

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

539.124.143

**НЕЛИНЕЙНЫЕ И ПАРАМЕТРИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ
В АТОМНОЙ РАДИОСПЕКТРОСКОПИИ***Л. Н. Новиков, Г. В. Скряцкий*

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение	449
2. Методы теоретического описания нелинейных эффектов в радиоспектроскопии	451
а) Полуклассическая теория магнитного резонанса в сильных радиочастотных полях (452). 1) Постановка задачи (452); 2) Решение задачи в частных случаях (453). б) Квантовая теория нелинейных эффектов (456). 1) Концепция атома, «одетого» полем (456); 2) Атом, «одетый» полем. Случай спина $J = 1/2$ (458); 3) Атом, «одетый» полем оптической частоты (461).	
3. Нелинейное взаимодействие атома с вращающимся радиочастотным полем	465
4. Нелинейное взаимодействие атомной системы с осциллирующим радиочастотным полем	470
а) Поле $H_1(t)$ параллельно полю H_0 (470). б) Поле $H_1(t)$ перпендикулярно полю H_0 (472). 1) Многоквантовые переходы и эффект Блоха — Зигерта (473); 2) Резонансы когерентности (474). в) Магнитные свойства «одетого» атома в слабом постоянном магнитном поле (476). г) Магнитная релаксация в присутствии сильного радиочастотного поля (480). д) Взаимодействие атома с несколькими радиочастотными полями (482). 1) Зеемановский спектр «одетого» атома в слабом магнитном поле (482); 2) Параметрическая конверсия частоты (485).	
Цитированная литература	486

1. ВВЕДЕНИЕ

Радиоспектроскопия является разделом атомной физики, в рамках которого изучаются переходы между энергетическими уровнями атомной системы, индуцированные электромагнитными полями радиочастотного или СВЧ-диапазонов. Область применимости методов радиоспектроскопии чрезвычайно широка не только потому, что охватываемый ею интервал частот простирается от десятков герц до многих тысяч мегагерц, но также благодаря разнообразию наблюдаемых этими методами резонансных явлений. Возникнув как мощное средство исследования энергетических уровней в экспериментах с атомными и молекулярными пучками, методы радиоспектроскопии в дальнейшем были успешно распространены на вещества, находящиеся в жидком и твердом агрегатных состояниях (ЯМР- и ЭПР-спектроскопия). Открытие оптических методов «приготовления» атомных систем и регистрации их состояния (двойной радиооптический резонанс¹, оптическая ориентация атомов²) в значительной степени расширило содержание радиоспектроскопии, позволив распространить методику магнитного резонанса на изучение основного и возбужденных состояний атомов, находящихся в газообразном состоянии при очень низких давлениях (10^{-6} — 10^{-3} тор) и обладающих либо ядерным, либо электронным парамагнетизмом. Техника «оптической накачки», будучи

очень гибкой как в отношении способов приготовления атомной системы, диапазона применяемых частот, так и возможности регистрации множества наблюдаемых величин, обогатила радиоспектроскопию открытием новых физических эффектов (многофотонные переходы³, параметрический резонанс^{4, 5}, резонансы когерентности⁶ или «недиагональные» резонансы⁷⁻⁹ и т. п.), связанных с различными сторонами взаимодействия электромагнитного поля с веществом.

В последние годы появилось большое количество работ, посвященных теоретическому и экспериментальному анализу взаимодействия атомных систем с одним или несколькими сильными радиочастотными полями. Содержание всех этих работ можно объединить под общим названием «нелинейная радиоспектроскопия», так как для всех рассматриваемых эффектов характерен нелинейный отклик атомной системы на воздействие сильного электромагнитного поля радиочастотного диапазона. В этом смысле нелинейная атомная радиоспектроскопия в такой же мере относится к обычной радиоспектроскопии, в какой нелинейная лазерная спектроскопия^{10, 11} относится к обычной линейной оптической спектроскопии*). Эта аналогия не является чисто формальной, так как в обоих случаях речь идет, вообще говоря, об одном и том же явлении — нелинейном взаимодействии электромагнитного поля с веществом. Поэтому результаты, полученные в радиодиапазоне и в оптическом диапазоне частот, естественным образом дополняют друг друга. Гибкость методов исследования, применяемых в радиодиапазоне, открывает перед исследователем широкие возможности экспериментальной проверки ряда теоретических выводов, полученных в рамках нелинейной оптики.

Мы поставим перед собой задачу рассмотреть основные теоретические и экспериментальные результаты изучения нелинейных эффектов в радиоспектроскопии, делая основной упор на физику явлений. Большинство работ, посвященных опытной проверке тех или иных теоретических положений, было выполнено в оптически ориентированных атомных системах. Предполагается, что читатель в достаточной мере знаком с оптическими методами, применяемыми в радиоспектроскопии. Они неоднократно освещались как в отечественной^{12, 13, 20}, так и в зарубежной¹⁴⁻¹⁶ литературе.

Существует несколько способов теоретического описания нелинейных явлений в атомных системах. Они различаются подходом к решению задач, применяемыми математическими средствами, различной степенью физической полноты и обладают различной наглядностью. Тем не менее в большинстве случаев они приводят к одинаковым или несущественно различающимся результатам. Авторы не ставили перед собой специальную задачу сравнения этих методов между собой и не отдают безусловного предпочтения какому-либо из этих методов перед другими. Тем не менее ниже особое внимание уделяется одному из этих методов, а именно, концепции атома, «одетого» полем.

В отличие от других методов — векторного, феноменологического или «неоклассического»⁷⁴, этот метод является единственным последовательно квантовомеханическим. Он позволяет с единой точки зрения, во всех случаях, правильно описать всю совокупность явлений, сопровождающих взаимодействие как оптического, так и радиоизлучения с атомными системами. Этот простой, изящный и красивый метод создан, получил развитие и широко применяется в работах французской школы спектроскопистов А. Кастлэра, которым в настоящем обзоре уделено значительное внимание. При этом авторы ни в какой мере не противопоставляют их подход работам

*) Единственной нелинейной реакцией спин-системы на внешнее возмущение, которая учитывалась уже в ранних работах по радиоспектроскопии, было насыщение радиочастотного перехода.

других авторов. Напротив, во многих случаях наряду с объяснениями, сделанными на языке атома, одетого полем, приводятся более наглядные объяснения на языке векторной модели.

Нелинейным эффектам в оптической и радиоспектроскопии посвящено большое количество теоретических и экспериментальных работ. Различные аспекты этой проблемы неоднократно освещались на страницах настоящего журнала^{11, 12, 19, 70}, а также в специальных монографиях. Ниже основное внимание уделяется задачам нелинейной радиоспектроскопии.

Приведенный в конце работы список литературы не претендует на полноту. Помещенные в нем ссылки следует рассматривать только как сравнительно доступный источник дополнительной информации, расширяющий содержание обзора.

2. МЕТОДЫ ТЕОРЕТИЧЕСКОГО ОПИСАНИЯ НЕЛИНЕЙНЫХ ЭФФЕКТОВ В РАДИОСПЕКТРОСКОПИИ

В подавляющем большинстве работ, опубликованных ко времени написания настоящего обзора, используемый для интерпретации нелинейных эффектов математический аппарат основывается на полуклассической теории взаимодействия радиочастотного поля с веществом, в котором поле описывается классическим образом, а атомная система — квантовомеханически. Такой подход кажется вполне естественным, если учесть, что среднее число фотонов в моде радиочастотного поля чрезвычайно велико. При этом можно полностью пренебречь спонтанным излучением радиочастотных фотонов, сохранив при рассмотрении лишь явления поглощения и индуцированного испускания. Более того, поскольку фаза радиочастотного поля определена с высокой точностью, кажется, что выбор классического способа описания поля предопределен его когерентным характером. Действительно, сравнение результатов вычислений, получаемых при помощи полуклассического и квантового подходов, демонстрирует их полную эквивалентность во всех случаях, когда их можно провести как тем, так и другим образом вплоть до членов одного и того же порядка малости.

Как хорошо известно, квантовый формализм, оперирующий понятиями поглощения и испускания фотонов радиочастотного поля, во многих случаях оказывается значительно более простым. Так, например, при рассмотрении многофотонных переходов простое применение законов сохранения энергии и углового момента позволяет значительно быстрее и удобнее предсказать существование наблюдаемых резонансов, чем вычисления, основанные на классической теории. С другой стороны, ряд явлений, известных в радиоспектроскопии под названием «резонансы когерентности»^{4, 6, 7}, легко и просто интерпретируются в рамках полуклассического формализма. Анализ роли, которую играют фотоны в этих явлениях, наталкивается на серьезные трудности. Существование резонансов когерентности нельзя объяснить с позиций реальных переходов между энергетическими уровнями атомной системы, сопровождающихся поглощением и испусканием радиочастотных квантов, поскольку эти явления наблюдаются в условиях «поперечной» накачки, когда между подуровнями системы не создается никакой разности населенностей. Кроме того, подобные переходы не могут обеспечить сохранение полной энергии и полного углового момента системы. Так, например, если радиочастотное поле поляризовано вдоль постоянного магнитного поля (π -поляризация), каждый фотон обладает проекцией углового момента на \mathbf{H}_0 , равной нулю, и поглощение или испускание любого количества таких фотонов не может сообщить атомной системе момент, необходимый для перехода $\Delta m = \pm 1$.

Приведенные выше примеры подчеркивают необходимость развития такой формы квантовой теории, которая позволила бы единым образом адекватно описать все физические эффекты, возникающие при взаимодействии произвольным образом поляризованного радиочастотного поля с веществом. Эта цель была достигнута в последовательно квантовой теории «одетого» атома¹⁷. С другой стороны, недавно была развита полуклассическая теория магнитного резонанса в сильных радиочастотных полях^{18, 19, 21}, применение которой для анализа когерентных явлений в атомных системах привело к результатам, совпадающим с выводами теории «одетого» атома и находящимся в хорошем согласии с экспериментальными данными. Мы будем в дальнейшем широко использовать оба эти эквивалентных метода теоретического описания нелинейных явлений, не противопоставляя их один другому. Мы будем каждый раз отдавать предпочтение тому из них, который допускает более простую математически и более наглядную физически интерпретацию получаемых результатов.

а) Полуклассическая теория магнитного резонанса в сильных радиочастотных полях

Применение полуклассической модели взаимодействия атомов с радиочастотным полем позволило не только построить линейную теорию магнитного резонанса²², но и описать ряд наблюдавшихся экспериментально нелинейных эффектов. В частности, было показано²³, что центр резонансной линии перехода в ансамбле атомов, обладающих спином $1/2$, взаимодействующих даже со слабым радиочастотным полем $2\mathbf{H}_1 \cos \omega t$, перпендикулярным к постоянному магнитному полю \mathbf{H}_0 , сдвигается при увеличении амплитуды H_1 на величину $\delta = -(\gamma H_1)^2/4\omega$ (сдвиг Блоха — Зигерта²⁴). При дальнейшем увеличении амплитуды радиочастотного поля возникают многоквантовые переходы, которые также могут быть описаны в рамках полуклассической теории^{25-27 *}.

1) П о с т а н о в к а з а д а ч и. Рассмотрим парамагнитный атом, обладающий магнитным моментом $\mu = \gamma \mathbf{J}$ ($\hbar = 1$), взаимодействующий с постоянным магнитным полем \mathbf{H}_0 и переменным полем $\mathbf{H}_1(t)$, которое может иметь произвольную поляризацию. Полуклассический подход предполагает, что атомная система описывается квантовомеханически, тогда как электромагнитное поле — классически. Все переменные, характеризующие поле, в ходе анализа представляются обычными алгебраическими величинами, а динамические переменные, относящиеся к атому, считаются операторами. В этом случае задача описания поведения атома в таком поле сводится к решению уравнения Шрёдингера с гамильтонианом вида

$$\hat{\mathcal{H}}(t) = -\hat{\mu} \mathbf{H}(t) = -\hat{\mu} (\mathbf{H}_0 + \mathbf{H}_1(t)). \quad (1)$$

В большинстве представляющих практический интерес случаев применяется переменное поле $\mathbf{H}_1(t)$, которое либо вращается около выделенной оси, либо осциллирует вдоль этой оси. Вследствие различных свойств симметрии поля $\mathbf{H}_1(t)$, оба эти случая приходится описывать по отдельности.

Точное решение задачи может быть найдено в двух частных случаях, когда поле $\mathbf{H}_1(t)$ вращается в плоскости, перпендикулярной к направлению постоянного поля \mathbf{H}_0 , и когда оно осциллирует вдоль направления поля \mathbf{H}_0 .

*) Возможности и границы применимости полуклассической теории взаимодействия двухуровневой системы с излучением обсуждаются в содержательной работе Мандела⁷⁴.

