag{3}$$

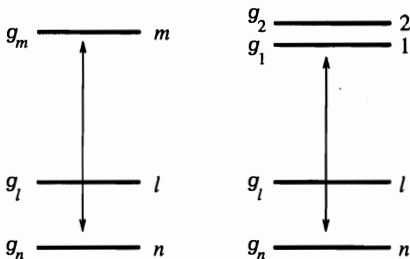


Рис. 1. Схемы уровней для трех- и четырехуровневых моделей

здесь  $w_j$  – вероятность частице находиться на уровне  $j$ . Допущение (3) справедливо по меньшей мере при наличии некоторого (довольно малого) количества буферного газа, обеспечивающего достаточно быструю столкновительную максвеллизацию по сравнению со временем пребывания атома в световом пучке.

С учетом (3) парциальная вероятность поглощения приобретает следующий простой вид:

$$p_j = \gamma \frac{g_m}{g_n + g_l} w_j f(x_j), \tag{4}$$

$$f(x_j) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{y \exp(-t^2) dt}{y^2 + (x_j - t)^2}, \quad \gamma = \frac{\pi^2 c^2}{\hbar \omega^3} \frac{\Gamma_m}{\sqrt{\pi} k \bar{v}} I,$$

$$x_j = \frac{\omega - \omega_{mj}}{k \bar{v}}, \quad y = \frac{\Gamma}{k \bar{v}}, \quad \bar{v} = \sqrt{\frac{2k_B T}{M}}.$$

Здесь  $f(x_j)$  — хорошо известный фойгтовский контур,  $x_j$  — отстройка частоты излучения от частоты соответствующего перехода в атоме, нормированная на доплеровский параметр  $k\bar{v}$ ;  $\bar{v}$  — наиболее вероятная скорость ( $k_B$  — постоянная Больцмана,  $T$  — температура,  $M$  — масса атома).

В формуле (4) кроме функции  $f$  от частоты излучения зависит также вероятность  $w_j$ . В этом и проявляется эффект оптической перекачки: при изменении частоты излучения происходит перераспределение атомов по подуровням сверхтонкой структуры основного состояния. Балансные уравнения для  $w_j$  имеют следующий вид:

$$\left( \frac{d}{dt} + \Gamma_m \right) w_m = p_l + p_n,$$

$$\frac{d}{dt} w_l = \Gamma_{ml} w_m - p_l, \tag{5}$$

$$\frac{d}{dt} w_n = \Gamma_{mn} w_m - p_n, \quad w_m + w_n + w_l = 1.$$

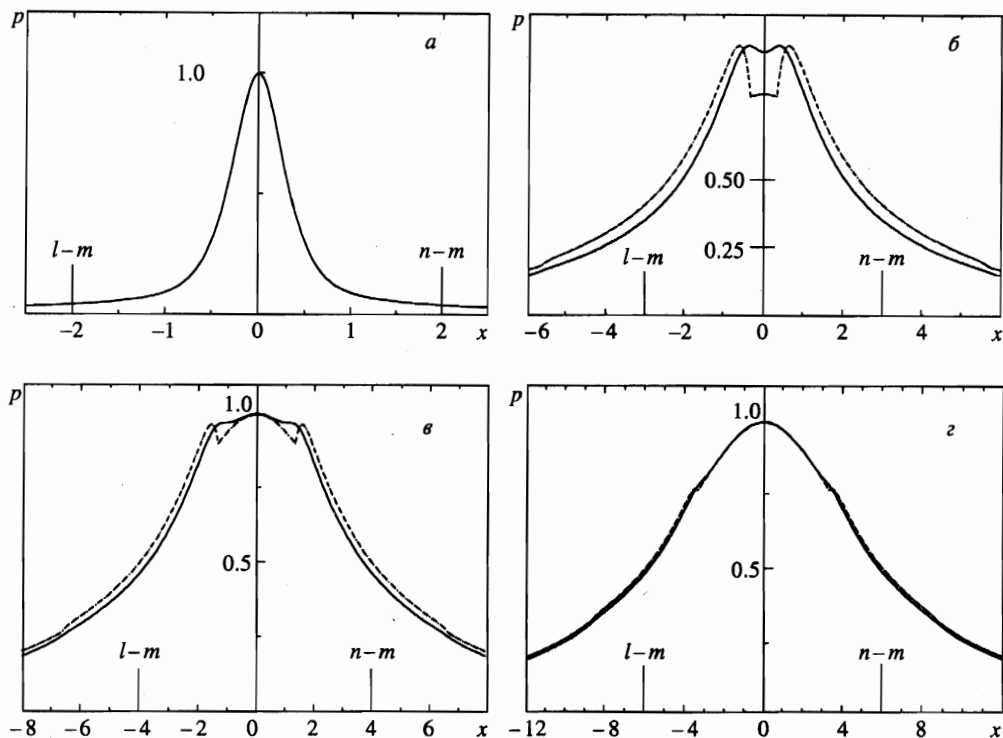
С учетом принятого нами приближения ( $w_m \ll 1$ ,  $w_l + w_n \approx 1$ ) в стационарных условиях из (5) и (4) следует

$$w_l = \frac{f(x_n)/g_n}{f(x_n)/g_n + f(x_l)/g_l}, \quad w_n = 1 - w_l. \tag{6}$$

Суммарная по переходам вероятность поглощения  $p = p_l + p_n$  определяется известным выражением (см., например, [9])

$$p = \gamma g_m \left[ \frac{g_l}{f(x_l)} + \frac{g_n}{f(x_n)} \right]^{-1}. \tag{7}$$

Аналог формулы (7) для случая доплеровских контуров ( $f(x)$  аппроксимируется функцией  $\exp(-x^2)$ ) был получен в работе [3].



