

539. 184(048)

ДВУХУРОВНЕВАЯ СИСТЕМА В СИЛЬНОМ СВЕТОВОМ ПОЛЕ***Н. Б. Делоне, В. П. Крайнов, В. А. Ходовой***

В последнее время хорошую инициативу проявляет секция атомных столкновений (председатель В. В. Афросимов) совета по физике плазмы АН СССР, организуя заседания по отдельным вопросам, актуальным для практики и новым с точки зрения фундаментальных исследований. В 1974 г. были проведены две выездные сессии. В феврале в институтах теоретической физики и физики твердого тела АН СССР (Черноголовка, Московской обл.) было проведено заседание на тему «Когерентность лазер-

ного излучения и многоквантовые процессы» (председатель программного комитета С. И. Анисимов). В декабре в Институте прикладной физики АН МССР (Кишинев) было проведено заседание на тему: «Двухуровневая система в сильном световом поле» (председатель программного комитета В. А. Коварский). Узкий состав участников, активно работающих в данном направлении, заказные доклады как основная форма проведения заседаний, оригинальные научные сообщения, представленные большинством участников, запланированные свободные дискуссии — все это делает такие заседания очень продуктивными.

Хорошим примером является заседание в Кишиневе. На первый взгляд двухуровневая система является одной из наиболее изученных моделей, нашедших широкую область применения в квантовой радиофизике. Однако в последнее время обнаружены различные новые явления, вновь привлекающие внимание к двухуровневой модели. Это, во-первых, резонансная флуоресценция в сильном поле, во-вторых, многофотонный резонанс в атомах и, наконец, в-третьих, эффекты, связанные с монохроматичностью электромагнитного поля. Вопросы монохроматичности, обсуждавшиеся на обеих конференциях, представляют независимый интерес и требуют отдельного рассмотрения. Поэтому мы остановимся лишь на эффектах, возникающих под действием монохроматического поля.

Замена реального атома двухуровневой системой есть очень грубое, но зачастую единственно возможное приближение. Оно претендует на качественное описание рассматриваемого процесса в тех случаях, когда внешнее поле резонансно по отношению к данной паре уровней. Разумеется, такой резонанс может осуществляться с помощью как одного, так и нескольких квантов (многофотонный резонанс).

Даже идеализированная задача о поведении двухуровневой системы в одном монохроматическом поле произвольной частоты не имеет точного аналитического решения. Соответствующее уравнение Шредингера сводится к так называемому уравнению Уиттекера¹; оно является частным случаем известного уравнения Хилла, когда число гармоник в коэффициенте уравнения равно двум и оно несравненно сложнее уравнения Матве (одна гармоника). Однако при условии близости к резонансу можно получать приближенные решения проблемы; в случае резонанса на основной частоте оно хорошо известно². Если, помимо внешнего электромагнитного поля, учесть взаимодействие системы с полем физического вакуума, а также прочие уровни системы, помимо рассмотренных двух, то задача значительно усложняется.

Естественно, что для нахождения решений реальных задач необходимы различные приближения. В большинстве теоретических работ применяется одно (или несколько) из следующих приближений:

1) *Теория возмущений по амплитуде внешнего электромагнитного поля.* В этом приближении для исследования N -фотонной ионизации используется N -й порядок теории нестационарных возмущений. Таким образом, например, вычислялись вероятности многофотонной нерезонансной ионизации и вероятности связанно-связанных переходов для водорода. Сюда относится и случай короткодействующего атомного потенциала, так как в области его действия внешним полем можно пренебречь. Примером системы, связанной короткодействующими силами, является отрицательный ион; при вычислении вероятности его ионизации пренебрегают электромагнитным полем в области действия потенциала иона. Это позволяет получить сравнительно простое аналитическое выражение для вероятности³.

2) *Адиабатическое приближение, использующее малость частоты внешнего поля по сравнению с атомными частотами.* Общая теория адиабатического возмущения состояний дискретного спектра была развита в работе⁴. Она была применена для решения задачи о пробое полупроводников в переменном электрическом поле⁵, а также для решения проблемы многофотонного возбуждения в двухуровневом атоме⁶.

3) *Теория возмущений по амплитуде атомного поля.* Таким способом, например, учитывают дальнедействующие кулоновские силы. В работе⁷ в таком варианте теории возмущений учитывалось влияние кулоновского поля на вероятность многофотонной ионизации атомов. Следует отметить, что применение такого метода возможно лишь для сверхсильных полей. Именно, в атомных единицах (которыми мы будем в дальнейшем всюду пользоваться) должно выполняться условие $\mathcal{E} \gg \omega^2$, где \mathcal{E} — напряженность электромагнитного поля, а ω — его частота. Реальным примером, к которому применима такая теория, является ионизация атомов благородных газов в световом поле.

4. *Резонансное приближение.* Оно заключается в том, что если различие энергий двух уровней близко к энергии нескольких квантов, то напряженность электромагнитного поля $\mathcal{E} \cos \omega t$ можно, грубо говоря, заменить на более простое выражение $\mathcal{E} e^{i\omega t/2}$, содержащее только ту экспоненту, которая и приводит к быстрым осцилляциям коэффициентов уравнения Шредингера. Такое упрощение позволяет получать зачастую аналитические решения. Простейшим и наиболее известным примером является двухуровневая система во внешнем поле, когда частота поля близка к расстоянию между уровнями². При этом условии вероятность перехода с одного уровня на другой носит резонансный характер. Такое рассмотрение теряет смысл при $d_{12}\mathcal{E} > \Delta E_{12}$,

где ΔE_{12} — расстояние между уровнями, а d_{12} — дипольный матричный элемент, связывающий эти уровни.