Случай вращающегося около \mathbf{H}_0 поля $\mathbf{H}_1(t)$

$$\mathbf{H}_1(t) = H_0 \mathbf{e}_z + H_1 (\mathbf{e}_x \cos \omega t + \mathbf{e}_y \sin \omega t), \quad (2)$$

(где $\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y, \mathbf{e}_z$ — орты системы координат) является стандартным в теории магнитного резонанса. Применение унитарного преобразования

$$\hat{S}(t) = \exp(+i\hat{J}_z \omega t), \quad (3)$$

которое можно рассматривать как переход во вращающуюся около оси $OZ \parallel \mathbf{H}_0$ систему координат, дает возможность записать преобразованный гамильтониан в виде

$$\hat{\mathcal{H}}' = \hat{\mathcal{H}}_0 + \hat{\mathcal{H}}_1 - \omega_0 \hat{J}_z, \quad (4)$$

где

$$\hat{\mathcal{H}}_1 = \hat{S} \hat{\mathcal{H}}_1 \hat{S}^{-1}.$$

Теперь уравнение Шрёдингера запишется в форме

$$i \frac{\partial}{\partial t} |'t\rangle = \hat{\mathcal{H}}_1 |'t\rangle, \quad (5)$$

где $|'t\rangle$ — вектор состояния атомной системы в преобразованной системе координат в момент времени t . Теперь гамильтониан не зависит от времени и уравнение (5) легко интегрируется:

$$|'t\rangle = \exp[-i\hat{\mathcal{H}}_1'(t-t_0)] |'t_0\rangle. \quad (6)$$

Если существует такой оператор \hat{T} , который диагонализует преобразованный гамильтониан $\hat{\mathcal{H}}_1'$, то вектор состояния $|t\rangle$ в лабораторной системе координат в момент времени t может быть записан как

$$|t\rangle = \hat{U}(t, t_0) |t_0\rangle, \quad (7)$$

где $\hat{U}(t, t_0)$ — оператор временного сдвига, равный

$$\hat{U}(t, t_0) = e^{-i\hat{J}_z \omega_0 t} \hat{T}^{-1} e^{-i\hat{T} \hat{\mathcal{H}}_1' \hat{T}^{-1} (t-t_0)} \hat{T} e^{i\hat{J}_z \omega_0 t}. \quad (8)$$

2) Решение задачи в частных случаях. Решение, полученное описанным выше методом для системы спинов 1/2, приведено в работе ²⁸.

В случае, когда поле $\mathbf{H}_1(t)$ осциллирует вдоль направления \mathbf{H}_0 , гамильтониан $\hat{\mathcal{H}}(t)$ имеет вид

$$\hat{\mathcal{H}} = -\hat{\mu} \mathbf{e}_z (H_0 + H_1 \cos \omega t) = \gamma \hat{J}_z (H_0 + H_1 \cos \omega t). \quad (9)$$

Выбор оси OZ в качестве оси квантования позволяет выполнить интегрирование уравнения Шрёдингера, не прибегая к дополнительному преобразованию базиса:

$$|t\rangle = \exp\left(-i \int_{t_0}^t \hat{\mathcal{H}}(t') dt'\right) |t_0\rangle = \hat{U}(t, t_0) |t_0\rangle, \quad (10)$$

где

$$\int_{t_0}^t \hat{\mathcal{H}}(t') dt' = \hat{J}_z \left[\gamma H_0 (t-t_0) + \frac{\gamma H_1}{\omega} (\sin \omega t - \sin \omega t_0) \right]. \quad (11)$$

Используя известное разложение

$$e^{-ia\hat{J}_z \sin \omega t} = \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} J_n(a\hat{J}_z) e^{-in\omega t}, \quad (12)$$

где J_n — функция Бесселя первого рода, решение (10) можно представить в форме

$$|m, t\rangle = e^{-im\omega_0(t-t_0)} \left[\sum_{n=-\infty}^{+\infty} J_n(am) e^{-in\omega t} \sum_{l=-\infty}^{+\infty} J_l(am) e^{-il\omega t_0} \right] |m, t_0\rangle, \quad (13)$$

где $\omega_0 = \gamma H_0$, $a = \gamma H_1/\omega$, а m — магнитное квантовое число. Выражение (13) после перегруппировки членов переписывается в виде

$$|m, t\rangle = \left[\sum_{n,l} J_n(am) J_l(am) e^{-i(n-l)\omega t} e^{-i(m\omega_0+l\omega)(t-t_0)} \right] |m, t_0\rangle. \quad (14)$$

В выражении (14) присутствуют два типа членов, периодически зависящих от времени: а) члены с частотами $(n-l)\omega$, фаза которых однозначно определена фазой поля $H_1(t)$, и б) члены с частотами $m\omega_0 + l\omega$, фаза которых определена временным интервалом $t - t_0$.

В условиях стационарного радиочастотного воздействия фаза членов второго типа, вообще говоря, является случайной величиной. Однако при выполнении равенства

$$(m - m')\omega_0 = -(l - l')\omega \quad (15)$$

эта случайная фаза исключается из матрицы плотности, в результате чего элемент (m, m') матрицы плотности может быть записан в виде

$$\sigma_{mm'} = \sum_{\substack{n, l; \\ n', l'}} J_n(am) J_l(am) J_{n'}(am') J_{l'}(am') e^{-i(n-l-n'+l')\omega t}. \quad (16)$$

Условие (15) является, по существу, условием вырождения определенных энергетических уровней атома (пересечение уровней ¹²⁶). Выражения (15) и (16) описывают эффект, известный под названием параметрического резонанса ^{4, 5}, наблюдающегося на частотах ω , кратных частоте ω_0 . Его характерной особенностью является отсутствие радиационного уширения и радиационного сдвига линии.

Полуклассический формализм был недавно использован ¹⁸ для анализа радиационного сдвига линии магнитного резонанса спинов $1/2$ в случае, когда воздействующее на систему радиочастотное поле $H_1(t)$ является осциллирующим в плоскости, перпендикулярной к полю H_0 (эффект Блоха — Зигерта). Интерес, проявленный в последнее время к этому, казался бы, хорошо известному вопросу, не случаен. Как показали результаты экспериментальных исследований ^{29, 30}, зависимость реально наблюдаемого сдвига от амплитуды поля $H_1(t)$ удовлетворяет известному ранее квадратичному закону ²⁴ лишь в области малых значений H_1 . Первая попытка объяснить наблюдающееся расхождение на базе квантовой электродинамики ³¹ оказалось неудачной. Выводы теории находились в плохом согласии с результатами экспериментов. Лишь в последующей серии работ ^{18, 32, 33}, в которых использовался как квантовый, так и полуклассический подход, удалось получить поправки более высокого порядка, удовлетворительно описывающие эффект Блоха — Зигерта в широком диапазоне изменения амплитуды радиочастотного поля.

В работе Пегга ^{18a} использовался аналогичный описанному выше формализм, в рамках которого полуклассический гамильтониан взаимодействия спина $1/2$ с полем

$$\mathbf{H}(t) = H_0 \mathbf{e}_z + 2H_1 \cos \omega t \cdot \mathbf{e}_x \quad (17)$$

приобретает вид

$$\hat{\mathcal{H}}(t) = -\hat{\mu}H(t) = \omega_0 \hat{J}_z + 4b \cos \omega t \cdot \hat{J}_x, \quad (18)$$

где $\omega_0 = -\gamma H_0$ и $b = -\gamma H_1/2$.

Применяющийся обычно переход во вращающуюся с частотой ω систему координат с помощью оператора (3) оказывается недостаточным, так как при больших амплитудах поля H_1 пренебрегать вращающимися в противоположную сторону компонентами осциллирующего поля уже недопустимо. Лучшие результаты дает использование унитарного преобразования вида

$$\hat{S}(t) = \exp[i\hat{J}_z(a \sin 2\omega t + (p+1)2\omega t)] \hat{R}^{-1}(\theta) \exp(-i\hat{J}_z \cdot 2\omega t), \quad (19)$$

где $a = b \sin\theta/\omega$, $\theta = \arctg [2b/(\omega + \omega_0)]$, а

$$\hat{R}(\theta) = \begin{pmatrix} \cos \frac{\theta}{2} & -\sin \frac{\theta}{2} \\ \sin \frac{\theta}{2} & \cos \frac{\theta}{2} \end{pmatrix}$$

— оператор поворота оси OZ системы координат. Преобразование (19) представляет собой переход в систему координат, в которой противоположно вращающаяся компонента поля $H_1(t)$ оказывается постоянной, а затем поворот этой системы на угол θ таким образом, чтобы направление новой оси OZ' совпадало с направлением нового постоянного поля.

Диагонализация преобразованного гамильтониана позволяет вычислить его собственные значения в новой системе координат, и, следовательно, частоту ω , которой соответствует центр линии магнитного резонанса ($p = 0$) при $\omega_0 = \text{const}$:

$$\omega = \omega_0 + \frac{b^2}{\omega_0} + \frac{1}{4} \frac{b^4}{\omega_0^3} - \frac{35}{32} \frac{b^6}{\omega_0^5} + \dots$$

Это выражение ³², описывающее сдвиг Блоха — Зигерта, полностью совпадает с разложением, полученным Ширли ³⁴ и найденным в работе Кюэна-Ганнуджи и др. ³³ на базе квантовомеханической модели «оде-того» атома.

Преобразование (19) может быть выполнено и в случае, когда $p \neq 0$, т. е. в случае, когда имеют место многоквантовые переходы, связанные с наличием противоположно вращающейся компоненты радиочастотного поля. Вычисления, выполненные в работе ¹⁸, показывают, что резонансные эффекты должны наблюдаться всякий раз, когда выполняется условие

$$(2p+1)\omega = \omega_0 + \frac{(2p+1)b^2}{p(p+1)\omega} \quad (p > 0).$$

Оно было также получено в работе Винтера ²⁵, в которой многоквантовые переходы были исследованы теоретически и экспериментально.

Полуклассическая интерпретация сдвига Блоха — Зигерта и рассмотрение многоквантовых переходов проводилось в серии работ Стенхольма ²¹, в которых собственные значения гамильтониана с поправками высших порядков были получены в виде цепных дробей. Полученные Стенхольмом результаты хорошо согласуются с рассмотренными выше. С помощью полуклассического формализма получили вполне удовлетворительную интерпретацию и другие нелинейные эффекты (резонансы когерентности при поперечной оптической накачке ^{35, 36}, перемешивание квазивыврожденных состояний сильным нерезонансным полем ²¹, изменение g -фактора атома в присутствии осциллирующего радиочастотного поля ³⁷ и др.), которые будут рассмотрены ниже.

Для описания широкого класса нелинейных эффектов с успехом могут быть использованы и феноменологические уравнения Блоха, записанные для макроскопической намагниченности спин-системы ^{35, 37}. Это вполне понятно, поскольку уравнения Блоха строго справедливы для системы спинов $1/2$, т. е. фактически во всех случаях, рассмотренных в цитирован-

ных выше работах. Несмотря на встречающиеся трудности математического характера, применение феноменологических уравнений часто бывает более удобным с точки зрения наглядности полученных результатов, поскольку наблюдаемые в эксперименте физические величины во многих случаях непосредственно связаны с продольной и поперечными компонентами макроскопической намагниченности.

б) К в а н т о в а я т е о р и я н е л и н е й н ы х э ф ф е к т о в

В полуклассической теории действие электромагнитного радиочастотного поля на атомы рассматривается как возмущение. Атомная система считается квантовой системой, а действие поля на электрические заряды и токи в атоме описывается классически. Вторичное квантование радиочастотного поля, т. е. введение понятия квантов радиочастоты, позволяет устраничь эту непоследовательность. Эволюция полной системы «атом + поле» описывается гамильтонианом, независящим от времени, и ее исследование, по крайней мере в принципе, оказывается более простым, чем решение уравнения Шрёдингера с зависящим от времени гамильтонианом. Кроме того, квантование поля, как мы увидим, позволяет обобщить результаты на случай произвольной поляризации поля. В этой связи следует отметить, что формальная аналогия, существующая между операцией квантования поля и преобразованиями типа (19), предназначенными для устранения временной зависимости гамильтониана $\hat{H}(t)$, была отмечена ранее в работе Ширли³⁴.

В рамках квантовой теории рассматривается физическая система, состоящая из атома и радиочастотных фотонов, которые реальным или виртуальным образом поглощаются и испускаются этим атомом. Явная аналогия между такой постановкой задачи и применяемой в квантовой теории поля, учитывающей флуктуации вакуума, позволила заимствовать из проблемы многих тел существенную терминологию, и в связи с этим для полной системы «атом + фотоны» было предложено название «одетого» атома⁴³. Соответственно радиочастотное поле, взаимодействующее с атомом, получило название «одевающего».

1) К о н ц е п ц и я а т о м а , « о д е т о г о » п о л е м . Гамильтониан \hat{H} атома со спином J и взаимодействующего с ним квантованного электромагнитного поля представляет собой сумму

$$\hat{H} = \hat{H}_{at} + \hat{H}_{rf} + V, \quad (20)$$

где \hat{H}_{at} — гамильтониан свободного атома, \hat{H}_{rf} — гамильтониан поля излучения, \bar{V} — оператор энергии взаимодействия атомов с полем излучения.

При наличии постоянного магнитного поля H_0 , параллельного оси OZ системы координат, в качестве гамильтониана \hat{H}_{at} в интересующем нас случае может быть принята его зеemannовская часть:

$$\hat{H}_{at} = \omega_0 \hat{J}_z, \quad (21)$$

где $\omega_0 = -\gamma H_0$ — ларморовская частота, $\gamma = g\mu_B$, g — фактор Ландэ рассматриваемого атома, и μ_B — магнетон Бора. Таким образом, в поле H_0 имеется $2J + 1$ состояний $|m\rangle$ атома (m — магнитное квантовое число), энергетические уровни которых разделены интервалом ω_0 .

Если в поле излучения присутствует лишь одна мода колебаний с частотой ω и поляризацией ϵ , гамильтониан \hat{H}_{rf} записывается в виде

$$\hat{H}_{rf} = \omega \hat{a}^* \hat{a},$$

где \hat{a}^+ и \hat{a} — операторы рождения и уничтожения радиочастотного фотона этой моды. Как известно, действие этих операторов на состояние $|n\rangle$ поля излучения описывается выражениями

$$\hat{a}^+|n\rangle = \sqrt{n+1}|n+1\rangle, \quad \hat{a}|n\rangle = \sqrt{n}|n-1\rangle.$$

В радиоспектроскопии большей частью рассматриваются магнитные дипольные переходы, поэтому здесь нас будет интересовать оператор магнитного радиочастотного поля $\hat{H}_1(t)$. Известно ⁴⁴, что если поле $H_1(t)$ однородно в пределах образца, оператор \hat{H}_1 в дипольном приближении имеет вид

$$\hat{H}_1 = \mu (\hat{a}\epsilon + \hat{a}^+\epsilon^*),$$

где μ — константа, имеющая смысл «магнитного поля фотона», равная примерно 10^{-14} эс ¹⁷.