**Рис. 2.** Вероятность поглощения  $p(x)$  (7) (в произвольных единицах) для трехуровневой поглощающей частицы при  $\Delta = 4$  (а), 6 (б), 8 (в) и 12 (г);  $x$  — безразмерная относительная отстройка,  $y = 0.01$ . Сплошные кривые соответствуют расчету с использованием контура Фойгта  $f(x)$ , штриховые — расчету с использованием приближения (8). Положения переходов отмечены вертикальными линиями

Рассмотрим контур линии поглощения, описываемый данной формулой, в частном случае  $y = \Gamma/(k\bar{v}) = 0.01$  (большое доплеровское уширение) и  $g_n = g_l$  (симметричная трехуровневая система). На рис. 2 представлены графики  $p(x)$ , где

$$x = \frac{x_l + x_n}{2} = \left( \omega - \frac{\omega_{ml} + \omega_{mn}}{2} \right) \frac{1}{k\bar{v}}$$

для нескольких характерных значений сверхтонкого расщепления  $\Delta = \omega_{ln}/(k\bar{v})$ . При  $\Delta = 4$  и меньше линия поглощения представляет собой симметричный гладкий контур с максимумом при  $x = 0$  (среднее от частот атомных переходов). Однако примерно со значения  $\Delta = 6$  в контуре линии поглощения неожиданно возникает субструктура. Сначала она проявляется в виде относительно узкого провала при  $x = 0$ , затем (при увеличении  $\Delta$ ) — в виде двух симметрично расположенных «горбиков». С ростом  $\Delta$  расстояние между ними увеличивается, а сами они становятся все менее выразительными. При  $\Delta > 10$  контур линии снова становится практически сглаженным. Характерно, что особенности в контуре линии не привязаны ни к каким реальным внутриатомным переходам. Оказывается, что они целиком обусловлены спецификой фойгтовского контура  $f(x)$ .

При большом доплеровском уширении функция  $f(x)$  имеет явно выраженную

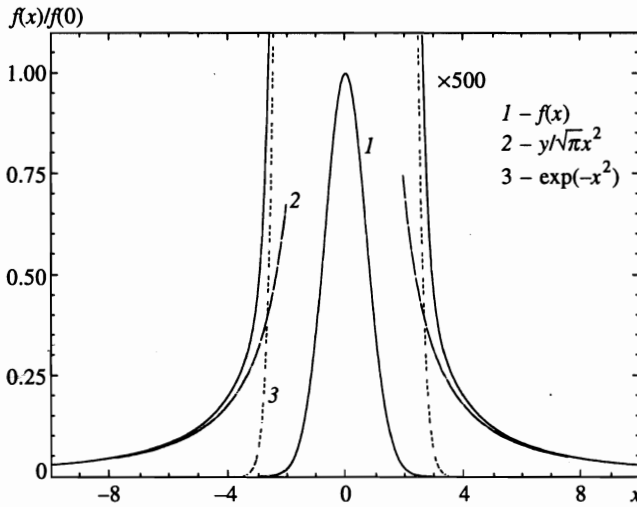


Рис. 3. Иллюстрация к формуле (8),  $y = 0.01$

двойную структуру (см. рис. 3): резко спадающую (по закону Гаусса) центральную часть и относительно плавно спадающие лоренцевы крылья. Действительно, используем грубую аппроксимацию фойгтовского контура функций

$$f(x) \simeq \begin{cases} \exp(-x^2), & |x| \leq x_0(y), \\ y/\sqrt{\pi}x^2, & |x| > x_0(y), \end{cases} \tag{8}$$

где экспонента описывает центральную часть фойгтовского контура ( $x \lesssim 1$ ) при  $y \ll 1$ , а функция  $y/\sqrt{\pi}x^2$  — его асимптотику. Точка сшивки  $x_0(y)$  определяется из условия

$$y = \sqrt{\pi}x_0^2 e^{-x_0^2}, \tag{9}$$

причем из двух значений  $x_0$  выбирается, естественно, то, которое больше единицы. На рис. 3 хорошо видно, что переход от центральной (гауссовой) части фойгтовского контура к лоренцевым крыльям осуществляется именно в окрестности  $x = x_0$ . Характерно, что при движении от  $x_0$  к центру линии функция резко растет (увеличивается в два раза при смещении от  $x_0$  на расстояние существенно меньшее  $k\bar{v}$ ), а при движении от центра линии спадает плавно (уменьшается в два раза при смещении от  $x_0$  на значительно большем расстоянии).

На рис. 2 штриховыми линиями показаны контуры линии поглощения (7) с использованием аппроксимации (8). В этом случае субструктура линии поглощения выражена особенно ярко, положения спектральных особенностей на шкале частот практически такие же, как и в реальном контуре, а интерпретация их становится достаточно прозрачной.