После этих вводных замечаний обратимся к рассмотрению тех конкретных задач, где применение двухуровневого приближения позволило описать и предсказать новые физические явления.

В соответствии с программой конференции обсуждение было сконцентрировано на определенных физических явлениях. Мы постараемся сохранить такой подход в нашем изложении. В обзорном докладе П. Л. Рубина и Р. И. Соколовского (Физический институт АН СССР) были рассмотрены те новые явления, которые возникают при одном из видов резонансного рассеяния интенсивного света на двухуровневой системе, а именно при резонансной флуоресценции. В 1961—1969 гг. различные решения этой

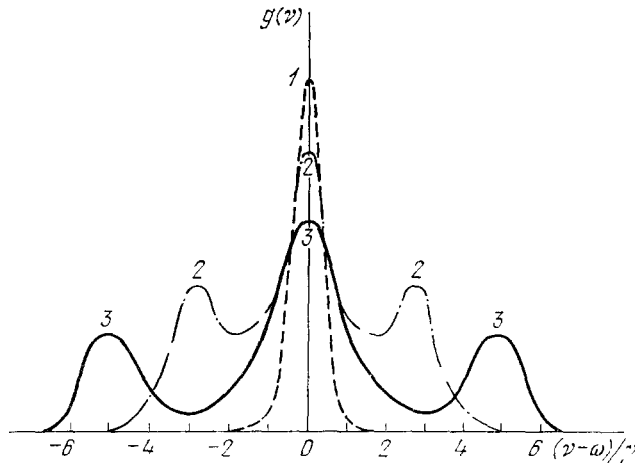


Рис. 1. Спектральная плотность для двухуровневого атома в сильном поле как функция разности частоты рассеянного света ν и падающего света ω , отнесенной к вероятности спонтанного распада γ .

Взят случай, когда частота падающего света настроена в точный резонанс. Кривые 1, 2 и 3 соответствуют различным значениям напряженности поля \mathcal{E} падающего света: 1) $\kappa = 1$; 2) $\kappa = 3$; 3) $\kappa = 5$. Здесь $\kappa = d_{12}\mathcal{E}/\gamma$.

задачи показали ^{8, 9, 15}, что при большой интенсивности нельзя рассматривать процесс рассеяния как переизлучение одного фотона, так как за время жизни атома в возбужденном состоянии на нем рассеиваются и другие фотоны. Учет многофотонных процессов приводит к качественному изменению спектра рассеянного света по сравнению со спектром обычной резонансной флуоресценции: возникают максимумы — сателлиты, амплитуда и частота которых зависят от интенсивности падающего света и степени настройки резонанса. На рис. 1 показана предсказываемая теорией спектральная плотность рассеянного света $g(\nu)$ как функция разности частоты рассеянного света ν и падающего света ω .

Эксперимент ¹⁰ качественно подтвердил общую картину явления. Свет от лазера на красителе с изменяемой частотой генерации направлялся перпендикулярно хорошо коллимированному пучку атомов натрия. Таким образом, резко уменьшалась роль эффекта Доплера. Амплитуда напряженности поля составляла величину порядка 10^5 в/см. В направлении, нормальном к плоскости пересечения пучков, наблюдалось излучение со спектральным разрешением порядка 10^{-2} см⁻¹. Когда частота генерации лазера настраивалась на избранный переход в атоме натрия (на переход $F = 2 \rightarrow 3$ в дублете D_2 с энергией ~ 3 эв), то наблюдались сателлиты, и спектр рассеянного света приблизительно описывался теоретической кривой 2 на рис. 1. Количественное сравнение теории с экспериментом затруднено большими аппаратными ширинами данного опыта, существенно превышающими спонтанные ширины.

С теоретической точки зрения такой эксперимент моделируется двухуровневой системой в резонансном внешнем поле и поле вакуума. Когда частота света близка к расстоянию между уровнями, то амплитуда рассеяния света имеет резонансный характер. Действительно, верхний уровень из-за возможности спонтанного распада является квазидискретным. Поэтому задача о резонансной флуоресценции по существу эквивалентна квантовомеханической задаче о резонансном рассеянии на квазидискретном уровне ¹¹. Такой подход справедлив, когда за время спонтанного излучения

следующий квант еще не успевает рассеяться на атоме. Можно показать, что это происходит в достаточно слабых внешних полях, когда величина $\kappa = d_{12}\mathcal{E}/\gamma_2 \ll 1$, где γ_2 — вероятность спонтанного высвечивания верхнего уровня.