Реальные радиочастотные поля обладают вполне определенной фазой и в силу принципа неопределенности не могут быть представлены состоянием $|n\rangle$, соответствующим определенному числу фотонов. Они являются когерентной суперпозицией $|\alpha\rangle$ состояний с различным числом фотонов. Такие состояния $|\alpha\rangle$ (когерентные состояния) были введены ^{45, 56} как собственные состояния оператора уничтожения

$$\hat{a}|\alpha\rangle = \alpha|\alpha\rangle,$$

и могут быть записаны в виде

$$|\alpha(t)\rangle = \sum_n C_n(\alpha) e^{-in\omega t} |n\rangle,$$

где

$$|C_n(\alpha)|^2 = (\alpha^2)^n \frac{e^{-\alpha^2}}{n!}$$

— вероятность обнаружить n фотонов в поле излучения. В работе ⁴⁵ было показано, что среднее число фотонов N квантованного поля связано с его классической амплитудой H_1 соотношением

$$\alpha^2 = N = \frac{H_1^2}{4\mu^2}.$$

Используя приведенное выше значение μ , легко найти, что для создания поля с амплитудой 1 эс требуется 10^{28} радиочастотных фотонов в $см^3$. Разумеется, в этом случае можно говорить о точном значении фазы этого поля. Благодаря присутствию в поле большого числа фотонов можно пренебрегать изменением их числа при рассмотрении переходов в атомной системе.

С учетом сказанного выше, оператор энергии взаимодействия может быть представлен в виде

$$\hat{V} = \lambda \hat{J} (\hat{a}\epsilon + \hat{a}^+\epsilon^*), \tag{22}$$

где

$$\lambda = -\frac{\gamma H_1}{2\sqrt{n}} = \frac{\omega_1(n)}{2\sqrt{n}}. \tag{23}$$

Структура оператора \hat{V} весьма проста — он описывает либо поглощение, либо испускание радиочастотного фотона с заданной поляризацией.

Таким образом, полный гамильтониан «одетого» атома записывается в форме

$$\hat{\mathcal{H}} = \omega_0 \hat{J}_z + \omega \hat{a}^+ \hat{a} + \lambda \hat{J} (\hat{a}\epsilon + \hat{a}^+\epsilon^*). \tag{24}$$

Существование независящего от времени гамильтониана позволяет определить энергетические уровни исследуемой физической системы, что невозможно сделать, пользуясь классическим формализмом. Каждый из этих уровней соответствует стационарному состоянию полной системы «атом + радиочастотное поле», а зависимость энергии полной системы от напряженности постоянного магнитного поля H_0 позволяет построить диаграмму энергетических уровней, с помощью которой все резонансные явления могут быть интерпретированы как пересечения и антипересечения³⁸ соответствующих уровней.

При таком подходе значительно упрощается анализ роли радиочастотных фотонов в процессе их взаимодействия с атомами. Действительно, обнаруживаемые антипересечения могут существовать лишь в случае, когда между состояниями полной системы «атом + поле», обладающими одинаковой энергией, имеется связь, сопровождающаяся процессами реального поглощения или испускания радиочастотных фотонов при условии сохранения полной энергии и полного момента системы. Пересечения уровней, наоборот, свидетельствуют о том, что рассматриваемые состояния полной системы не связаны друг с другом и, следовательно, реальные переходы в точке пересечения отсутствуют, а наблюдаемые резонансные явления являются следствием виртуального поглощения или испускания радиочастотных фотонов.

Преимущества квантового формализма проявляются также и в анализе нелинейных явлений, имеющих место при взаимодействии атомной системы с сильными радиочастотными полями. В то время как в рамках полуклассической теории решение уравнений движения осуществляется, как правило, в виде разложений по степеням возмущения и приводит к выражениям в виде рядов, сходимость которых не очевидна, квантовая теория позволяет последовательно проследить изменение диаграммы энергетических уровней полной системы при увеличении числа взаимодействующих фотонов. В этом случае эффекты радиационного уширения и сдвиги линии резонанса поддаются относительно простому и менее утомительному расчету.

Наконец, следует отметить, что применение квантового формализма позволило предсказать ряд новых эффектов, которые из-за сложности математического аппарата ранее ускользали от внимания исследователей, пользовавшихся полуклассической теорией. Так, в частности, было предсказано изменение и даже обращение в нуль фактора Ланде атомов, взаимодействующих с сильным радиочастотным полем^{39, 40}, изменение спектра сверхтонких переходов при наличии радиочастотного возмущения⁴², передача когерентности при спиновом обмене между различными атомами в сильном радиочастотном поле⁴¹, изменение релаксационных параметров атомной системы в присутствии нерезонансного поля¹⁷ и ряд других физических явлений.

2) Атом, «одетый» полем. Случай спина $J = 1/2$. Для этого случая дальнейшие рассуждения существенно упрощаются. Выделим в гамильтониане (24) часть, существующую в отсутствие взаимодействия

$$\hat{\mathcal{H}} = \hat{\mathcal{H}}_0 + \hat{V}, \quad (25)$$

где

$$\hat{\mathcal{H}}_0 = \omega_0 \hat{J}_z + \omega \hat{a}^+ \hat{a}. \quad (26)$$

Собственными состояниями гамильтониана $\hat{\mathcal{H}}_0$ являются состояния $|m, n\rangle$ ($m = \pm 1/2$) с энергией $E_{m, n} = m\omega_0 + n\omega$, которые можно обозна-

чить векторами состояния $|\pm, n\rangle$. Диаграмма этих энергетических уровней (рис. 1) представляет собой суперпозицию зеемановских диаграмм для спина $J = 1/2$, отделенных друг от друга интервалом ω , равным энергии одного фотона.

Из диаграммы видно, что существует бесконечное количество пересечений уровней при таких значениях поля H_0 , что $\omega_0 = p\omega$, где $p \geq 0$.

Уровни энергии «одетого» атома могут быть получены, исходя из приведенной выше диаграммы, если включить в рассмотрение гамильтониан взаимодействия \hat{V} между атомом и полем. Как видно, при этом достаточно рассматривать лишь часть диаграммы вблизи энергии $n\omega$, так как диаграмма остается практически инвариантной относительно сдвига на энергию $p\omega$, если $p/n \ll 1$. Таким образом, задача отыскания энергетических уровней «одетого» атома сводится к диагонализации гамильтониана (24).

В частных случаях, когда радиочастотное поле вращается в плоскости, перпендикулярной к постоянному полю H_0 (σ^\pm -поляризация) или поляризовано вдоль его направления (π -поляризация), возможна точная диагонализация гамильтониана $\hat{\mathcal{H}}$.

Так, если поле $H_1(t)$ имеет σ^+ -поляризацию, гамильтониан $\hat{\mathcal{H}}$ записывается в форме

$$\hat{\mathcal{H}} = \hat{\mathcal{H}}_0 + \hat{V}_{\sigma^+} = \omega_0 \hat{J}_z + \omega \hat{a}^+ \hat{a} + \lambda (\hat{J}_+ \hat{a} + \hat{J}_- \hat{a}^+). \quad (27)$$

В соответствии с правилом отбора $\Delta m + \Delta n = 0$ оператор \hat{V}_{σ^+} может связать попарно состояния $|+, n\rangle$ и $|-, n+1\rangle$ невозмущенного гамильтониана $\hat{\mathcal{H}}_0$. Собственные состояния $|+\rangle_n$ и $|-\rangle_n$ полного гамильтониана $\hat{\mathcal{H}}$ являются суперпозицией невозмущенных состояний $|+, n\rangle$ и $|-, n+1\rangle$ вида

$$\begin{aligned} |+\rangle_n &= -\sin \frac{\theta_n}{2} |+, n\rangle + \cos \frac{\theta_n}{2} |-, n+1\rangle, \\ |-\rangle_n &= \cos \frac{\theta_n}{2} |+, n\rangle + \sin \frac{\theta_n}{2} |-, n+1\rangle, \end{aligned} \quad (28)$$

где угол θ_n определяется выражением

$$\operatorname{tg} \theta_n = \frac{2\lambda \sqrt{n+1}}{\omega_0 - \omega} = \frac{\omega_1(n)}{\omega_0 - \omega}. \quad (29)$$

Положение энергетических уровней, соответствующих состояниям $|\pm\rangle_n$, определяется формулой

$$E_{\pm n} = \left(n + \frac{1}{2}\right) \omega \pm \frac{1}{2} \sqrt{(\omega_0 - \omega)^2 + \omega_1^2(n)}. \quad (30)$$

Видно, что они представляют собой гиперболы, асимптотически приближающиеся к уровням невозмущенного гамильтониана $\hat{\mathcal{H}}_0$. При этом

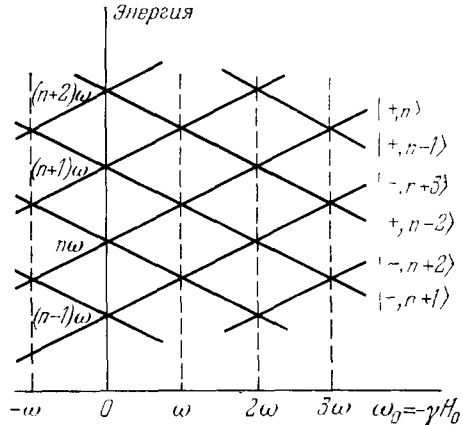


Рис. 1. Уровни энергии системы «атом + фотоны» в отсутствие взаимодействия ($J = 1/2$).

все существовавшие в отсутствие взаимодействия пересечения в точке $\omega = \omega_0$ превращаются в антипересечения, обусловленные резонансной связью между состояниями $|+, n\rangle$ и $|-, n+1\rangle$, тогда как остальные пересечения $\omega_0 = p\omega$ ($p \neq 1$), остаются пересечениями уровней полного гамильтониана $\hat{\mathcal{H}}$, сдвинутыми относительно своего исходного положения.

Антипересечения $\omega = \omega_0$ в случае слабой связи $\omega_1 \ll \omega$ имеют место при реальном поглощении одного радиочастотного фотона и могут рассмат-

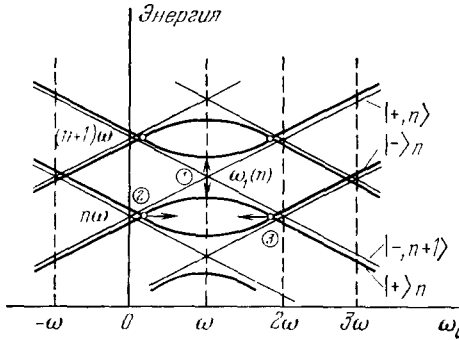


Рис. 2. Уровни энергии атома, «одетого» радиочастотным полем, имеющим σ^+ -поляризацию ($J = 1/2$).

обычной теории возмущений, величине второго порядка по \hat{V}_{σ^+} , т. е. ω_1^2/ω . Собственные состояния «одетого» атома оказываются при этом очень близкими к состояниям $|+, n\rangle$, $|-, n+1\rangle$ невозмущенного гамильтониана $\hat{\mathcal{H}}_0$, но нерезонансное взаимодействие с радиочастотным полем изменяет их энергию. При увеличении амплитуды ω_1 места пересечения $\omega_0 \approx 0$ и $\omega_0 \approx 2\omega$ (точки 2 и 3 на рис. 2) смещаются в направлениях, указанных стрелками, и при определенном значении ω_1 сливаются между собой в точке $\omega = \omega_0$, а затем исчезают. Нетрудно видеть, что им соответствуют резонансы когерентности⁶ или «недиагональный» резонанс⁷.

Второй частный случай, в котором возможна точная диагонализация гамильтониана $\hat{\mathcal{H}}$, соответствует радиочастотному полю $\mathbf{H}_1(t)$, линейно поляризованному вдоль \mathbf{H}_0 (π -поляризация). Гамильтониан $\hat{\mathcal{H}}$ при этом записывается в виде

$$\hat{\mathcal{H}} = \omega_0 \hat{J}_z + \omega \hat{a}^+ \hat{a} + \lambda \hat{J}_z (\hat{a} + \hat{a}^+) = \hat{\mathcal{H}}_0 + \hat{V}_\pi. \quad (31)$$

Видно, что оператор \hat{V}_π связывает лишь состояния $|m, n\rangle$ с состояниями $|m, n+1\rangle$ и $|m, n-1\rangle$ с одинаковым квантовым числом m . Действительно, фотон, имеющий π -поляризацию, не обладает моментом, и, следовательно, его поглощение или испускание не может изменить момент атома. Отсюда следует, что собственные значения энергии уровней «одетого» атома остаются равными собственным значениям невозмущенного гамильтониана $\hat{\mathcal{H}}_0$ (см. рис. 1), и все пересечения уровней, изображенные на рис. 1, остаются пересечениями независимо от амплитуды радиочастотного поля:

$$E_{\pm n} = n\omega \pm \frac{\omega_0}{2}. \quad (32)$$

Собственные состояния $|\pm\rangle_n$ гамильтониана $\hat{\mathcal{H}}$ могут быть получены в виде тензорного произведения собственных состояний свободного атома

рассматриваться как обычный магнитный резонанс, индуцированный вращающимся радиочастотным полем. Для него характерно отсутствие радиационного сдвига (точка максимального сближения уровней не изменяет своего положения при увеличении ω_1) и наличие радиационного уширения линии резонанса (минимальное расстояние между антипересекающимися уровнями пропорционально ω_1).