Если

$$\Delta > 2x_0(y), \tag{10}$$

то в пределах линии поглощения выделяются две характерные спектральные области: 1) ближе к центру линии ( $|x| < \Delta/2 - x_0$ ) излучение с обоими переходами взаимодействует за счет лоренцевских крыльев фойгтовского контура; 2) дальше от центра линии

( $|x| > \Delta/2 - x_0$ ) с одним из переходов (более близким) взаимодействие осуществляется за счет гауссовой центральной части фойгтовского контура, а с другим переходом — за счет лоренцевского крыла. В точках перехода от одной спектральной области к другой и создаются указанные спектральные особенности. Расстояние от этих точек до ближайших частот атомных переходов близко к значению  $x_0$ . В приведенном на рис. 2 примере  $y = 0.01$ , так что  $x_0 \simeq 2.65$ . Следовательно, обсуждаемые особенности в линии поглощения могут проявляться только при  $\Delta > 5.3$ .

Если искусственно заменить в формуле (7) фойгтовский контур на лоренцевский  $y/\sqrt{\pi(x^2 + y^2)}$  (с полушириной на полувысоте  $y = \sqrt{\ln 2}$ ), то, как и следовало ожидать, все рассмотренные особенности линии поглощения полностью исчезают.

Заметим, что в несимметричной трехуровневой системе ( $g_l \neq g_n$ ), где линия поглощения смещена в сторону перехода с большим статистическим весом нижнего уровня, отмеченные особенности качественно сохраняются, как и их расположение на шкале частот, но приобретает асимметрию в их амплитудах.

### 3. ЧЕТЫРЕХУРОВНЕВАЯ СИСТЕМА

Оказывается, что если принять во внимание сверхтонкое расщепление возбужденного электронного состояния, то в определенных условиях отмеченные спектральные особенности линии поглощения могут быть радикально усилены. Кроме того, появляется дополнительная субструктура в контуре линии поглощения, обусловленная уже другой физической причиной.

В этой связи рассмотрим четырехуровневую модельную систему, представленную на рис. 1. Компоненты сверхтонкой структуры возбужденного состояния  $m$  обозначим индексом  $i$ , принимающим значения  $i = 1, 2$ . Для сверхтонкой структуры основного состояния оставим прежние обозначения  $j = l, n$ . Вероятность поглощения  $p_{ji}$  на переходе  $j \rightarrow i$  имеет вид (как и выше, мы пренебрегаем здесь нелинейными эффектами на оптических переходах и полагаем, что распределение по скоростям на компонентах сверхтонкой структуры основного состояния близко к максвелловскому):

$$p_{ji} = \gamma \xi_{ji} f(x_{ij}) w_j, \quad (11)$$

$$\xi_{ji} = \frac{g_i \Gamma_{ij}}{g_j \Gamma_m}, \quad x_{ij} = \frac{\omega - \omega_{ij}}{k\bar{v}}, \quad \Gamma_m = \sum_j \Gamma_{ij} \quad j = n, l, \quad i = 1, 2.$$

Здесь  $\Gamma_{ij}$  — скорость спонтанного распада (первый коэффициент Эйнштейна) для перехода  $i \rightarrow j$ ; выражения для  $\gamma$  и  $\xi_{ji}$  следуют из выражения для второго коэффициента Эйнштейна для перехода  $j \rightarrow i$  [8]. Полная вероятность поглощения есть

$$p = \sum_{ij} p_{ij} = \gamma \sum_{i=1,2} \sum_{j=l,n} \xi_{ji} f(x_{ij}) w_j. \quad (12)$$

Балансные уравнения, подобные (5), для вероятностей  $w_i, w_j$  нахождения частицы на уровнях  $i, j$  в стационарных условиях имеют вид

$$\Gamma_m w_i = \sum_{j=l,n} p_{ji}, \quad i = 1, 2, \tag{13}$$

$$\sum_{i=1,2} \Gamma_{ij} w_i = \sum_{i=1,2} p_{ji}, \quad j = l, n.$$

Учитывая приближенное условие нормировки  $w_l + w_n \approx 1$ , из уравнений (13) находим

$$w_l = \frac{\Gamma_{1l}\xi_{n1}f(x_{1n}) + \Gamma_{2l}\xi_{n2}f(x_{2n})}{\Gamma_{1l}\xi_{n1}f(x_{1n}) + \Gamma_{2l}\xi_{n2}f(x_{2n}) + \Gamma_{1n}\xi_{l1}f(x_{1l}) + \Gamma_{2n}\xi_{l2}f(x_{2l})}, \tag{14}$$

$$w_n = 1 - w_l.$$

Скорости спонтанного распада  $\Gamma_{ij}$  возбужденного состояния  $i$  по каналу  $i \rightarrow j$  и параметры  $\zeta_{ij}$ , входящие в формулы (13) и (14), подчиняются следующим соотношениям:

$$\Gamma_{in} + \Gamma_{il} = \Gamma_m \quad (i = 1, 2), \quad \xi_{j1} + \xi_{j2} = \frac{g_1 + g_2}{g_l + g_n} \quad (j = l, n). \tag{15}$$

Первое соотношение в (15) отражает известный факт [8], что полная скорость спонтанного распада  $\Gamma_m$  возбужденного сверхтонкого подуровня  $i$  одинакова для всех сверхтонких подуровней  $i$  возбужденного состояния  $m$ . Второе соотношение в (15) следует из анализа реальных каналов распада сверхтонких компонент  $i$ . Смысл этого соотношения в том, что если распределение частиц по сверхтонким компонентам возбужденного состояния равновесно, то спонтанный распад приводит тоже к равновесной заселенности частиц по сверхтонкой структуре нижнего состояния.