В сильном поле ($\kappa > 1$) картина становится сложнее. Возникновение сателлитов, о которых упоминалось выше (см. рис. 1), можно объяснить следующим образом. Волновая функция двухуровневой системы 1, 2 в поле $\mathcal{E} \cos \omega t$ в резонансном приближении может быть представлена в виде ^{2, 12, 15 *}

$$\Psi(t) = A \left(e^{i\alpha_1 t} \Phi_1 - \frac{2\alpha_1}{V_{12}} e^{i\alpha_2 t} \Phi_2 \right) + B \left(e^{-i\alpha_2 t} \Phi_1 + \frac{2\alpha_2}{V_{12}} e^{-i\alpha_1 t} \Phi_2 \right); \quad (1)$$

здесь $V_{12} = d_{12}\mathcal{E}$; далее обозначено

$$\alpha_1 = -\frac{\varepsilon}{2} + \frac{\Omega}{2}, \quad \alpha_2 = \frac{\varepsilon}{2} + \frac{\Omega}{2},$$

где $\Omega = \sqrt{\varepsilon^2 + (d_{12}\mathcal{E})^2}$ и $\varepsilon = E_2 - E_1 - \omega$. Величины E_1, E_2 и Φ_1, Φ_2 — невозмущенные энергии и волновые функции состояний 1 и 2 двухуровневой системы. Константы

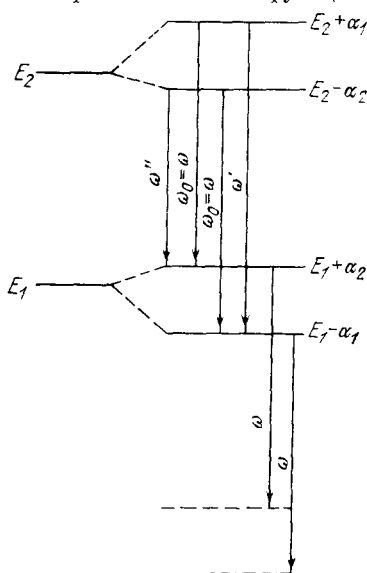


Рис. 2. Квазистационарные состояния двухуровневой системы в резонансном поле.

E_1, E_2 — невозмущенные энергии, $\omega_0 = \omega, \omega', \omega''$ — энергии квантов, испускаемых при спонтанных переходах. Горизонтальные пунктирные линии показывают квазиэнергетические уровни.

полем с изменяемой частотой, то оно индуцирует коротковолновые переходы $E_1 - \alpha_1 \rightarrow E_2 + \alpha_1$, связанные с поглощением кванта, и длинноволновые переходы $E_2 - \alpha_2 \rightarrow E_1 + \alpha_2$, связанные с излучением кванта. Переходы $E_1 - \alpha_1 \rightarrow E_2 - \alpha_2$ и $E_1 + \alpha_2 \rightarrow E_2 + \alpha_1$, соответствующие несмещенной частоте, будут малоинтенсивны из-за близких заселенностей. Существование этого эффекта было впервые продемонстрировано в работе ¹³. На конференции в Кишиневе в докладе А. М. Бонч-Бруевича с сотрудниками (Государственный оптический институт) были приведены результаты количественного исследования данного эффекта на паре зеемановских уровней основного состояния атомов кадмия ¹⁴, помещенных в постоянное магнитное поле. Сильное переменное магнитное поле $H = H_0 \cos \omega t$ вызывало перемешивание этих уровней. В результате получалась картина уровней, изображенная на рис. 2. Затем включалось

А и В определяются из начальных условий. Мы видим, что волновая функция $\Psi(t)$ представляет собой суперпозицию четырех стационарных состояний. Их энергии равны: $E_1 - \alpha_1, E_1 + \alpha_2, E_2 - \alpha_2$ и $E_2 + \alpha_1$. На рис. 2 показаны эти состояния, а также возможные спонтанные переходы между ними. Центральный пик на рис. 1 соответствует спонтанным переходам $E_2 + \alpha_1 \rightarrow E_1 + \alpha_2$ и $E_2 - \alpha_2 \rightarrow E_1 - \alpha_1$ с испусканием кванта с энергией $\omega_0 = E_2 - E_1 + \alpha_1 - \alpha_2 = \omega$ (релеевское рассеяние). Правый и левый сателлиты определяются соответственно переходами $E_2 + \alpha_1 \rightarrow E_1 - \alpha_1$ ($\omega' = E_2 - E_1 + 2\alpha_1$) и $E_2 - \alpha_2 \rightarrow E_1 + \alpha_2$ ($\omega'' = E_2 - E_1 - 2\alpha_2$). Они отстоят от центрального пика по энергии на величину $d_{12}\mathcal{E}$ (в случае точного резонанса, т. е. когда $\varepsilon = 0$). Заметим, что спонтанные переходы $E_2 + \alpha_1 \rightarrow E_2 - \alpha_2$ и $E_1 + \alpha_2 \rightarrow E_1 - \alpha_1$ запрещены, так как $d_{11} = d_{22} = 0$. В случае слабых полей ($\kappa \ll 1$) расстояние от сателлитов до центрального пика $d_{12}\mathcal{E}$ мало по сравнению с шириной пика γ , и по этой причине сателлиты не наблюдаются ¹⁵. Кроме того, естественно, что в случае $\varepsilon = 0$ амплитуда центрального пика вдвое больше амплитуд сателлитов (см. рис. 1). Теория показывает, что ширины центрального пика и сателлитов, хотя и различаются численно, но буквенно всегда имеют порядок γ .