Пересечения $\omega_0 = p\omega$ ($p \neq 1$) испытывают радиационный сдвиг, обусловленный виртуальными процессами поглощения и испускания атомом радиочастотных фотонов, пропорциональный, согласно

$|\pm\rangle$ на состояние $|\bar{n}_{\pm}\rangle$ радиочастотного поля

$$|\pm\rangle_n = |\pm\rangle |\bar{n}_{\pm}\rangle = |\pm\rangle \exp\left(\mp \lambda \frac{\hat{a}^+ - \hat{a}}{2\omega}\right) |n\rangle = \sum_{n'} J_{n-n'}\left(\frac{\pm \omega_1}{2\omega}\right) |\pm, n'\rangle, \quad (33)$$

где $J_{n-n'}$ — функции Бесселя первого рода порядка $n - n'$. Это свидетельствует о том, что собственные состояния «одетого» атома являются когерентной суперпозицией состояний невозмущенного гамильтониана $\hat{\mathcal{H}}_0$, возникающей вследствие виртуального поглощения или испускания атомом радиочастотных фотонов. Нетрудно видеть, что пересечение энергетических уровней в этом случае соответствует явлению, получившему название «параметрического» резонанса ^{4, 5}. Его характерной особенностью является отсутствие радиационных сдвигов и уширения линии резонанса.

В общем случае произвольной поляризации радиочастотного поля задача о диагонализации гамильтониана $\hat{\mathcal{H}}$ значительно усложняется, и ее решение может быть получено либо методом последовательных приближений, либо с помощью численного расчета. Однако во многих практически интересных случаях можно получить приближенные результаты, дающие хорошее совпадение с экспериментальными данными. К этому вопросу мы еще вернемся ниже.

Метод одетого атома не только позволяет получить все результаты теории оптической ориентации атомов ^{42, 47}, но и количественно рассмотреть случай, когда оптическая накачка атомов осуществляется светом большой интенсивности. В зависимости от особенностей атомной системы, спектрального состава поля излучения, состояния его поляризации и других условий облучения применяются различные способы изменения ее термодинамически равновесного состояния. Обзор методов накачки атомов можно найти в ^{12б, 16}.

3) А том, «одетый» полем оптической частоты. В рассмотренном выше случае мы считали, что атомы находятся в основном состоянии. Теперь же будем считать, что оператор $\hat{\mathcal{H}}_{at}$ составлен таким образом, что он учитывает конечное время жизни $1/\Gamma$ нахождения атома в возбужденном состоянии:

$$\hat{\mathcal{H}} = \hat{\mathcal{H}}_{at} + \hat{\mathcal{H}}_{rad} + \hat{\mathcal{H}}_1 = \hat{\mathcal{H}}_0 + \hat{\mathcal{H}}_1, \quad (34)$$

где $\hat{\mathcal{H}}_{at}$, а следовательно и $\hat{\mathcal{H}}$, являются неэрмитовыми операторами.

Пусть в основном состоянии атома и в связанном с ним полем оптической частоты возбужденном состоянии имеются только два зеемановских подуровня. Тогда собственными состояниями $\hat{\mathcal{H}}_0$ будут $|\pm m, n\rangle$ и $|\pm l, n\rangle$. В отсутствие внешнего магнитного поля все уровни двукратно вырождены. При $\omega_0 = p\omega$ ($p = 1, 2, \dots$) имеет место пересечение уровней. Однофотонным переходам соответствуют пересечения при $p = 1$, как это видно из рис. 3.

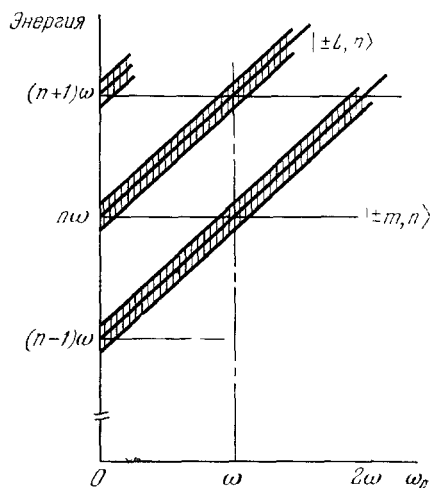


Рис. 3. Уровни энергии гамильтониана $\hat{\mathcal{H}}_0$ в отсутствие взаимодействия с оптическим полем.

Естественная ширина уровней условно представлена заштрихованной полосой.

Рассмотрим в виде примера изменение энергетического спектра атомов в условиях оптической накачки. Пусть накачка осуществляется пучком циркулярно (σ^+) поляризованных лучей света частоты ω . В этом случае гамильтониан взаимодействия $\hat{\mathcal{H}}_1$ связывает уровни $| -m, n \rangle$ и $| +l, n-1 \rangle$, причем соответствующий матричный элемент перехода можно записать в виде

$$\langle +l, n-1 | \hat{\mathcal{H}}_1 | -m, n \rangle = iv \sqrt{n}. \quad (35)$$

Уровни состояний $| +m, n \rangle$ и $| -l, n \rangle$ не связаны с другими уровнями и являются собственными состояниями полного гамильтониана $\hat{\mathcal{H}}$. Можно показать⁴⁴, что собственными состояниями будут также линейные комбинации $| -m, n \rangle$ и $| +l, n-1 \rangle$, имеющие следующий вид:

$$\begin{aligned} |\alpha_n\rangle &= \cos \frac{\theta}{2} | -m, n \rangle + i \sin \frac{\theta}{2} | +l, n-1 \rangle, \\ |\beta_n\rangle &= i \sin \frac{\theta}{2} | -m, n \rangle + \cos \frac{\theta}{2} | +l, n-1 \rangle, \end{aligned} \quad (36)$$

где θ определяется из соотношения

$$\operatorname{tg} \theta = \frac{2v \sqrt{n}}{\omega - \omega_0 + i(\Gamma/2)}. \quad (37)$$

Отметим, что ввиду неэрмитовости $\hat{\mathcal{H}}$ состояния $|\alpha_n\rangle$ и $|\beta_n\rangle$ не являются ортогональными. Соответствующие собственные значения определяются равенствами:

$$\begin{aligned} E_n^\alpha - i \frac{\Gamma_n^\alpha}{2} &= (n-1)\omega + \frac{\omega + \omega_0}{2} - i \frac{\Gamma}{4} + \sqrt{\left(\frac{\omega - \omega_0}{2} + i \frac{\Gamma}{4}\right)^2 + nv^2}, \\ E_n^\beta - i \frac{\Gamma_n^\beta}{2} &= (n-1)\omega + \frac{\omega + \omega_0}{2} - i \frac{\Gamma}{4} - \sqrt{\left(\frac{\omega - \omega_0}{2} + i \frac{\Gamma}{4}\right)^2 + nv^2}. \end{aligned} \quad (38)$$

Если интенсивность оптического пучка мала, т. е. $nv^2 \ll (\Gamma/4)^2$, из (38) следует, что

$$\begin{aligned} E_n^\alpha &= n\omega + nv^2 \frac{\omega - \omega_0}{(\omega - \omega_0)^2 + (\Gamma/2)^2}, & \frac{\Gamma_n^\alpha}{2} &= nv^2 \frac{\Gamma/2}{(\omega - \omega_0)^2 + (\Gamma/2)^2}, \\ E_n^\beta &= (n-1)\omega + \omega_0 - nv^2 \frac{\omega - \omega_0}{(\omega - \omega_0)^2 + (\Gamma/2)^2}, & \frac{\Gamma_n^\beta}{2} &= \frac{\Gamma}{2} - nv^2 \frac{\Gamma/2}{(\omega - \omega_0)^2 + (\Gamma/2)^2}, \end{aligned} \quad (39)$$

$$\begin{aligned} |\alpha_n\rangle &= | -m, n \rangle + i \frac{v \sqrt{n}}{\omega - \omega_0 + i(\Gamma/2)} | +l, n-1 \rangle, \\ |\beta_n\rangle &= | +l, n-1 \rangle + i \frac{v \sqrt{n}}{\omega - \omega_0 + i(\Gamma/2)} | -m, n \rangle. \end{aligned} \quad (40)$$

Как видно из (39) и (40), при малых интенсивностях поля оптической частоты собственные состояния «одетого» атома, т. е. состояния $|\alpha_n\rangle$ и $|\beta_n\rangle$, мало отличаются от невозмущенных состояний $| -m, n \rangle$ и $| +l, n-1 \rangle$. Энергетический спектр атома, «одетого» слабым оптическим полем, изображен на рис. 4. Видно, что уровни продолжают пересекаться даже при наличии возмущения. Хотя согласно (39) и (40) поправки к энергии и сдвиг уровней являются малыми, они хорошо наблюдаются в основном состоянии атомов вследствие малости собственной ширины уровней в этом состоянии. Как показано в работах^{42, 47}, снятие вырождения уровней и их уширение в несколько десятков герц хорошо наблюдаются в основном состоянии атомов при больших временах релаксации.

В другом предельном случае большой интенсивности оптического поля накачки $nv^2 \gg (\Gamma/4)^2$ получаем выражения для собственных значений состояний «одетого»

атома:

$$\left. \begin{aligned} E_n^\alpha &= (n-1)\omega + \frac{\omega + \omega_0}{2} + \sqrt{\left(\frac{\omega - \omega_0}{2}\right)^2 + nv^2}, \\ \frac{\Gamma_n^\alpha}{2} &= \frac{\Gamma}{4} \left(1 - \frac{\omega - \omega_0}{\sqrt{(\omega - \omega_0)^2 + 4nv^2}}\right), \\ E_n^\beta &= (n-1)\omega + \frac{\omega + \omega_0}{2} - \sqrt{\left(\frac{\omega - \omega_0}{2}\right)^2 + nv^2}, \\ \frac{\Gamma_n^\beta}{2} &= \frac{\Gamma}{4} \left(1 + \frac{\omega - \omega_0}{\sqrt{(\omega - \omega_0)^2 + 4nv^2}}\right). \end{aligned} \right\} \quad (41)$$

Энергетический спектр «одетого» атома изображен на рис. 5. В этом случае, т. е. в сильном «одевающем» поле, возникает антипересечение уровней. При этом собственные

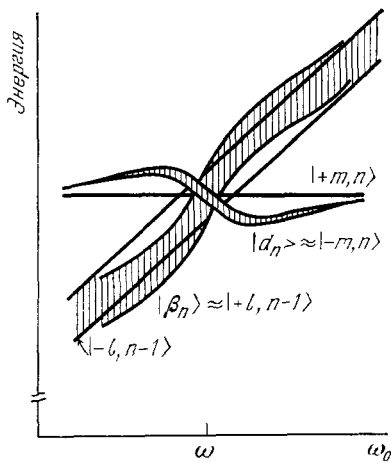


Рис. 4. Диаграмма уровней энергии гамильтониана $\hat{\mathcal{H}}$ вблизи точек $\omega = \omega_0$ для слабой интенсивности «одевающего» оптического поля. Отмечается сдвиг и уширение основного состояния $|-m, n\rangle$.

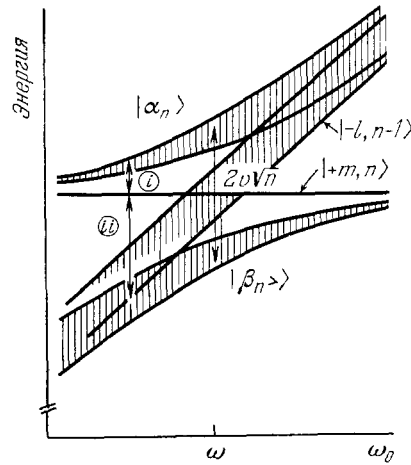


Рис. 5. Диаграмма уровней энергии гамильтониана $\hat{\mathcal{H}}$ вблизи $\omega = \omega_0$ для большой интенсивности «одевающего» оптического поля.

состояния одетого атома соответствуют сильному перемешиванию невозмущенных состояний $|-m, n\rangle$ и $|+l, n-1\rangle$:

$$\begin{aligned} |\alpha_n\rangle &= \cos \frac{\theta'}{2} |-m, n\rangle + i \sin \frac{\theta'}{2} |+l, n-1\rangle \\ |\beta_n\rangle &= i \sin \frac{\theta'}{2} |-m, n\rangle + \cos \frac{\theta'}{2} |+l, n-1\rangle, \end{aligned} \quad (42)$$

причем

$$\operatorname{tg} \theta' = \frac{2v \sqrt{n}}{\omega - \omega_0}, \quad 0 \leq \theta' \leq \pi. \quad (43)$$

Из соотношений (42) и (43) легко получить выражение для амплитуды состояния $|m, n\rangle$ в зависимости от $|\alpha_n\rangle$ и $|\beta_n\rangle$. Поскольку состояние $|m, n\rangle$ является собственным состоянием полного гамильтониана $\hat{\mathcal{H}}$, то мы можем определить одновременно амплитуды $|-m, n\rangle$ и $|+m, n\rangle$. Однако для полного определения соотношения между амплитудами этих состояний, а следовательно, и для определения состояния ориентации атомов в основном состоянии, необходимо одновременно учесть механизмы релаксации.

Изменение энергетического спектра «одетого» атома по сравнению со спектром «голого» атома приводит к своеобразному виду спектра магнитного резонанса, наблюдающегося на атомах, | «одетых» сильным полем

(рис. 6). Переходы, обозначенные на рис. 5 индексом i , происходят между двумя уровнями основного состояния, один из которых возмущен благодаря действию поля оптической частоты. Это переходы между состояниями $|+m, n\rangle$ и $|\alpha_n\rangle \sim |-m, n\rangle$. Резонансная линия является узкой, а частота перехода равна сдвигу уровня $|-m, n\rangle$ в «одеваемом» поле. Для перехода ii линия имеет ширину, примерно равную Γ . Он происходит между состояниями $|+m, n\rangle$ и $|\beta_n\rangle \approx |+l, n-1\rangle$, т. е. является двухфотонным. Атом поглощает оптический фотон частоты ω и одновременно испускает радиочастотный фотон частоты $\Omega \approx |\omega - \omega_0|$.