В частном случае, когда каналы распада уровней 1 и 2 на уровни  $l$  и  $n$  пропорциональны, т. е.

$$\frac{\Gamma_{1l}}{\Gamma_{1n}} = \frac{\Gamma_{2l}}{\Gamma_{2n}}, \tag{16}$$

формула для вероятности поглощения приобретает следующий простой вид как естественное обобщение формулы (7):

$$p = \frac{\gamma(g_1 + g_2)}{g_l [g_1 f(x_{1l}) + g_2 f(x_{2l})]^{-1} + g_n [g_1 f(x_{1n}) + g_2 f(x_{2n})]^{-1}}. \tag{17}$$

Спектр поглощения, описываемый этой формулой, содержит особенности подобные тем, которые имеют место в случае трехуровневой системы. Их число увеличивается вдвое вследствие увеличения вдвое числа оптических переходов, а контрастность остается примерно той же. Физическая причина их возникновения та же — специфика фойгтовского контура. Замена функции Фойгта на лоренцианы с той же характерной шириной снова приводит к замыканию спектральных структур и сглаживанию линии поглощения.

Оказывается, что если условие (16) нарушается, т. е. если уровни 1 и 2 не в одинаковых пропорциях распадаются на уровни  $n$  и  $l$ , спектральные особенности проявляются сильнее. Их контрастность становится тем выше, чем выше асимметрия каналов спонтанного распада уровней 1 и 2. Для наглядности мы здесь рассмотрим случаи, когда один из каналов полностью запрещен.

а)  $\Gamma_{2n} = 0, \quad \Gamma_{2l}/\Gamma_m = 1, \quad \Gamma_{1l}/\Gamma_m = 1/3, \quad \Gamma_{1n}/\Gamma_m = 2/3.$



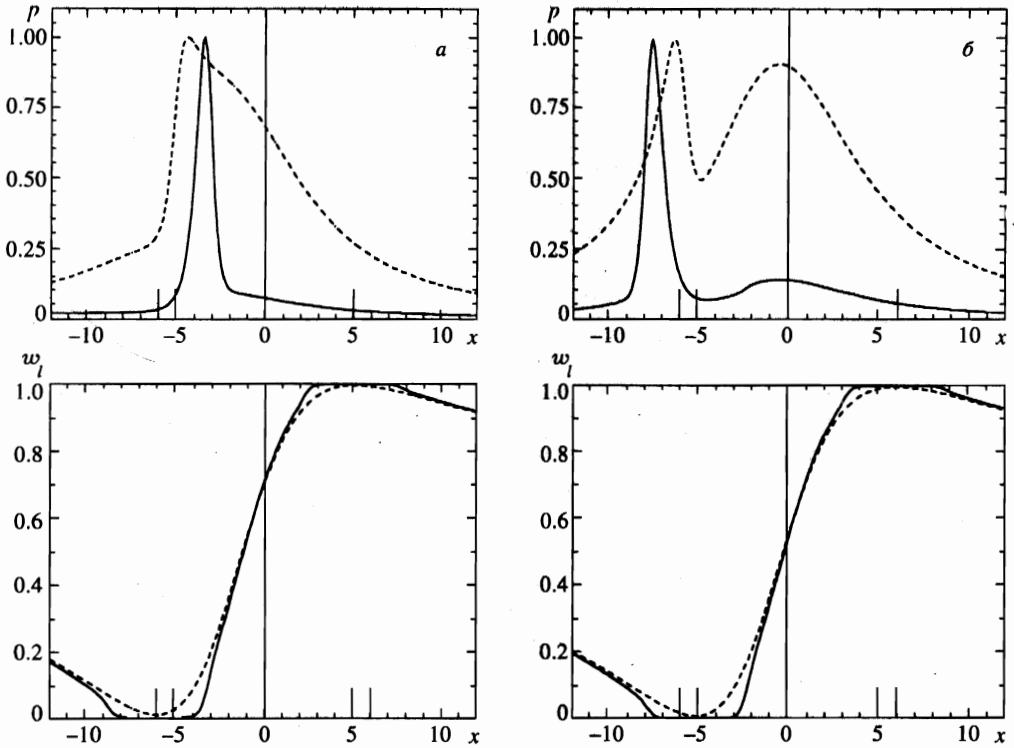


Рис. 4. Вероятность поглощения  $p(x)$  (12) (в произвольных единицах) для четырехуровневой поглощающей частицы;  $w_l$  — вероятность нахождения частицы на уровне  $l$  (формула (14)). Положения переходов отмечены вертикальными линиями слева направо по горизонтальной оси (безразмерной отстройке  $x$ ): а —  $l \rightarrow 1, 2$  и  $n \rightarrow 1$ ; б —  $l \rightarrow 1, 2$  и  $n \rightarrow 2$

В данном случае формула (14) преобразуется к виду (6), если там провести замену  $x_l \rightarrow x_{1l}$ ,  $x_n \rightarrow x_{1n}$ , т.е. вероятность находиться на уровнях  $n$  и  $l$  совершенно не чувствительна к наличию уровня 2. Это и понятно, поскольку действие излучения на переходе  $2 \rightarrow l$  не должно влиять на процесс оптической накачки; уровень 2 распадается по тому же каналу, по которому происходит его заселение.