Коэффициенты при временных экспонентах в формуле (1) характеризуют заселенности уровней, изображенных на рис. 2. Легко видеть, что при $\omega < E_2 - E_1$ заселенности уровней $E_1 - \alpha_1$ и $E_2 - \alpha_2$ больше, чем $E_1 + \alpha_2$ и $E_2 + \alpha_1$. Поэтому, если подействовать на рассматриваемую систему еще слабым внешним электромагнитным

*) В выражении (3) для $\Psi(t)$ в § 40 книги ²⁶ (стр. 176) содержится опечатка: о втором слагаемом правой части (3) вместо $e^{-i\omega t/2}$ должно быть $e^{i\omega t/2}$.

слабое пробное излучение, вызывающее переходы между уровнями. Спектр поглощения пробного излучения показан на рис. 3. Как видно, экспериментальные результаты хорошо согласуются с теоретическими предсказаниями¹⁵, о которых говорилось выше.

С увеличением расстройки резонанса растет роль нерезонансной части внешнего поля; иными словами, вне то поля $\mathcal{E}e^{i\omega t/2}$ нужно пользоваться точным выражением $\mathcal{E} \cos \omega t$. Это приводит к появлению новых уровней с энергиями, отличающимися от энергий, изображенных на рис. 2, на $n\omega$, где n — любое целое число. Часть их изображена на рис. 2. Такие уровни называют квазиэнергетическими гармониками¹⁶. Спонтанные переходы между ними обуславливают дополнительные спутники¹⁷. Их интенсивность тем больше, чем больше расстройка резонанса.

Формулы (1) описывают резонансные сдвиги атомных уровней во внешнем поле. И в них видно, что при $\varepsilon = 0$ (точная настройка резонанса) сдвиги атомных уровней

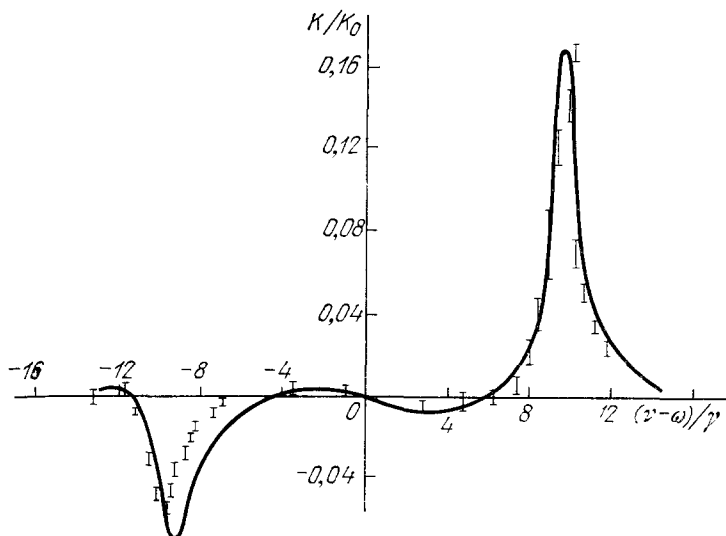


Рис. 3. Зависимость коэффициента поглощения K слабого внешнего поля с частотой ν двухуровневой системой, находящейся в интенсивном резонансном магнитном поле $H = H_0 \cos \omega t$.

Вертикальные линии соответствуют экспериментальным данным¹⁴, а сплошная линия — теории¹⁵. K_0 — коэффициент поглощения слабого внешнего поля двухуровневой системой в отсутствие сильного поля на частоте $\nu = E_2 - E_1$. Расстройка резонанса $\omega - E_2 + E_1 = 3\gamma$.

α_1, α_2 линейны по полю. Вдали от резонанса имеем обычную квадратичную зависимость. Кроме того, нужно иметь в виду, что в нерезонансном случае, помимо рассмотренных двух уровней, столь же существенны и все остальные состояния атома, включая состояния непрерывного спектра.

При N -фотонном резонансе формулы (1) легко модифицируются заменами: $E_1 - E_1 - \omega \rightarrow E_2 - E_1 - N\omega$ и $d_{12}\mathcal{E} \rightarrow c_N (d_{12}\mathcal{E})^N$. Так как всегда существующий нерезонансный сдвиг уровней пропорционален \mathcal{E}^2 , то резонансный сдвиг может иметь тот же порядок величины лишь при $N = 2$; при $N > 2$ резонансное расщепление мало по сравнению с общим нерезонансным сдвигом. Модифицированные таким образом формулы (1) можно использовать для анализа N -фотонной резонансной флуоресценции с испусканием кванта энергии $\sim N\omega$.