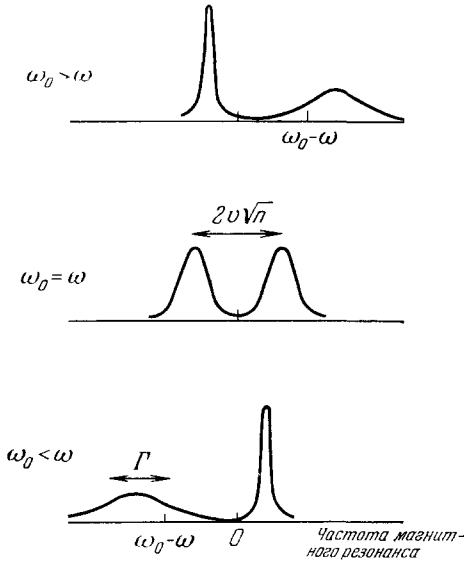


Рис. 6. Спектр магнитного резонанса атома, взаимодействующего с оптическим полем.

Резонансы соответствуют переходам i и ii , указанным на рис. 5.

атомов создается при помощи постоянного магнитного поля. Другие явления стали доступными для наблюдения только благодаря применению оптических методов регистрации магнитного резонанса в условиях оптической накачки. Применение методов оптической накачки и присущая им гибкость экспериментального исследования позволили наблюдать всю совокупность резонансных явлений и нелинейных эффектов. Поэтому мы в дальнейшем будем описывать главным образом эксперименты, выполненные в условиях оптической подготовки атомной системы и оптической регистрации наблюдаемых величин.

Не вдаваясь в подробности теоретического анализа взаимодействия атомной системы с резонансным оптическим излучением^{46, 47}, напомним читателю некоторые особенности оптических методов радиоспектроскопии, которые окажутся необходимыми для понимания последующего.

Как известно¹², для создания в системе ориентации атомных моментов используется циркулярно поляризованное резонансное излучение оптической частоты. Если оно направлено вдоль постоянного магнитного поля H_0 *) (продольная оптическая накачка), то в атомной системе спустя некоторое время после его включения достигается стационарное распределение населенностей энергетических уровней, существенно отличное от

*) Как и ранее, предполагается что в качестве оси квантования выбрано направление магнитного поля H_0 .

равновесного. Если же свет накачки направлен перпендикулярно к магнитному полю H_0 (поперечная накачка), то в этом случае, несмотря на то, что распределение населенностей атомных уровней останется по-прежнему близким к равновесному, в систему непрерывно вносится зеemanовская когерентность (появляются отличные от нуля недиагональные элементы матрицы плотности), т. е. говоря другими словами, создается поперечная ориентация атомных моментов⁴⁷. Регистрация степени поглощения атомами циркулярно поляризованного резонансного света позволяет судить о величине проекции среднего по ансамблю момента атомов на направление распространения этого света.

Отмеченные ранее пересечения уровней «одетого» атома, как было показано в¹⁷, могут наблюдаться в условиях поперечной оптической ориентации (когерентное возбуждение пересекающихся уровней), тогда как соответствующие антипересечения могут быть обнаружены лишь при наличии продольной оптической накачки (необходимость создания разности населенностей антипересекающихся уровней).

3. НЕЛИНЕЙНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ АТОМА С ВРАЩАЮЩИМСЯ РАДИОЧАСТОТНЫМ ПОЛЕМ

Взаимодействие атомной системы с вращающимся радиочастотным полем было рассмотрено теоретически и исследовано экспериментально в ситуациях, различающихся между собой характером подготовки атомной системы (продольная и поперечная оптическая накачка) и ориентацией плоскости вращения радиочастотного поля по отношению к постоянному полю H_0 . Во всех описанных ниже вариантах регистрация сигнала магнитного резонанса может быть осуществлена либо путем оптического детектирования света накачки, прошедшего через атомную систему, интенсивность которого в общем случае может содержать переменные компоненты с частотами, равными или кратными частоте поля $H_1(t)$, либо путем измерения полной интенсивности света флуоресценции, испущенного в заранее выбранном направлении.

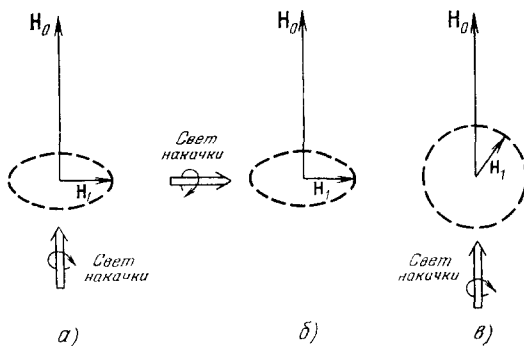


Рис. 7. Возможные варианты взаимного расположения полей H_0 , $H_1(t)$ и луча оптической накачки.

Наиболее простые случаи соответствуют взаимной ориентации полей и света накачки, изображенной на рис. 7. Как следует из рассмотрения, выполненного в предыдущем параграфе, энергетические уровни атома, «одетого» вращающимся вокруг направления H_0 полем $H_1(t)$ (см. рис. 2), обнаруживают бесконечное множество антипересечений в точке $\omega = \omega_0$ и пересечений в точках $\omega = p\omega_0$ ($p \neq 1$). В условиях продольной накачки наблюдаются лишь антипересечения, соответствующие обычному магнитному резонансу, индуцированному вращающимся полем, если направление его вращения совпадает с направлением ларморовской прецессии атомов вокруг поля H_0 . Продольная накачка (рис. 7, а) непрерывно заселяет один из уровней атома $|\pm\rangle$ (в зависимости от поляризации σ^+ или σ^- света накачки), что, эквивалентно подготовке системы «атом + поле» либо

в состоянии $|+, n\rangle$, либо в состоянии $|-, n\rangle$. На основании выражений (28) — (30) нетрудно вычислить вероятность обнаружения системы в состоянии, отличном от исходного. Для определенности допустим, что атом непрерывно подготавливается в состоянии $|-, n\rangle$ и время его жизни в этом состоянии, обусловленное процессами релаксации, равно $1/\Gamma$. Тогда средняя вероятность перехода атома из состояния $|-, 1/2\rangle$ в состояние $|+, 1/2\rangle$ равна

$$\bar{P}_{-, n; +, n-1} = \frac{\omega_1^2}{(\omega_0 - \omega)^2 + \omega_1^2 + \Gamma^2}. \quad (44)$$

Это выражение описывает форму линии магнитного резонанса во вращающемся поле. Для нее характерно отсутствие сдвига при любых значениях амплитуды ω_1 и в линейном приближении ($\omega_1 \ll \Gamma$) пропорциональность величины сигнала квадрату амплитуды ω_1^2 . Нелинейность взаимодействия с радиочастотным полем начинает сказываться лишь при условии $\omega_1 \gtrsim \Gamma$ и проявляется в уширении линии резонанса сильным радиочастотным полем (эффект насыщения). Эти хорошо известные свойства обычного магнитного резонанса наблюдаются в экспериментах по ЭПР или ЯМР.

Совершенно иная ситуация имеет место в условиях поперечной накачки (см. рис. 7, б). Она уже не может привести к созданию разности населенностей между зеемановскими подуровнями атома со спином $1/2$, но может поддерживать атомную систему в состоянии $|\psi_0\rangle$, являющимся суперпозицией состояний $|+, 1/2\rangle \equiv |+\rangle$ и $|-, 1/2\rangle \equiv |-\rangle$:

$$|\psi_0\rangle = C_+ |+\rangle + C_- |-\rangle,$$

т. е. создает в ней поперечные компоненты углового момента, прецессирующие вокруг поля H_0 .

Диаграмма энергетических уровней «одетого» атома остается прежней (см. рис. 2), но поперечный характер накачки свидетельствует о невозможности наблюдения резонанса, соответствующего антипересечениям уровней. Напротив, резонансы когерентности, соответствующие пересечениям, становятся наблюдаемыми.

Впервые резонансные явления этого типа были описаны в работе ⁷, где им было дано название «недиагонального» резонанса. Несколькими позже они были рассмотрены в ^{48, 49} под названием резонансов когерентности. Феноменологическая теория этих явлений развивалась в ^{8, 9}.

Как следует из диаграммы (см. рис. 2), эти резонансы соответствуют пересечениям уровней энергии «одетого» атома, обозначенным цифрами 2 и 3. При малых амплитудах радиочастотного поля ($\omega_1 \ll \omega$) наблюдается два резонанса, когда $\omega_0 \approx 2\omega$ и $\omega_0 \approx 0$. При увеличении амплитуды ω_1 резонансы смещаются, сближаясь друг с другом, и сливаются в одну линию, наблюдающуюся в поле $\omega_0 = \omega$ при значении $\omega_1 = \omega$. На рис. 8 приведены резонансы когерентности, наблюдавшиеся в системе атомов Hg ¹⁹⁹ ($I = 1/2$) при различных значениях отношения ω_1/ω ⁴⁸. Положение резонансов, вычисленное теоретически ¹⁷, описывается формулой

$$\omega_0 = \omega \pm \sqrt{\omega^2 - \omega_1^2}. \quad (45)$$

Эта зависимость, графически представляющая собой полуокружность с центром в точке $\omega_0 = \omega$, изображена на рис. 9. Описанные резонансы принципиально отличаются от обычного магнитного резонанса как по своей физической природе, так и своими свойствами. Так, например, резонанс, наблюдаемый вблизи $\omega_0 = 2\omega$, никоим образом не может быть связан с реальным поглощением или испусканием атомом радиочастотных фотонов, поскольку при этом невозможно одновременно удовлетворить требованиям законов сохранения энергии и углового момента. Тем

не менее вполне очевидно, что его возникновение обусловлено взаимодействием атома с радиочастотным полем. Детальный анализ ¹⁷ показывает, что существование резонансов когерентности в описанной выше ситуации может быть объяснено лишь виртуальными процессами поглощения и испускания атомами фотонов поля $H_1(t)$, приводящими к возникновению нерезонансной связи состояний $|-, n + 1\rangle$ и $|+, n + 1\rangle$ с состояниями $|+, n\rangle$ и $|-, n\rangle$, содержащими одинаковое количество фотонов.

Поскольку физические процессы, лежащие в основе возбуждения резонансов когерентности и обычного магнитного резонанса, различны, их основные характеристики также должны быть разными. Действительно, резонансы когерентности могут наблюдаться лишь при когерентном

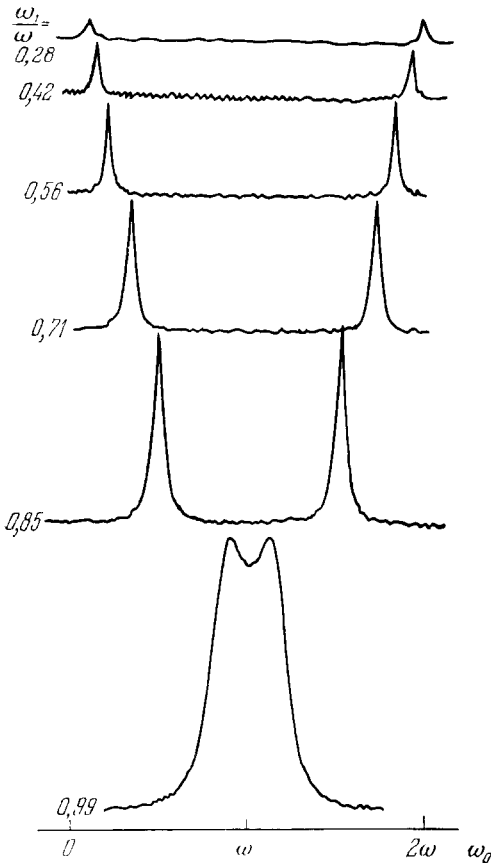


Рис. 8. Резонансы когерентности атомов Hg^{199} , «одетых» вращающимся перпендикулярно к направлению H_0 полем $H_1(t)$ ⁴⁸.

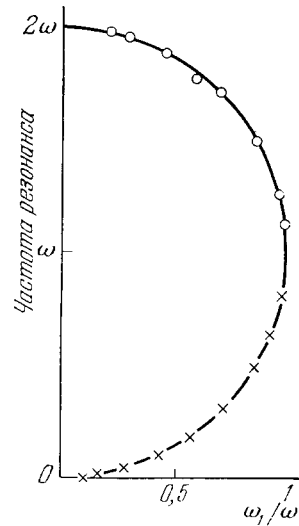


Рис. 9. Зависимость положения резонансов когерентности от амплитуды радиочастотного поля.

Кружками обозначены результаты эксперимента с Hg^{199} ⁴⁸.

возбуждении пересекающихся уровней «одетого» атома (поперечная накачка), тогда как для наблюдения обычного резонанса необходимо их некогерентное возбуждение (продольная накачка). Кроме того, интенсивность сигнала резонанса когерентности «одетого» атома в приближении порядка $2p$ по параметру ω_1/ω пропорциональна величине (ω_1/ω) , тогда как в случае обычного резонанса соответствующая величина, вычисленная в том же приближении, пропорциональна $\omega_1^{2p}/\Gamma^2 \omega^{2p-2}$. Иначе говоря, интенсивность сигнала резонанса когерентности в Γ^2/ω^2 раз меньше интенсивности сигнала обычного резонанса.

Ширина резонансов когерентности определяется лишь естественной шириной и относительным наклоном пересекющихся уровней, в то время

как существование реальных переходов в случае обычного резонанса укорачивает время жизни атомных состояний и приводит к радиационному уширению линии. Отсутствие насыщения резонанс когерентности приводит к тому, что они могут наблюдаться при таких значениях амплитуды радиочастотного поля, когда обычный резонанс оказывается полностью насыщенным.