Линия поглощения, отвечающая выбранным условиям, показана на рис. 4а (сплошная кривая) для

$$\Delta = \frac{\omega_{ln}}{k\bar{v}} = 11, \quad \delta = \frac{\omega_{12}}{k\bar{v}} = 1, \quad y = \frac{\Gamma}{k\bar{v}} = 0.01.$$

Мы видим здесь ярко выраженную субструктуру. Особо выделяется узкий высокий пик. Его максимум заметно смещен вправо от линий переходов  $1 \rightarrow l$ ,  $2 \rightarrow l$ .

$$б) \quad \Gamma_{1n} = 0, \quad \Gamma_{1l}/\Gamma_m = 1, \quad \Gamma_{2l}/\Gamma_m = 1/3, \quad \Gamma_{2n}/\Gamma_m = 2/3.$$

Заселенности уровней  $l$  и  $n$  при этом формируются действием излучения на переходах  $l \rightarrow 2$  и  $n \rightarrow 2$ , а уровень 1 не оказывает влияния на этот процесс. Линия поглощения, представленная на рис. 4б (сплошная кривая) также имеет ярко выраженную особен-

ность в виде узкого пика. В данном случае он расположен слева от частот переходов  $1 \rightarrow l$  и  $2 \rightarrow l$ .

Если мы заменим фойгтовские функции  $f$  на лоренцевские той же ширины, то как в случае  $a$ , так и в случае  $b$  резкие спектральные пики замываются. Однако определенные спектральные неоднородности в окрестности переходов  $1 \rightarrow l$ ,  $2 \rightarrow l$  все еще остаются (рис. 4а, б, штриховые линии). Причины возникновения спектральных особенностей легче всего понять, рассматривая одновременно распределение заселенностей по подуровням  $n$  и  $l$  как функцию частоты излучения (рис. 4а, б). Характерно, что благодаря специфике фойгтовской функции  $f$  обеспечивается глубокое опустошение уровня  $l$  ( $w_l \rightarrow 0, w_n \rightarrow 1$ ) на значительном спектральном интервале в окрестности частоты перехода  $l \rightarrow 1$  (случай  $a$ ) или перехода  $l \rightarrow 2$  (случай  $b$ ). Аналогично ведут себя и заселенности уровня  $n$  ( $w_n \rightarrow 0, w_l \rightarrow 1$ ), когда частота излучения находится в окрестности частоты перехода  $n \rightarrow 1$  (случай  $a$ ) или перехода  $n \rightarrow 2$  (случай  $b$ ). Границы этого интервала определяются как раз величиной  $x_0$  из формул (8), (9), т. е. такой отстройкой от резонанса, при которой функция Фойгта резко меняет свое поведение. Наличие дополнительного канала поглощения, не меняющего поведения заселенностей уровней  $n$  и  $l$ , ведет к следующему. В случае  $a$  дополнительный канал (переход  $l \rightarrow 2$ ) находится правее по частоте от перехода  $l \rightarrow 1$ . Поэтому при движении частоты излучения справа налево он проявится в поглощении раньше. Когда частота излучения приблизится к частоте перехода  $l \rightarrow 2$  на величину  $x_0$ , функция Фойгта  $f(x_{2l})$  начинает испытывать резкий подъем. При этом уровень  $l$  еще заметно заселен. Как следствие, резко возрастает вероятность поглощения (именно по каналу  $l \rightarrow 2$ ). При дальнейшем смещении частоты излучения влево мы попадаем в частотный интервал, где уровень  $l$  опустошен, и поглощение снова падает. В итоге мы получаем резкий пик в поглощении, отраженный на рис. 4а (сплошная кривая). Из приведенных рассуждений ясно, что он расположен в области частот  $\omega_{2l} + x_0 k \bar{\nu} > \omega > \omega_{1l} + x_0 k \bar{\nu}$ , т. е. его положение зависит от соотношения между  $\Gamma$  и  $k \bar{\nu}$  и не связано ни с одним реальным переходом в атоме. Точно так же объясняется и пик в линии поглощения в случае  $b$ , только здесь он расположен слева от частот переходов  $l \rightarrow 1$  и  $l \rightarrow 2$ , а именно, в области частот  $\omega_{2l} - x_0 k \bar{\nu} > \omega > \omega_{1l} - x_0 k \bar{\nu}$ .

Если фойгтовские контуры заменить на лоренцевы той же ширины заселенности уровней  $n$  и  $l$  существенно опустошаются только в самой ближайшей окрестности соответствующих частот переходов. Спектральные особенности при этом выражены слабее и они более жестко привязаны к частотам атомных переходов: дополнительный канал поглощения ( $l \rightarrow 2$  в случае  $a$  и  $l \rightarrow 1$  в случае  $b$ ) приводит к резкому изменению вероятности поглощения вблизи частоты «своего» перехода, что вполне естественно.