За последнее время большой практический интерес появился к многоквантовой спектроскопии и многоквантовому селективному возбуждению атомов и молекул. Специфичным для многоквантовых резонансных процессов, которые необходимо реализовать в обоих случаях, является ограничение такими полями и уровнями, чтобы можно было пренебречь ионизацией резонансного состояния. Будем считать внешнее поле слабым, если выполняется соотношение

$$\gamma_{1,2}(\mathcal{E}) \ll \gamma_{1,2}, \quad (2)$$

где $\gamma_{1,2}$ — приведенная ширина для перехода 1, 2, определяемая спонтанными ширинами состояний 1 и 2; $\gamma_{1,2}(\mathcal{E})$ — изменение ширин состояний 1 и 2 под действием внешнего поля. Наиболее перспективный метод двухфотонной спектроскопии, предложенный в 1970 г.¹⁸, заключается в использовании встречных пучков фотонов при осуществ-

влении двухфотонного возбуждения и наблюдении спонтанной релаксации возбужденного состояния. Таким образом, компенсируется доплеровский сдвиг частоты, имеющий место при одном направлении распространения фотонов. Метод встречных пучков, использованный в последнее время в различной модификации, позволил проверить теорию атомных спектров на примерах тонкой структуры дублетов щелочных атомов (рис. 4) ¹⁹⁻²⁰, а также эффекта Пашена — Бака (рис. 5) ²¹ и эффекта Зеемана ²². В этих опытах разрешение практически определялось шириной лазерной линии и достигало величины порядка 10^{-3} см⁻¹. В работе ²⁰ сообщены результаты опытов по резонансному возбуждению промежуточного уровня при двухфотонном переходе, осуществленному с помощью метода встречных пучков света различной частоты. При осуществлении

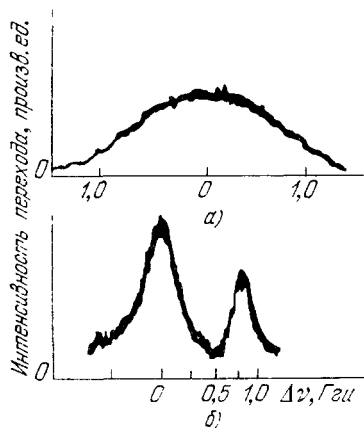


Рис. 4. Интенсивность двухфотонного перехода $3S \rightarrow 5S$ в натрия как функция изменения частоты $\Delta\nu$ света ¹⁹:

а) один линейнополяризованный пучок; б) два циркулярно поляризованных в противоположные стороны пучка. В отличие от случая а), в случае б) компенсация эффекта Доплера приводит к разделению тонкой структуры атомных состояний.

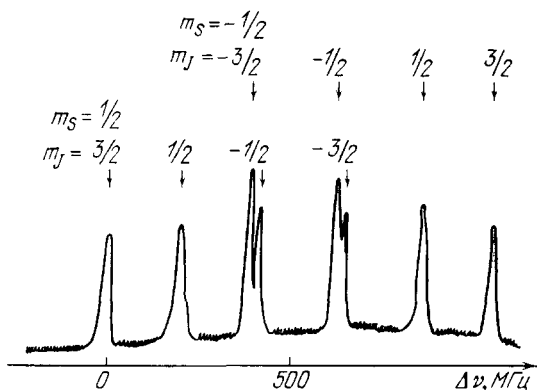


Рис. 5. Спектр двухфотонного поглощения $3S_{1/2} \rightarrow 4D_{3/2, 5/2}$ для паров натрия в присутствии сильного магнитного поля $H_0 = 9860$ гс ²¹. Восемь пиков соответствуют различным значениям проекции спина m_S и проекции полного углового момента m_J .

резонанса с промежуточным уровнем сечение двухфотонного возбуждения возрастает примерно в 10^7 раз. Таким образом, можно резко увеличить вероятность селективного возбуждения атомов и молекул.

Главное, что требуется от теории, это оценка тех условий, когда может возникать многофотонное перемешивание резонансных состояний. Очевидно, что при возникновении перемешивания нарушается невозмущенный атомный спектр, являющийся в данном случае предметом исследования.

В случае однофотонного резонанса решение хорошо известно, выше оно было рассмотрено на примере резонансной флюоресценции. Заметим, что сильное перемешивание в этом случае может происходить и в слабых полях при условии точной настройки в резонанс ($E_2 - E_1 - \omega \rightarrow 0$). В работах ^{23, 24} было рассмотрено перемешивание в случае, когда частота перехода системы $1 \rightarrow 2$ кратна частоте возмущения. Найдено, что можно применять все соотношения для резонанса на основном тоне (см. формулу (1)), если заменить матричный элемент полевого возмущения $V_{12} = d_{12}\mathcal{E}/2$ на стандартный матричный элемент N -фотонного перехода

$$V_{12}^{(N)} = \sum_{s_1, s_2, \dots, s_{N-1}} \frac{V_{1s_1} V_{s_1 s_2} \dots V_{s_{N-1} 2}}{[(N-1)\omega - \omega_{s_1 1}] [(N-2)\omega - \omega_{s_2 1}] \dots (\omega - \omega_{s_{N-1} 1})}.$$

Величина $V_{12}^{(N)} \sim \mathcal{E}^N$. Кроме того, в отличие от резонанса на основном тоне, в расстройке резонанса ($E_2 - E_1 - N\omega$) нужно учесть сдвиг уровней из-за возмущения, квадратичный по \mathcal{E} (см. выше). Эффект резонансного перемешивания существенно изменяет невозмущенный спектр атома, когда существенна примесь состояния 2 в состоянии 1.