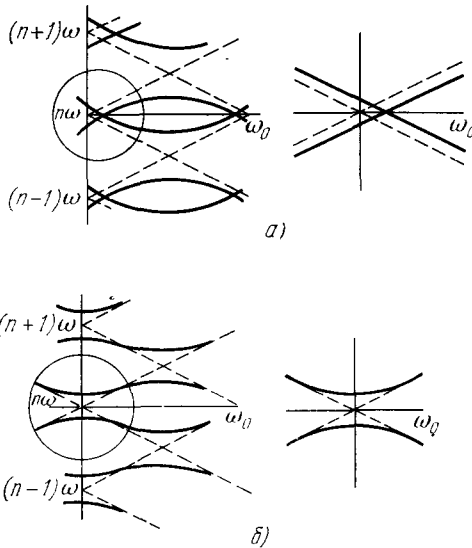


Рис. 10. Диаграмма энергетических уровней атома, «одетого» радиочастотным полем, вращающимся в плоскости, перпендикулярно к полю H_0 (а), и вокруг направления перпендикулярного к H_0 (б), вблизи значения $H_0 \approx 0$.

невозмущенного гамильтониана $\hat{\mathcal{H}}_0$, и, следовательно, все пересечения уровней гамильтониана $\hat{\mathcal{H}}_0$ должны превратиться в антипересечения уровней «одетого» атома.

Нетрудно подметить аналогию между приведенными выше диаграммами и ходом энергетических уровней свободного атома со спином $1/2$ в присутствии поля H_0 и дополнительного постоянного поля H_f , ориентированного параллельно (рис. 10, а) или перпендикулярно к направлению поля H_0 (рис. 10, б). Эта аналогия позволяет описать влияние вращающегося радиочастотного поля с помощью введения фиктивного постоянного поля H_f , направленного перпендикулярно к плоскости вращения поля $H_1(t)$. Заметим, что она справедлива лишь в области значений H_0 , близких к нулю. Нетрудно показать¹⁷, что если выполняется неравенство $\omega_1 \ll \omega$, величина фиктивного поля H_f равна

$$H_f = \frac{\gamma H_1^2}{2\omega}. \quad (46)$$

Экспериментальные результаты⁴⁹ подтверждают существование такой аналогии. Действительно, резонанс когерентности, наблюдающийся вблизи $H_0 = 0$ в присутствии вращающегося около направления H_0 радиочастотного поля, испытывает заметный сдвиг при увеличении амплитуды поля H_1 (см. рис. 8). Если регистрация сигнала осуществляется путем измерения статической компоненты намагниченности спин-системы (например, по изменению интенсивности света флуоресценции), то его можно

интерпретировать как сигнал эффекта Ханле свободного атома, сдвинутого в присутствии фиктивного поля H_f , параллельного H_0 . На рис. 11, а представлена серия сигналов этого типа, полученных для различных значений амплитуды вращающегося поля H_1 . Из рис. 11, б видно, что в области малых амплитуд $\omega_1/\omega \ll 1$ величина сдвига эффекта Ханле хорошо описывается выражением (46).

Ситуация, соответствующая взаимному расположению полей H_0 и $H_1(t)$, изображенному на рис. 7, в, была исследована в работах ^{48, 50}.

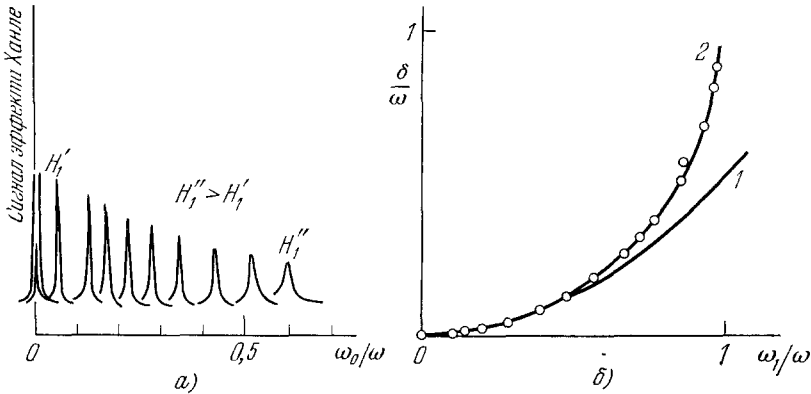


Рис. 11. а) Запись сигнала эффекта Ханле в присутствии поля $H_1(t)$, вращающегося вокруг направления H_0 , полученная для различных значений H_1 ; б) зависимость относительной величины сдвига δ/ω эффекта Ханле от амплитуды вращающегося поля (кривая 1 соответствует выражению (46), кривая 2 получена экспериментально ⁴⁸).

Здесь наблюдается новый интересный тип резонанса при антипересечении уровней «одетого» атома в поле $H_0 = 0$. Радиочастотное поле $H_1(t)$ может быть представлено в виде когерентной суперпозиции фотонов, имеющих σ^\pm - и π -поляризации, вследствие чего на диаграмме энергетических уровней «одетого» атома вблизи $H_0 = 0$ имеется антипересечение, так как поле $H_1(t)$ априори связывает состояния $|+, n\rangle$ и $|-, n\rangle$. Поскольку состояния $| -1/2\rangle$ и $| +1/2\rangle$ атома в нулевом поле имеют одинаковую энергию, закон сохранения энергии полной системы требует, чтобы в цикле взаимодействия атома с полем $H_1(t)$ количество поглощенных радиочастотных фотонов равнялось количеству испущенных. Нетрудно заметить, что переход $| -1/2\rangle \rightarrow | +1/2\rangle$ может быть осуществлен с отличной от нуля вероятностью в приближении наимизшего порядка, если имеет место: а) поглощение σ^+ -фотона с последующим испусканием π -фотона; б) поглощение π -фотона и с последующим испусканием σ^- -фотона; в) испускание π -фотона с последующим поглощением σ^+ -фотона и г) испускание σ^- -фотона с последующим поглощением π -фотона. Во всех этих случаях сохраняется угловой момент. Все переходы являются резонансными при $H_0 = 0$. Поскольку при заданной поляризации поля $H_1(t)$ фотоны σ^\pm и π являются когерентными, четыре указанных выше процесса, интерферируя, дают отличную от нуля амплитуду вероятности перехода $| -1/2\rangle \rightarrow | +1/2\rangle$, пропорциональную H_1^2 (процессы второго порядка). Таким образом, независимо от значения частоты ω поля $H_1(t)$, при $H_0 = 0$ наблюдается резонанс, величина которого пропорциональна H_1^4 , а ширина пропорциональна H_1^2 . Вызывающие этот резонанс процессы второго порядка не влияют на полную энергию радиочастотного поля, но изменяют его поляризацию.

На рис. 12 представлена серия кривых резонанса в нулевом поле, полученная в эксперименте с атомами Hg^{199} ($I = 1/2$) для различных значений амплитуды радиочастотного поля⁵⁰. Следует отметить полное совпадение результатов опыта с выводами, следующими из теоретического рассмотрения.

Интересно подчеркнуть, что описанный резонанс второго порядка можно интерпретировать, пользуясь введенным выше понятием фиктивного постоянного поля H_f . Направленное перпендикулярно к сканируемому через нулевое значение полю H_0 , фиктивное поле, имеющее «нулевую» частоту, связывает состояния атома $|+1/2\rangle$ и $|-1/2\rangle$ и индуцирует между ними переходы, вероятность которых максимальна, когда

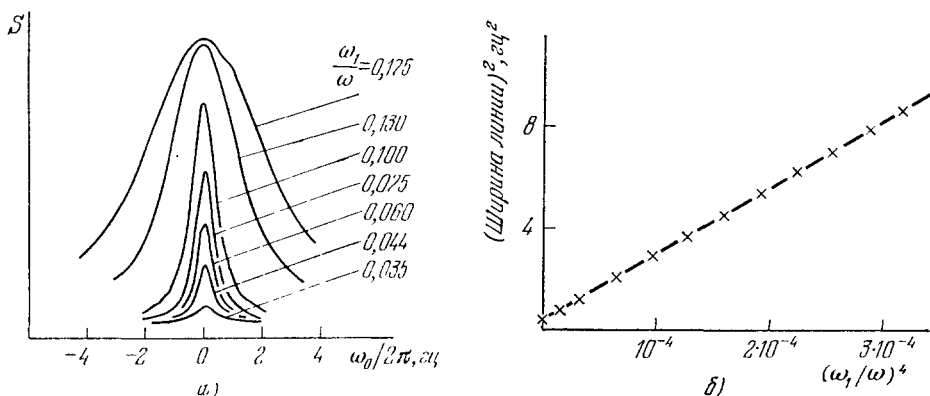


Рис. 12. Магнитный резонанс второго порядка в нулевом магнитном поле при взаимодействии атома с вращающимся полем $H_1(t)$ ⁵⁰.

а) Резонансные кривые при различных амплитудах вращающегося поля; б) зависимость квадрата ширины линии резонанса от четвертой степени амплитуды поля $H_1(t)$.

$H_0 = 0$. Согласно формуле (46) направление фиктивного поля H_f зависит от знака гиромагнитного отношения атома. Это обстоятельство было с успехом использовано для исследования передачи когерентности между сверхтонкими уровнями основного состояния атомов щелочного металла¹⁷.

4. НЕЛИНЕЙНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ АТОМНОЙ СИСТЕМЫ С ОСЦИЛЛИРУЮЩИМ РАДИОЧАСТОТНЫМ ПОЛЕМ

Рассматриваемые явления существенным образом зависят от взаимной ориентации осциллирующего радиочастотного $H_1(t)$ и постоянного H_0 полей. Рассмотрим по отдельности два варианта экспериментальной ситуации, когда: а) поле $H_1(t)$ параллельно полю H_0 и б) поле $H_1(t)$ перпендикулярно к H_0 .

а) Поле $H_1(t)$ параллельно полю H_0

Этот случай соответствует π -поляризации радиочастотного поля и допускает точную диагонализацию гамильтониана \mathcal{H} (формула (31)). Качественный теоретический анализ, выполненный выше (§ 2—1), показал, что диаграмма энергетических уровней «одетого» атома имеет вид, представленный на рис. 1. Наблюдаемые резонансные явления, соответствующие пересечениям уровней, получили название «параметрического» резонанса⁴ и были детально исследованы в работах^{4, 5}. Подробный теоретический анализ¹ параметрического резонанса можно найти также в работах^{51, 52}.

Мы приведем здесь лишь окончательное выражение, полученное в рамках формализма «одетого» атома¹⁷ и соответствующее регистрации среднего значения проекции $\langle S_x \rangle$ спинового момента. Напомним, что поля \mathbf{H}_0 и $\mathbf{H}_1(t)$ в этом случае направлены вдоль оси Oz лабораторной системы координат, а циркулярно поляризованный свет накачки распространяется вдоль оси Ox (поперечная накачка). Выражение для оптического сигнала, пропорционального $\langle S_x \rangle$, имеет вид

$$\langle S_x \rangle = \langle S_x \rangle_0 \left\{ \left[J_n \left(\frac{\omega_1}{\omega} \right) J_{n+n'} \left(\frac{\omega_1}{\omega} \right) + J_n \left(\frac{\omega_1}{\omega} \right) J_{n-n'} \left(\frac{\omega_1}{\omega} \right) \right] \frac{\Gamma^2 \cos n' \omega t}{\Gamma^2 + (n\omega + \omega_0)^2} - \left[J_n \left(\frac{\omega_1}{\omega} \right) J_{n+n'} \left(\frac{\omega_1}{\omega} \right) - J_n \left(\frac{\omega_1}{\omega} \right) J_{n-n'} \left(\frac{\omega_1}{\omega} \right) \right] \frac{\Gamma (\omega_0 + n\omega) \sin n' \omega t}{\Gamma^2 + (n\omega + \omega_0)^2} \right\}, \quad (47)$$

где $\langle S_x \rangle_0$ — среднее значение проекции момента атомной системы в отсутствие внешних полей, а Γ — эффективная ширина пересекающихся уровней с учетом оптической релаксации. Из формулы (47) видно, что регистрируемый сигнал пропорционален прошедшему через систему световому

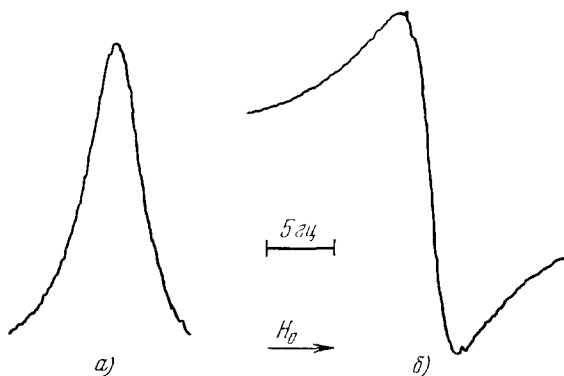


Рис. 13. Запись сигнала параметрического резонанса атомов Hg^{199} в фазе с радиочастотным полем и при сдвиге фазы 90° .

потоку, модулированному частотами $n'\omega$. Амплитуда модуляции обнаруживает резонансное поведение при условии $\omega_0 = -n\omega$. Особенностью этих (параметрических) резонансов является отсутствие радиационных сдвигов и уширения при любых значениях амплитуды радиочастотного поля $H_1(t)$.

На рис. 13 представлены записи двух сигналов параметрического резонанса $\omega_0 = \omega$, полученных при регистрации модуляции прошедшего света на частоте ω в фазе с радиочастотным полем и при сдвиге фазы, равном 90° .