#### 4. ЛИНИЯ ПОГЛОЩЕНИЯ ИЗОТОПОВ РУБИДИЯ

Ярким примером экспериментальной реализации обсужденных выше спектральных особенностей могут служить пары атомарного рубидия. Сверхтонкое расщепление основного состояния атомов рубидия составляет 6835 МГц для  $^{87}\text{Rb}$  и 3036 МГц для  $^{85}\text{Rb}$ , что существенно превышает доплеровскую ширину линии. Необходимые для расчетов параметры переходов  $^{85,87}\text{Rb}$  приведены на рис. 5 [10]. При расчете спектров поглощения на  $D_1$ -линиях справедлива четырехуровневая модель, рассмотренная выше (формулы (12), (14)). Для  $D_2$ -линий приходится учитывать четыре подуровня сверхтон-

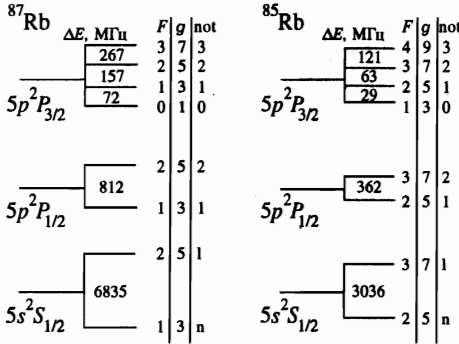


Рис. 5. Схемы переходов для  $D_1$ -,  $D_2$ -линий  $^{85,87}\text{Rb}$ ;  $F$  — полный угловой момент атома;  $\Delta E$  (МГц) — расстояние между подуровнями сверхтонкого расщепления;  $g$  — значения статистических весов. Обозначения переходов, используемые в тексте, представлены в колонке «not»

кой структуры возбужденного состояния. Из них в силу правил отбора на оптическую накачку оказывают влияние только два подуровня (подуровни 1 и 2 в обозначениях рис. 5). Поэтому заселенности уровней  $l$  и  $n$  по-прежнему описываются формулой (14) четырехуровневой модели. Полная вероятность поглощения в  $D_2$ -линиях определяется выражением

$$p = \sum_{ij} p_{ij} = \gamma \left[ w_l \sum_{i=1,2,3} \xi_{li} f(x_{il}) + w_n \sum_{i=0,1,2} \xi_{ni} f(x_{in}) \right]. \tag{18}$$

Входящие сюда характеристики определены выше. Константы спонтанного распада подуровней сверхтонкой структуры возбужденных состояний по разным каналам соотносятся следующим образом:

$$\begin{aligned}
 &^{85}\text{Rb} \begin{cases} D_1\text{-линия: } \frac{\Gamma_{1l}}{\Gamma_m} = \frac{7}{9}, & \frac{\Gamma_{1n}}{\Gamma_m} = \frac{2}{9}, & \frac{\Gamma_{2l}}{\Gamma_m} = \frac{4}{9}, & \frac{\Gamma_{2n}}{\Gamma_m} = \frac{5}{9}, \\ D_2\text{-линия: } \frac{\Gamma_{1l}}{\Gamma_m} = \frac{2}{9}, & \frac{\Gamma_{2l}}{\Gamma_m} = \frac{5}{9}, & \frac{\Gamma_{1n}}{\Gamma_m} = \frac{7}{9}, & \frac{\Gamma_{2n}}{\Gamma_m} = \frac{4}{9}, \end{cases} \\
 &^{87}\text{Rb} \begin{cases} D_1\text{-линия: } \frac{\Gamma_{1l}}{\Gamma_m} = \frac{5}{6}, & \frac{\Gamma_{1n}}{\Gamma_m} = \frac{1}{6}, & \frac{\Gamma_{2l}}{\Gamma_m} = \frac{1}{2}, & \frac{\Gamma_{2n}}{\Gamma_m} = \frac{1}{2}, \\ D_2\text{-линия: } \frac{\Gamma_{1l}}{\Gamma_m} = \frac{1}{6}, & \frac{\Gamma_{2l}}{\Gamma_m} = \frac{1}{2}, & \frac{\Gamma_{1n}}{\Gamma_m} = \frac{5}{6}, & \frac{\Gamma_{2n}}{\Gamma_m} = \frac{1}{2}, \end{cases} \\
 &\frac{\Gamma_{3l}}{\Gamma_m} = 1, \quad \frac{\Gamma_{0n}}{\Gamma_m} = 1, \quad \Gamma_{0l} = 0, \quad \Gamma_{3n} = 0. \tag{19}
 \end{aligned}$$

Для величины  $\Gamma_m$  используем значение  $\Gamma_m \approx 5.6$  МГц [10]. При комнатной температуре доплеровский параметр для рубидия есть  $k\bar{v} \approx 300$  МГц, так что минимальное значение величины  $y$  составляет  $y \equiv \Gamma/(k\bar{v}) = \Gamma_m/(2k\bar{v}) \approx 0.01$ . Спектры поглощения монохроматического излучения на резонансных переходах рубидия при указанных значениях  $k\bar{v}$  и  $y$  представлены на рис. 6, 7 (сплошные линии). Здесь видны четко выраженные спектральные особенности. Их оказалось даже больше, чем в рассмотренной выше модели. Это связано с тем, что в реальном объекте не два канала поглощения влияют на заселенности уровней  $l$  и  $n$ , а четыре канала. Поэтому особенностей следует ожидать в окрестности всех точек  $\omega_{il} \pm x_0 k\bar{v}$ ,  $\omega_{in} \pm x_0 k\bar{v}$  ( $i = 1, 2$ ) в частотной шкале.