Мерой перемешивания является величина (см. формулу (1)) $V_{12}^{(N)} / \Omega_N$, где $\Omega_N = \sqrt{(E_2 - E_1 - N\omega + \Delta E)^2 + (V_{12}^{(N)})^2}$. Более сложная ситуация возникает, когда

рассматриваются времена, большие по сравнению с временами спонтанных переходов. Тогда необходимо учитывать собственную ширину верхнего энергетического уровня γ . Феноменологический учет γ приводит²⁴ к тому, что резонансные знаменатели в $\Psi(t)$ (см. (1)) имеют вид $(E_2 - E_1 - N\omega + \Delta E_{12})^2 + (\gamma/2)^2 + (V_{12}^{(N)})^2$; здесь ΔE_{12} — сдвиг уровней из-за возмущения. Перемешивание сильное, если величина $V_{12}^{(N)}/\Omega_N$ порядка единицы. При N -фотонном резонансе ($N = 1, 2, \dots$) квантовая система периодически колеблется между резонирующими состояниями с частотой Ω_N (см. (1)). Следовательно, для перемешивания еще необходимо достаточно большое время действия возмущения T : $\Omega_N T > 1$.

После всего сказанного остается лишь проблема расчета матричных элементов связанно-связанных многофотонных переходов. При $(d_{12}\mathcal{E})^2 < \omega$ естественно пользоваться методами нестационарной теории возмущений²⁵. Трудности, возникающие при таком расчете, носят не физический, а математический характер. Они связаны с необходимостью выполнения бесконечных суммирований, а также с необходимостью выбора достаточно корректных атомных волновых функций. Пока что в проведенных расчетах получено очень мало цифр и, в частности, нет даже качественной общей картины того, как зависят матричные элементы от квантовых чисел состояний и частоты возмущения. Если $(d_{12}\mathcal{E})^2 > \omega$, то обычная временная теория возмущений неприменима. В этом случае можно вычислять многофотонные матричные элементы, пользуясь адиабатическим приближением⁶. Критерий применимости последнего имеет вид $N \gg 1$ (что эквивалентно $\omega \ll \omega_{12}$). Кроме того, разумеется, внешнее поле должно быть мало по сравнению с атомным полем. Вопросу вычисления матричных элементов были посвящены доклады Д. Ф. Зарецкого (Институт атомной энергии им. И. В. Курчатова) и В. П. Крайнова (Московский инженерно-физический институт), а также П. А. Апанасевича (Институт физики АН БССР).

Актуален и другой аспект рассматриваемой проблемы: зависимость переходов в двухуровневой системе от способа включения поля. В докладе С. П. Гореславского и В. П. Яковлева (Московский инженерно-физический институт) анализировались многофотонные переходы в двухуровневой системе под действием низкочастотных полей ($\omega \ll \Delta E_{12}$), включаемых как адиабатически, так и внезапно. Внезапность или адиабатичность включения возмущения означают, что время включения соответственно мало или велико по сравнению с величиной $1/\Omega_N$. Было показано, как при переходе от внезапного включения к адиабатическому перестает осциллировать заселенность уровней. Результаты оказались аналогичными случаю резонанса на основном тоне²⁶, лишь матричный элемент перехода V_{12} заменяется на $V_{12}^{(N)}$. Предположим для определенности, что до включения взаимодействия частица была в нижнем состоянии, 1. Тогда в случае внезапного режима включения средняя вероятность n_2 нахождения частицы на верхнем уровне дается соотношением $n_2 = (1/2) (V_{12}^{(N)}/\Omega_N)^2$, а в случае адиабатического возмущения величина n_2 постоянна и равна $n_2 = (\Omega_N - E_{21} + N\omega)/2\Omega_N^2$. В практических наиболее интересном случае двухквантового резонанса, реализация которого требует напряженности поля $\mathcal{E} \geq 10^4$ в/см, время $1/\Omega_2$ оказывается гораздо больше, чем длина фронта импульса любого мощного лазера, работающего в режиме модулированной добротности. Всегда реализуется режим внезапного включения.

Смешиванию состояний мультиплета во внешнем электромагнитном поле был посвящен доклад Б. А. Зона и Б. Г. Кацнельсона (Воронежский государственный университет). Легко сформулировать условия, при которых происходит перерезонансное перемешивание компонент тонкой структуры. Для этого необходимо, чтобы взаимодействие с полем, имеющее в атомных единицах оценку \mathcal{E} , было не мало по сравнению с типичным интервалом тонкой структуры $\sim 1/c^2 \sim 10^{-4}$, т. е. в обычных единицах должно быть $\mathcal{E} > 10^5$ в/см. Согласно принципу неопределенности время перемешивания определяется обратной величиной интервала тонкой структуры. Кроме того, для обеспечения перерезонансности возмущения (ни одно из расстояний между многочисленными компонентами тонкой структуры не близко к частоте возмущения ω), частота возмущения ω должна быть велика по сравнению с интервалом тонкой структуры. Это условие, как правило, выполняется. При соблюдении рассматриваемых условий решения задачи о перестройке мультиплета в сильном поле²⁷. В слабом поле квазистационарными являются состояния с определенным полным угловым моментом и его проекцией на направление поля. Когда взаимодействие с внешним полем существенно превышает спин-орбитальное взаимодействие, ответственное за тонкую структуру, связь спина и орбиты разрывается и набор квантовых чисел изменяется. В сильном поле полный момент не сохраняется, а хорошими квантовыми числами оказываются проекция орбитального момента и проекция спина на направление поля. При возмущениях, соответствующих типичному расстоянию в мультиплетах (поле $\mathcal{E} \sim 10^5$ в/см) оценка²⁷ периода осциллирующий дает величину $\tau \sim 10^{-10}$ сек, сравнимую с типичной длительностью лазерных импульсов. Из нее видно, что если перемешивание должно возникать в поле излучения наносекундного лазера, то оно может не возникать в поле пикосекундного лазера. Использованию резонансного процесса многофотонной ионизации атомов в каче-