В зависимости от фазы модуляции сигнал резонанса, в соответствии с формулой (47), имеет форму кривой поглощения или кривой дисперсии. На рис. 14, а приведена зависимость амплитуды различных гармоник сигнала от отношения ω_1/ω . Теоретические кривые соответствуют выражениям типа

$$J_n \left(\frac{\omega_1}{\omega} \right) J_{n+n'} \left(\frac{\omega_1}{\omega} \right) + J_n \left(\frac{\omega_1}{\omega} \right) J_{n-n'} \left(\frac{\omega_1}{\omega} \right),$$

входящим в формулу (47), причем здесь $n = -1$, а $n' = 1, 3$ и 5 . Приведенная на рис. 14, б зависимость ширины линии параметрического резонанса от амплитуды радиочастотного поля явно демонстрирует отсут-

ствие радиационного уширения. Для сравнения отметим, что ширина обычного резонанса, индуцированного вращающимся вокруг \mathbf{H}_0 полем $\mathbf{H}_1(t)$, при значении амплитуды, указанной на рис. 14, б стрелкой, равна

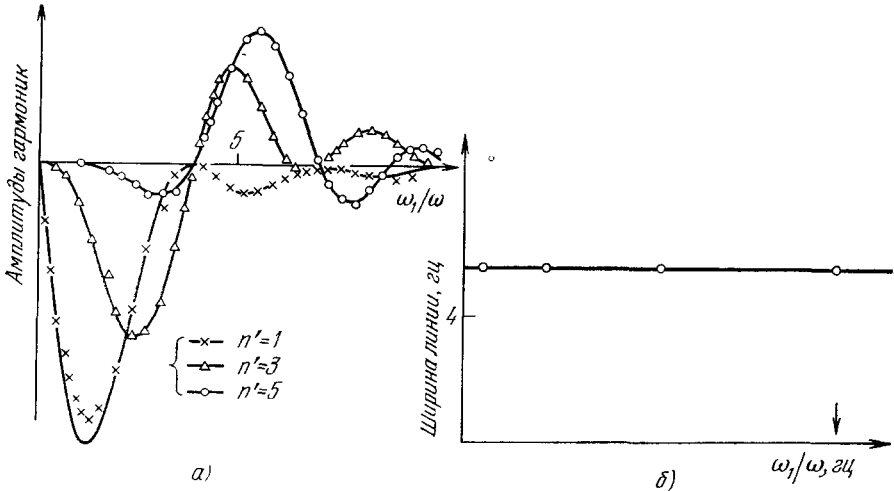


Рис. 14. а) Зависимость амплитуды гармоник сигнала параметрического резонанса от амплитуды поля $H_1(t)$ (сплошные кривые — теория, кружки — эксперимент) ⁵¹; б) зависимости ширины линии параметрического резонанса от амплитуды поля $H_1(t)$ ⁵¹.

около 4000 гц. Последнее обстоятельство подтверждает отмеченную ранее связь параметрического резонанса с виртуальными радиочастотными переходами в системе, индуцированными взаимодействием с полем $\mathbf{H}_1(t)$.

б) Поле $\mathbf{H}_1(t)$ перпендикулярно полю \mathbf{H}_0

Радиочастотное поле, осциллирующее в направлении, перпендикулярном к полю \mathbf{H}_0 (σ -поляризация), может быть представлено в виде когерентной суперпозиции σ^+ - и σ^- -фотонов. Гамильтониан взаимодействия \hat{V}_σ в этом случае может быть записан в виде

$$\hat{V}_\sigma = \lambda \hat{J}_x (\hat{a} + \hat{a}^\dagger) = \frac{\lambda}{2} [\hat{a} \hat{J}_+ + \hat{a}^\dagger \hat{J}_-] + \frac{\lambda}{2} [\hat{a} \hat{J}_- + \hat{a}^\dagger \hat{J}_+]. \quad (48)$$

Таким образом, возмущение \hat{V}_σ описывается суммой двух членов, соответствующих двум вращающимся компонентам радиочастотного поля. При этом состояние $|m, n\rangle$ невозмущенного гамильтониана $\hat{\mathcal{H}}_0$ оказывается связанным с состояниями $|m+1, n-1\rangle$ и $|m-1, n+1\rangle$ благодаря наличию σ^+ -компоненты поля, а также с состояниями $|m+1, n+1\rangle$ и $|m-1, n-1\rangle$ благодаря наличию σ^- -компоненты. Поскольку в общем случае отличны от нуля лишь те матричные элементы оператора \hat{V}_σ , которые удовлетворяют правилам отбора $\Delta n = \pm 1$ и $\Delta m = \pm 1$, любая пара состояний будет связана друг с другом лишь в том случае, когда Δn и Δm имеют одинаковую четность. Так, для спина $1/2$ состояние $|+, n\rangle$ будет связано с состояниями $|+, n \pm 2p\rangle$ и с состояниями $|-, n \pm (2p+1)\rangle$, и диагонализация полного гамильтониана может быть выполнена лишь приближенно.

Если константа связи мала ($2\lambda\sqrt{n} = \omega_1(n) \ll \omega$), взаимодействие \hat{V}_σ можно рассматривать как возмущение. Часть диаграммы энергетических

уровней «одетого» атома со спином $1/2$, полученная в рамках этого предположения, изображена на рис. 15. Видно, что в этом случае связь между состояниями $|+, n\rangle$ и $|-, n + 2p + 1\rangle$, соответствующая поглощению атомом $2p + 1$ фотонов, превращает нечетные пересечения уровней гамильтониана \hat{H}_0 в антипересечения уровней «одетого» атома. Напротив, состояния $|+, n\rangle$ не могут быть связаны радиочастотным полем с состояниями $|-, n + 2p\rangle$, так как изменения квантовых чисел $\Delta m = 1$ и $\Delta n = = 2p$ имеют различную четность. Поэтому четные пересечения уровней гамильтониана остаются пересечениями уровней «одетого» атома. Как пересечения, так и антипересечения могут испытывать радиационные сдвиги, связанные с нерезонансными процессами виртуального поглощения и испускания радиочастотных фотонов. Лишь пересечение в нулевом поле не обнаруживает сдвига, что связано с симметрией возмущающего гамильтониана.

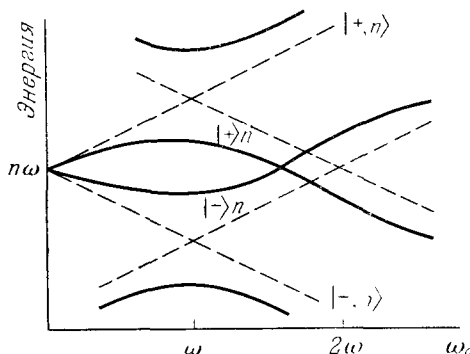


Рис. 15. Уровни энергии атома ($J = 1/2$), «одетого» полем, имеющим σ -поляризацию.

1) Многоквантовые переходы и эффект Блоха — Зигерта. Как и ранее, резонансные явления вблизи антипересечений уровней можно интерпретировать как обычный магнитный резонанс, а явления вблизи пересечений уровней — как резонансы когерентности.

Из анализа диаграммы рис. 15 следует, что антипересечения, наблюдаемые в условиях продольной оптической накачки, образуют «нечетный» спектр, так как условием резонанса является равенство $\omega_0 = (2p + 1)\omega$, где $p = 0, 1, 2, \dots$. Таким образом, наряду с «обычным» магнитным резонансом $\omega_0 = \omega$ появляются резонансы $\omega_0 = 3\omega, 5\omega, \dots$, связанные с многоквантовыми переходами, сопровождающимися поглощением нескольких радиочастотных фотонов. Вычисление вероятности k -квантового перехода²⁵ позволяет установить, что интенсивность соответствующего резонанса пропорциональна отношению $\omega_1^{2k}/\omega^{2k-2}$, а ширина его при достаточно больших значениях амплитуды радиочастотного поля пропорциональна отношению ω_1^k/ω^{k-1} .

Кроме того, как видно из рис. 15, положение резонанса (т. е. центр антипересечения) испытывает сдвиг, пропорциональный ω_1^2/ω и представляющий собой хорошо известный сдвиг Блоха — Зигерта. В последнее время интерес к исследованию эффекта Блоха — Зигерта значительно повысился, так как оптические методы регистрации магнитного резонанса позволили резко повысить точность его измерения в широком диапазоне изменения амплитуды радиочастотного поля. В ряде работ были опубликованы новые теоретические^{18, 21, 32} и экспериментальные^{29, 30} данные о величине этого сдвига. В частности, было показано, что как полуклассическая¹⁸, так и квантовая³³ теории дают практически совпадающие поправки высших по амплитуде порядков, чем было опровергнуто высказанное в работе³¹ утверждение о непригодности полуклассической интерпретации эффекта Блоха — Зигерта.

На рис. 16 представлена описывающая положение одноквантового резонанса зависимость ω_0/ω от относительного значения амплитуды радио-

частотного поля, вычисленная различными авторами. Кривая (3) соответствует хорошо известной формуле для сдвига Блоха — Зигерта в приближении первого порядка ²⁴ *):

$$\omega_0 - \omega \approx -\frac{\omega_1^2}{4\omega}. \quad (49)$$

Используя квантовую теорию «одетого» атома, Коэн — Таннуджи, Дюпон-Рок и Фабр получили выражение, содержащее поправки более высоких порядков ³³ (кривая 2):

$$\omega_0 - \omega \approx -\frac{\omega_1^2}{4\omega} - \frac{5}{4} \frac{\omega_1^4}{2^4 \omega^3} - \frac{61}{32} \frac{\omega_1^6}{2^6 \omega^5} - \dots \quad (50)$$

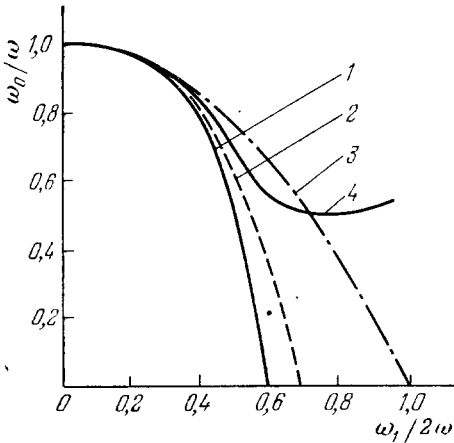


Рис. 16. Эффект Блоха — Зигерта (см. ³²): зависимость положения резонанса, соответствующего одноквантовому переходу, от амплитуды радиочастотного поля.

Кривыми представлены теоретические выражения, полученные в работах: 1 — ^{21, 22}, 2 — ³³, 3 — ²⁴, 4 — ³¹.

Полученные результаты хорошо согласуются с теоретическими оценками работ ^{21, 32, 33}, за исключением области больших амплитуд ω_1 , в которой точность измерений значительно снижается.

2) Резонансы когерентности. Как следует из рис. 15, уровни энергии атома, «одетого» радиочастотным полем, имеющим σ -поляризацию, испытывают пересечения вблизи значений $\omega_0 = 2p\omega$, где $p = 0, 1, 2, \dots$. Совокупность резонансов, наблюдаемых при выполнении этого условия, также получила название «резонансов когерентности». Если амплитуда радиочастотного поля не слишком велика, положение резонансов когерентности может быть описано с помощью ограниченного ряда:

$$\omega_0 \approx 2p\omega - \delta_{2p} \frac{\omega_1^2}{\omega}, \quad (51)$$

где δ_{2p} — численный коэффициент, характеризующий сдвиг пересечения уровней, который может быть вычислен с помощью методов теории возмущений ¹⁷.

Существование резонансов этого типа было впервые доказано экспериментально в работе ⁵⁴. В отличие от описанных выше многоквантовых резонансов обычного типа, соответствующих антипересечениям уровней

*) Точное решение для смещения Блоха — Зигерта во всех порядках получено в работе ⁷⁵.

«одетого» атома, резонансы когерентности наблюдаются лишь в условиях поперечной накачки, когда циркулярно поляризованное резонансное оптическое излучение не создает никакой разности населенностей между атомными подуровнями $|+1/2\rangle$ и $|-1/2\rangle$. Если при этом регистрируется интенсивность прошедшего через атомную систему света накачки,

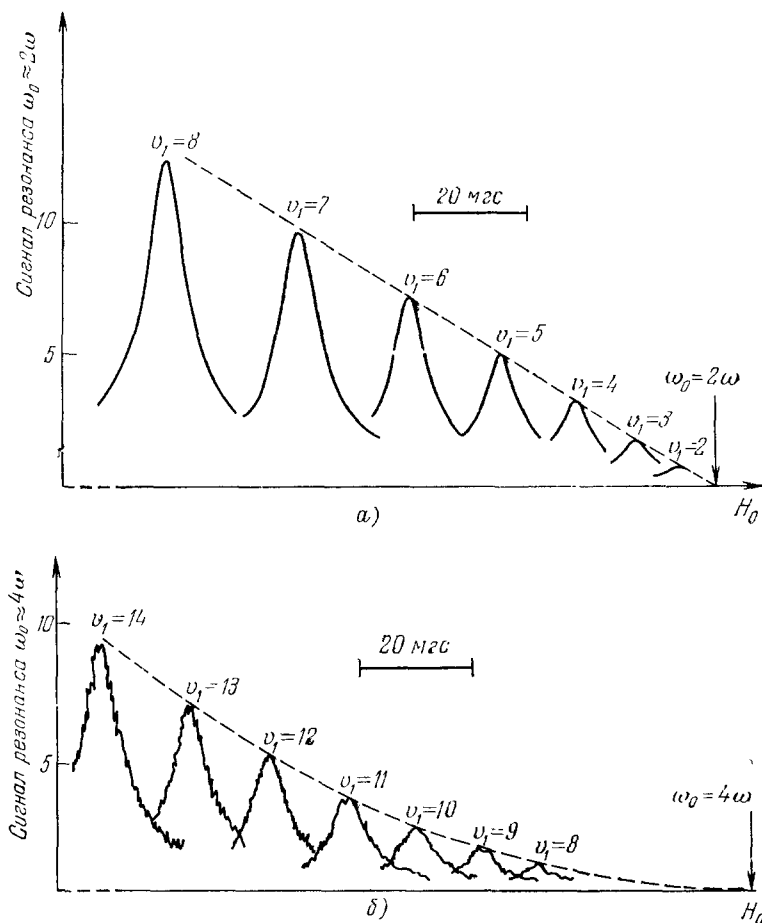


Рис. 17. Резонансы когерентности, наблюдаемые в присутствии радиочастотного поля, имеющего σ -поляризацию⁵⁴.
 а) Сдвиг резонанса $\omega_0 \approx 2\omega$ при увеличении амплитуды РЧ поля; б) сдвиг резонанса $\omega_0 \approx 4\omega$ при увеличении амплитуды РЧ поля.