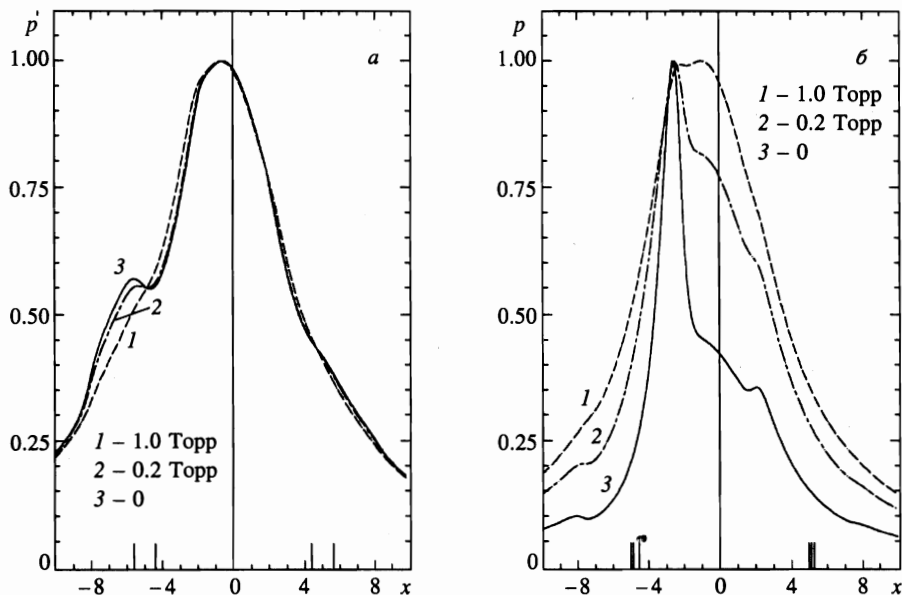


Рис. 6. Вероятность поглощения  $p(x)$  (в произвольных единицах):  $a$  — для  $D_1$ -линии;  $b$  — для  $D_2$ -линии  $^{85}\text{Rb}$ ;  $x$  — безразмерная отстройка (в единицах  $k\bar{\nu}$ ). Положения переходов отмечены вертикальными линиями слева направо по оси отстроек:  $a$  —  $l \rightarrow 1, 2$  и  $n \rightarrow 1, 2$ ;  $b$  —  $l \rightarrow 1, 2, 3$  и  $n \rightarrow 0, 1, 2$

Столкновения с буферным газом даже при его относительно низком давлении приводят к существенному «замыванию» (сглаживанию) спектральных особенностей. Даже инертные буферные газы осуществляют эффективный обмен внутри сверхтонкой структуры возбужденного состояния. Для описания этого процесса вместо уравнений (13) мы используем уравнения (модель равновесного перемешивания по компонентам сверхтонкой структуры)

$$\begin{aligned}
 (\Gamma_m + \nu_m)w_i &= \sum_{j=l,n} p_{ji} + \nu_m \frac{g_i}{g_m} w_m, \\
 \sum_i \Gamma_{ij} w_i &= \sum_i p_{ji}, \\
 w_m &= \sum_i w_i, \quad g_m = \sum_i g_i.
 \end{aligned}
 \tag{20}$$

Индекс  $i$  принимает два или четыре значения в случае  $D_1$ - и  $D_2$ -линий соответственно. Здесь  $\nu_m$  — частота столкновений, перемешивающих подуровни сверхтонкой структуры возбужденного состояния ( $m$ ). Считаем, что столкновения не влияют, однако, на распределение заселенностей по уровням  $l$  и  $n$ . Это заведомо справедливо в отношении столкновений с атомами инертных газов.

Изменение ширины линии  $\Gamma$  и частоты перемешивающих столкновений  $\nu_m$  с изменением давления буферного газа будем описывать характерным параметром