стве одного из методов многоквантовой спектроскопии был посвящен обзорный доклад Г. А. Делоне и Н. Б. Делоне (Физический институт АН СССР). При выполнении соотношения (2) и использовании метода пересекающихся светового и атомарного пучков можно, наблюдая зависимость вероятности ионизации от частоты излучения, регистрировать резонансное состояние с большой точностью. Метод резонансной многофотонной ионизации имеет известные преимущества перед методом встречных фотонов — он может быть использован для наблюдения структуры высоких состояний в атомном спектре, для возбуждения которых недостаточно энергии двух лазерных фотонов, или

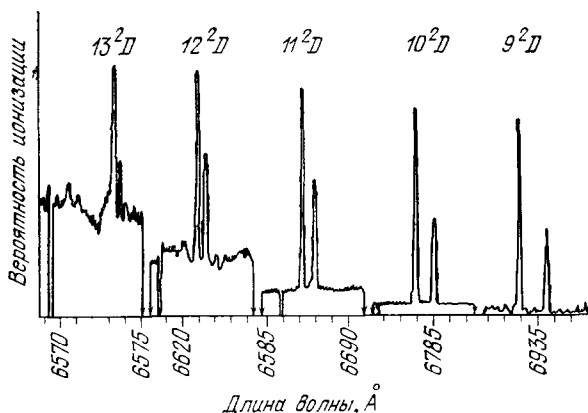


Рис. 6. Разрешение тонкой структуры дублетов D -состояний атома цезия с главными квантовыми числами от 9 до 13^{2S} .

Выход ионов изображен как функция длины волны электромагнитного поля.

шен ряд работ^{29,30}. Адиабатическое решение аналогичной задачи для случая, когда третье состояние также является связанным, было сообщено в докладе В. И. Крайнова (Московский инженерно-физический институт). Результаты работ мы не считаем возможным рассматривать, так как задача выходит за рамки двухуровневого приближения.

Очевидна перспективность использования двухуровневой модели для описания многофотонных процессов, возникающих при взаимодействии сильного светового поля с молекулами. Возможность использования этой модели связана, в частности, с возможностью разделения электронных и ядерных переменных. Такое разделение всегда возможно в достаточно слабых полях. Поэтому относительно малофотонные процессы могут быть описаны в рамках стандартной теории возмущений, когда за базис принимается невозмущенный молекулярный спектр. При достаточно большой напряженности поля может возникнуть сильная связь этих переменных. Однако, как было показано в докладе М. В. Федорова (Физический институт АН СССР), при достаточно интенсивных полях, когда выполняется условие $d_{12} \mathcal{E} \gg \omega_{\text{кол}}$ ($\omega_{\text{кол}}$ — колебательная частота молекул), также возможно разделение переменных. Из решения задачи³¹ вытекает, что происходит сильная модификация электронных термов, причем сохраняется их адиабатический характер. Интересно, что теория предсказывает новую ветвь вибрационного спектра, отсутствующую в невозмущенном спектре. Ее можно было бы определить из экспериментов по поглощению инфракрасного света.

В докладе А. М. Бонч-Бруевича и сотрудников рассматривался вопрос о применимости двухуровневого приближения к резонансной молекулярной флуоресценции. Сечение поглощения света частоты ω двухуровневой системой содержит резонансный знаменатель вида $(E_{12} - \omega)^2 + (\gamma/2)^2 + (1/2)(d_{12}\mathcal{E})^2$. В сильном поле, когда $d_{12}\mathcal{E} \gg \gamma$, поглощение происходит в интервале частот $\Delta\omega \sim d_{12}\mathcal{E}$. Подобная зависимость наблюдалась экспериментально³² при облучении паров молекулярного рубидия красным светом излучения рубинового лазера. Такие эксперименты дают возможность определить дипольные матричные элементы молекулярных переходов.

Если теперь мысленно вернуться к началу этого краткого обзора заседания в Кишиневе, то справедливость нашего утверждения о возникновении новой области физических явлений, для интерпретации которых применимо двухуровневое приближение, не вызывает сомнений. Отметим, что хотя в обзоре в качестве приложений рассматривались главным образом задачи многоквантовой спектроскопии, использование двухуровневого приближения может быть перспективно для ряда других практических проблем настоящего и будущего: разделения изотопов с помощью лазеров, создания ультрафиолетовых лазеров, исследования самовоздействия в резонансных средах.