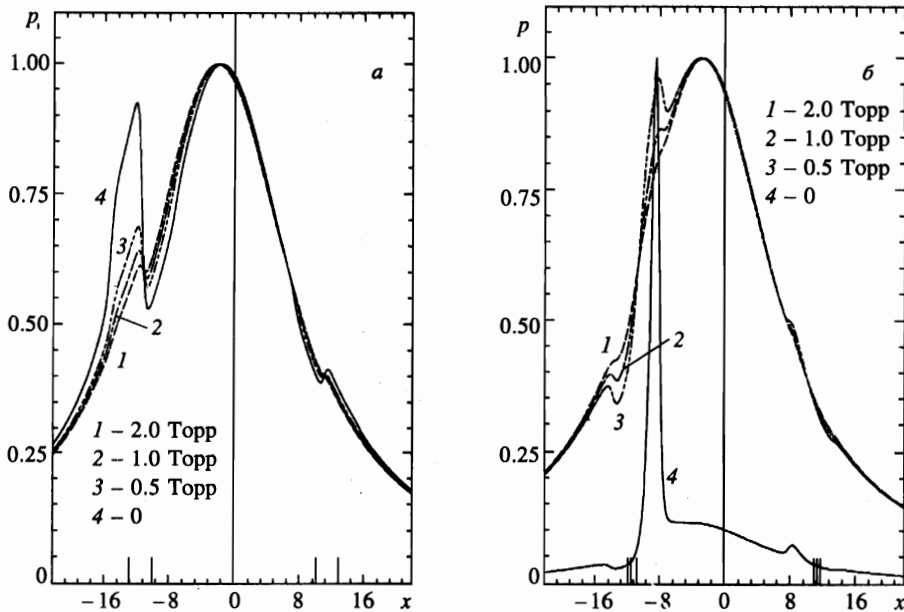


Рис. 7. То же, что и на рис. 6, для  $^{87}\text{Rb}$ . Обозначения те же

9 МГц/Торр [11]. Возникающая при этом трансформация спектра поглощения представлена на рис. 6, 7. Хорошо видно, что уже при давлении  $P = 2$  Торр происходит почти полное замывание всех спектральных структур, спектральная линия становится гладкой. Главная причина такого замывания — столкновительное перемешивание компонент сверхтонкой структуры, а ударное уширение в этой деформации играет несоизмеримо меньшую роль. В этой связи становится понятным, почему в работах [6, 7] не были обнаружены обсуждающиеся здесь спектральные особенности. В цитированных работах в связи с исследованием эффекта светоиндуцированного дрейфа рубидия вычислялся и спектр поглощения монохроматического излучения. Однако изначально в модель было заложено предположение о сильном перемешивании между компонентами сверхтонкой структуры возбужденного состояния, поэтому контур линии поглощения получился гладким, без особенностей.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе показано, что в условиях оптической накачки по компонентам сверхтонкой структуры основного состояния атомов в спектре поглощения монохроматического излучения на резонансных переходах возникают неожиданные особенности в виде резких спектральных структур. Наиболее ярко они проявляются при учете сверхтонкого расщепления возбужденного состояния. Столкновения, осуществляющие перемешивание компонент сверхтонкой структуры возбужденного электронного состояния, эффективно замывают указанные структуры и сглаживают спектр. Одним из наиболее

подходящих экспериментальных объектов, на котором спектральные особенности могут быть наблюдаемы, является атомарный газ рубидия. Следует иметь в виду, однако, что эти спектральные особенности проявляются в довольно узком интервале параметров задачи. Прежде всего необходимо обеспечить условия оптической накачки даже в крыле линии поглощения. Это накладывает ограничения снизу на интенсивность излучения и на время жизни на определенном подуровне сверхтонкой структуры основного состояния. Без принятия специальных мер последнее ограничено временем пребывания атома в световом пучке. Оно увеличивается при добавлении буферного газа. Однако, как мы видели, сам буферный газ приводит к уничтожению эффекта. Не исключено поэтому, что при постановке соответствующего эксперимента придется принять радикальные меры — осуществить покрытие стенок ячейки парафином. В данном случае время жизни атома на подуровне сверхтонкой структуры существенно увеличивается.

Работа осуществлена при финансовой поддержке Международного научного фонда (грант RCM 300), Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 93-02-03567), the Netherlands Organization of Scientific Research (NWO) и Программы «Университеты России».

Авторы признательны профессорам Е. Б. Александрову, М. Ducloy и Ф. Х. Гельмуханову за плодотворные обсуждения результатов настоящей работы.

## Литература

1. Е. Б. Александров, Г. И. Хвостенко, М. П. Чайка, *Интерференция атомных состояний*, Наука, Москва (1991).
2. T. W. Hänsch, I. S. Shahin, and A. L. Schawlow, *Phys. Rev. Lett.* **27**, 707 (1971).
3. M. Elbel, H. Nühnermann, Th. Meier, W. B. Schneider, *Z. Phys. A* **275**, 339 (1975).
4. В. Л. Величанский, А. С. Зибров, В. В. Каргопольцев и др., *КЭ* **7**, 10 (1980).
5. А. М. Акульчин, В. Л. Величанский, Р. Г. Гамидов и др., *ЖЭТФ* **99**, 107 (1991).
6. W. A. Hamel, A. D. Streater, and J. P. Woerdman, *Opt. Commun.* **63**(1), 32 (1987).
7. A. D. Streater, J. Mooibroek, and J. P. Woerdman, *Opt. Commun.* **64**(2), 137 (1987).
8. И. И. Собельман, *Введение в теорию атомных спектров*, Физматгиз, Москва (1963).
9. С. Н. Агутов, А. И. Пархоменко, С. П. Подъячев, А. М. Шалагин, *ЖЭТФ* **99**, 378 (1991).
10. А. А. Радциг, Б. М. Смирнов, *Параметры атомов и атомных ионов. Справочник*, Энергоатомиздат, Москва (1986).
11. N. Allard and J. Kielkopf, *Rev. Mod. Phys.* **54**, 4 (1982).