таких состояний, вероятность ионизации из которых превышает вероятность спонтанной релаксации. Реальные возможности такого метода видны из результатов исследований тонкой структуры дублетов в атоме цезия, имеющих главные квантовые числа от 9 до 13^{2S} . Дублеты разрешаются с точностью порядка $0,1 \text{ см}^{-1}$, определяемой шириной линии лазерного излучения (рис. 6). С точки зрения теории здесь возникает новая проблема учета возмущения резонансного состояния. Она требует проведения анализа своеобразной трехуровневой системы: основное состояние — резонансное состояние — непрерывный спектр в условиях возмущения резонансного состояния полем и с учетом вынужденного характера переходов. Рассмотрению подобной трехуровневой системы посвя-

ЛИТЕРАТУРА

1. N. D. Sen Gupta, Phys. Lett. **A42**, 33 (1972).
2. а) I. I. Rabi, Phys. Rev. **51**, 632 (1937).
б) Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Квантовая механика, изд. 3-е, М., «Наука», 1974, § 40.
3. Л. В. Келдыш, ЖЭТФ **47**, 1945 (1964).
4. А. М. Дыхне, ЖЭТФ **41**, 1324 (1961).
5. Ю. А. Бычков, А. М. Дыхне, ЖЭТФ **58**, 1734 (1970).
6. Д. Ф. Зарецкий, В. П. Крайнов, ЖЭТФ **66**, 537 (1974).
7. А. М. Переломов, В. С. Попов, ЖЭТФ **52**, 514 (1967).
8. П. Л. Рубин, Р. Н. Соколовский, ЖЭТФ **56**, 362 (1969).
9. В. Mollow, Phys. Rev. **188**, 1969 (1969).
10. F. Schuda, C. Stroud, M. Perschke, J. Phys. **B7**, L198 (1974).
11. В. Гайтлер, Квантовая теория излучения, М., ИЛ, 1956.
12. А. М. Бонч-Бруевич, В. А. Ходовой, УФН **93**, 71 (1967).
13. Д. Н. Клышко, Ю. С. Константинов, В. С. Тумапов, Изв. вузов, сер. «Радиофизика» **8**, 513 (1965).
14. А. М. Бонч-Бруевич, В. А. Ходовой, Н. А. Чигирь, ЖЭТФ **67**, 2069 (1974).
15. С. Г. Раутиан, И. И. Собельман, ЖЭТФ **41**, 456 (1961); **44**, 934 (1963).
16. Я. Б. Зельдович, УФН **110**, 139 (1973).
17. В. А. Коварский, Н. Ф. Перельман, ЖЭТФ **61**, 1389 (1971).
18. Л. С. Василенко, В. Н. Чеботаев, А. В. Шишаев, Письма ЖЭТФ, **12**, 161 (1970).
19. F. Biraben, B. Cagnac, G. Grynberg, Phys. Lett. **A49**, 71 (1974).
20. J. Bjorkholm, T. Liao, Phys. Rev. Lett. **33**, 128 (1974).
21. F. Biraben, B. Cagnac, G. Grynberg, Phys. Lett. **A48**, 469 (1974).
22. N. Bloembergen, M. D. Levenson, M. M. Salour, Phys. Rev. Lett. **32**, 469 (1974).
23. Э. А. Маныкин, М. И. Рязанов, в кн. Взаимодействие излучения с веществом, М., Атомиздат, 1966, стр. 123.
24. Э. А. Маныкин, в кн. Прохождение излучения через вещество, М., Атомиздат, 1968, стр. 72.
25. Б. А. Зон, Н. Л. Манаков, Л. П. Раппопорт, ЖЭТФ **60**, 1264 (1971).
26. В. М. Галицкий, С. П. Гореславский, В. Ф. Елесьин, ЖЭТФ **57**, 207 (1969).
С. П. Гореславский, В. П. Яковлев, Изв. АН СССР, сер. физ. **37**, 2211 (1973).
27. Б. А. Зон, Б. Г. Кацнельсон, ЖЭТФ **65**, 947 (1973).
28. D. Porrescu, C. V. Collins, B. W. Johnson, I. Porrescu, Phys. Rev. **A9**, 1182 (1974).
29. Л. П. Котова, М. В. Терентьев, ЖЭТФ **52**, 732 (1967).
30. P. Lambropoulos, Phys. Rev. **A9**, 1992 (1974).
31. M. V. Fedorof, V. P. Makarov, A. A. Samokhin, Preprint of FIAN No. 134, Moscow, 1974.
32. И. Н. Костин, В. А. Ходовой, В. В. Хромов, Изв. АН СССР, сер. физ. **37**, 2089 (1973).

Успехи физических наук, т. 117, вып. 1

Редактор В. В. Власов

Техн. редактор В. Н. Кондакова

Корректор Г. В. Подвольская

Сдано в набор 1/VII 1975 г. Подписано к печати 22/VIII 1975 г.
Бумага 70×108¹/₁₆. Физ. печ. л. 12,5+1 вкл. Условн. печ. л. 17,68. Уч.-изд. л. 18,48.
Тираж 4605 экз. Т-14843. Цена 1 р. 20 к. Заказ № 0907

Издательство «Наука» Главная редакция физико-математической литературы.
117071, Москва, В-71, Ленинский проспект, 15

Ордена Трудового Красного Знамени Московская типография № 7
«Песка революции» Союзполиграфпрома при Государственном комитете
Совета Министров СССР по делам издательств, полиграфии и книжной торговли.
Москва, К-1, Трехпрудный пер., 9