пропорциональная поперечной компоненте ориентации атомов, в результирующем сигнале присутствуют лишь четные гармоники радиочастотного поля. В соответствии с общими свойствами пересечений уровней, наблюдаемые резонансы не должны обнаруживать заметного уширения при увеличении амплитуды радиочастотного поля, испытывая вместе с тем радиационный сдвиг в сторону уменьшения поля H_0 (см. формулу (51)). Отмеченные свойства резонансов этого типа хорошо иллюстрируются экспериментальными кривыми⁵⁴, приведенными на рис. 17.

На рис. 17, а изображена серия записей резонанса $\omega_0 \approx 2\omega$, полученных при последовательном увеличении амплитуды радиочастотного поля. Нетрудно заметить следующие особенности этого резонанса: 1) отсутствие радиационного уширения линии и 2) расположение вершин всех резонанс-

ных кривых на одной прямой. Последнее обстоятельство сразу же следует из того, что величина резонанса и его радиационный сдвиг пропорциональны ω_1^2 . Аналогичная серия кривых представлена на рис. 17, б для резонанса $\omega_0 \approx 4\omega$. В этом случае вершины резонансных кривых, записанных при различных амплитудах радиочастотного поля, располагаются на параболе, поскольку интенсивность этого резонанса пропорциональна ω_1^4 , тогда как сдвиг его по-прежнему пропорционален ω_1^2 .

в) Магнитные свойства «одетого» атома
в слабом постоянном магнитном поле

Выше были рассмотрены резонансные явления, наблюдающиеся в окрестности пересечений и антипересечений энергетических уровней системы «атом + РЧ поле», когда постоянное магнитное поле H_0 нельзя считать слабым. В то же время, как видно из рис. 1, 2 и 15, в слабых полях в окрестности $H_0 = 0$ также имеется область, в которой уровни энергии испытывают пересечения или антипересечения. Как следует из качественного анализа, в очень слабом поле H_0 вид энергетической диаграммы «одетого» атома определяется поляризацией РЧ поля. Если это поле поляризовано линейно, то вблизи $H_0 = 0$ всегда имеет место пересечение уровней независимо от взаимной ориентации полей \mathbf{H}_0 и $\mathbf{H}_1(t)$. Если же поле $\mathbf{H}_1(t)$ имеет круговую поляризацию, вырождение уровней в точке $\omega_0 = 0$ снимается либо благодаря тому, что точка пересечения уровней сдвигается, либо вследствие появления антипересечения вблизи $\omega_0 = 0$.

Взаимодействие атома с радиочастотным полем, поляризованным линейно, приводит к существенному изменению его магнитных свойств и, в частности, к изменению фактора Ланде «одетого» атома. Этот эффект наблюдается при условии $\omega_0 \ll \omega$, т. е. в области постоянного магнитного поля, где зависимость энергии от магнитного поля H_0 еще можно считать линейной. При выполнении указанного неравенства частота ω поля $H_1(t)$ очень далека от резонансной, благодаря чему эффект изменения g -фактора, будучи существенно нерезонансным, обусловлен процессами виртуального поглощения и испускания радиочастотных фотонов атомом. С ним связаны глубокие изменения парамагнитных свойств «одетого» атома, среди которых можно отметить изменение частоты ларморовской прецессии и ширины кривых эффекта Ханле, выравнивание частот прецессии атомов различных элементов, уменьшение неоднородного уширения линии магнитного резонанса и другие эффекты.

Взаимодействие системы атомов, обладающих спином 1/2, с радиочастотным полем $\mathbf{H}_1(t)$, имеющим линейную поляризацию и ориентированным произвольным образом относительно поля \mathbf{H}_0 , в приближении $\omega_0 \ll \omega$ рассматривалось теоретически многими авторами. В работах^{18, 37} использовался чисто классический подход, тогда как другие авторы решали эту задачу полуклассически²¹ или последовательно применяли квантовый формализм¹⁷. Все эти методы, как и следовало ожидать, приводят к одинаковым результатам, которые могут быть простым образом описаны с позиций формализма «одетого» атома¹⁷.

Если $\omega_0 = 0$, гамильтониан «одетого» атома записывается в виде *)

$$\hat{\mathcal{H}} = \omega \hat{a}^+ \hat{a} + \lambda \hat{J}_z (\hat{a} + \hat{a}^+). \quad (52)$$

При наличии постоянного магнитного поля \mathbf{H}_0 , когда $\omega_0 < \omega$, зеемановская часть гамильтониана

$$\hat{\mathcal{H}}_{\text{зеем}} = -g\alpha\mu_B \hat{\mathbf{J}} \mathbf{H}_0 \quad (53)$$

*) В качестве оси квантования выбрано направление «одевающего» осциллирующего поля $\mathbf{H}_1(t)$.

может рассматриваться как возмущение. В пространстве состояний «одетого» атома оператор возмущения может быть представлен в форме

$${}^{nn}\hat{\mathcal{H}}_{\text{Зеем}} = -g_{\alpha}\mu_B\mathbf{H}_0{}^{nn}\hat{\mathbf{J}}, \quad (54)$$

где

$${}^{nn}\hat{J}_z = {}^{nn}\hat{j}_z, \quad {}^{nn}\hat{J}_{\pm} = J_0\left(\frac{\omega_1}{\omega}\right){}^{nn}\hat{j}_{\pm}, \quad (55)$$

а $\hat{\mathbf{j}}$ — «фиктивный» момент импульса «одетого» атома. Таким образом,

$${}^{nn}\hat{\mathcal{H}}_{\text{Зеем}} = -g_{\alpha}\mu_B\left[H_{0z}{}^{nn}\hat{j}_z + H_{0x}{}^{nn}\hat{j}_x J_0\left(\frac{\omega_1}{\omega}\right) + H_{0y}{}^{nn}\hat{j}_y J_0\left(\frac{\omega_1}{\omega}\right)\right]. \quad (56)$$

Энергия зеемановских уровней линейно связана с полем H_0 , что позволяет ввести фактор Ланде «одетого» атома \bar{g} . Нетрудно видеть, что фактор \bar{g} анизотропен, так как он равен фактору Ланде g_{α} свободного атома, если $\mathbf{H}_0 \parallel Oz \parallel \mathbf{H}_1(t)$, и отличен от него ($\bar{g} = g_{\alpha}J_0(\omega_1/\omega)$), если $\mathbf{H}_0 \perp \mathbf{H}_1(t)$.

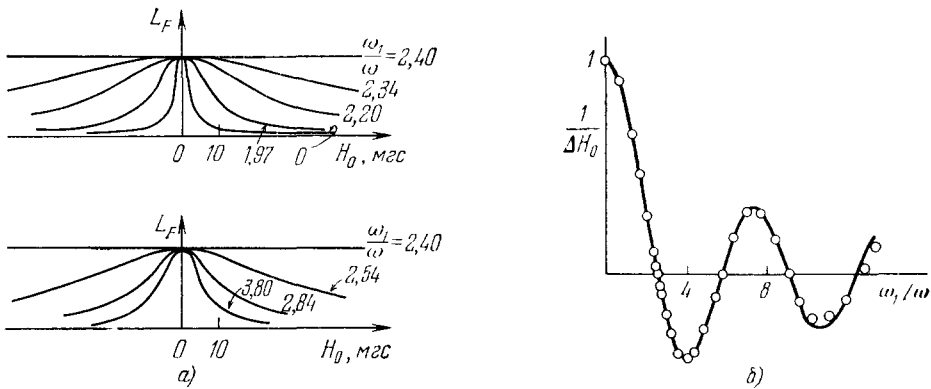


Рис. 18. Эффект Ханле «одетого» атома³⁹.

а) Записи линии эффекта Ханле атомов Hg^{199} при различных значениях амплитуды «одевающего» поля $\mathbf{H}_1(t)$; б) зависимость обратной ширины линии эффекта Ханле от отношения ω_1/ω .

Таким образом, можно определить тензор Ланде \bar{g} «одетого» атома, диагональный в системе координат $Oxyz$ и обладающий симметрией вращения вокруг оси Oz *):

$$\bar{g} = g_{\alpha} \begin{pmatrix} J_0\left(\frac{\omega_1}{\omega}\right) & 0 & 0 \\ 0 & J_0\left(\frac{\omega_1}{\omega}\right) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (57)$$

В случае, если поле \mathbf{H}_0 образует с осью Oz произвольный угол ψ , фактор Ланде в этом поле равен

$$|\bar{g}_{\psi}| = g_{\alpha} \sqrt{\cos^2 \psi + J_0^2\left(\frac{\omega_1}{\omega}\right) \sin^2 \psi}. \quad (58)$$

Рассмотренные свойства «одетого» атома дали возможность просто и наглядно интерпретировать целый ряд новых эффектов, обнаруженных в последние годы.

Непосредственное экспериментальное подтверждение справедливости формулы (57) было получено впервые в работе³⁹, где наблюдалось изменение ширины линии эффекта Ханле в основном состоянии атомов Hg^{199} в присутствии радиочастотного поля $\mathbf{H}_1(t) \perp \mathbf{H}_0$ (угол $\psi = \pi/2$). Результаты эксперимента приведены на рис. 18, где изображено семейство

*) В работе⁶⁷ получено более общее выражение, из которого формула (57) следует в квазиклассическом приближении.

кривых эффекта Ханле, полученных при разных значениях амплитуды радиочастотного поля (рис. 18, а), а также построена теоретическая функциональная зависимость $J_0(\omega_1/\omega)$, на которой точками указаны значения обратной ширины линии, полученные экспериментально.

Несколько позже аналогичные данные были получены для атомов H^1 в водородном лазере ^{41б}, а затем для протонов воды, ядер F^{19} в тефлоне

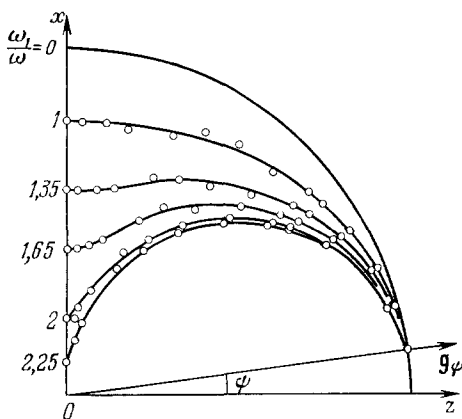


Рис. 19. Графическое представление анизотропного фактора Ланде «одетого» атома в полярных координатах.

Сплошные кривые — теоретические (58), кружками нанесены данные эксперимента ⁴⁰.

В работе ^{41а} описан оригинальный эксперимент, в котором наблюдалась передача земановской когерентности между атомами Rb^{87} и Cs^{133} , факторы Ланде которых выравнивались при взаимодействии атомов с нерезонансным радиочастотным полем $H_1(t)$. Как известно, в отличном от нуля поле H_0 эффективности обмена продольной и поперечной компонентами момента при столкновении различных атомов существенно отличаются друг от друга. Вследствие различия ларморовых частот $\omega_{0\alpha_1} = -g_{\alpha_1}\mu_B H_0$ и $\omega_{0\alpha_2} = -g_{\alpha_2}\mu_B H_0$ двух атомов не выполняется условие

$$|\omega_{0\alpha_1} - \omega_{0\alpha_2}| T_{\alpha_1\alpha_2} \ll 1, \quad (59)$$

где $T_{\alpha_1\alpha_2}$ — время между двумя последовательными столкновениями, необходимое для эффективной передачи когерентности. Таким образом, обмен поперечными компонентами момента между атомами оказывается гораздо менее эффективным, чем обмен продольными компонентами ⁵⁷. Однако, воздействуя на систему, состоящую из двух сортов атомов, линейно поляризованным нерезонансным радиочастотным полем можно добиться выполнения условия (59) путем «уравнивания» соответствующих факторов $\bar{g}_{\alpha i}$

$$\bar{g}_{\alpha 1} = g_{\alpha 1} J_0 \left(\frac{g_{\alpha 1} \mu_B H_1}{\omega} \right), \quad \bar{g}_{\alpha 2} = g_{\alpha 2} J_0 \left(\frac{g_{\alpha 2} \mu_B H_1}{\omega} \right). \quad (60)$$

На рис. 20 представлены построенные с учетом формул (60) зависимости резонансных частот $\bar{\omega}_{0Rb} = -\bar{g}_{\alpha Rb} \mu_B H_0$ и $\bar{\omega}_{0Cs} = -\bar{g}_{\alpha Cs} \mu_B H_0$ атомов Rb^{87} и Cs^{133} , «одетых» одним и тем же полем $H_1(t)$, от амплитуды H_1 этого

и Na^{23} в $NaCl$ в обычных экспериментах по наблюдению ЯМР ^{55а}. В работе ^{55б} изменение фактора Ланде ядер двух сортов (Na^{23} и Cl^{35} в монокристалле) с помощью нерезонансного радиочастотного поля позволило изменить энергию ядер во вращающейся системе координат в эксперименте по двойному ядерному резонансу.

Анизотропность фактора Ланде была подтверждена в работе ⁴⁰, где исследовалась свободная прецессия «одетых» атомов Hg^{199} в условиях оптической накачки при изменении угла между полями H_0 и $H_1(t)$. Результаты измерений представлены на рис. 19 в полярных координатах, где ψ — угол между H_0 и $H_1(t)$, а длина радиуса-вектора пропорциональна фактору Ланде в этом направлении.

Непрерывные кривые соответствуют теоретической формуле (58) для разных значений аргумента ω_1/ω , тогда как точками изображены данные эксперимента. Как видно, соответствие теории и эксперимента превосходное.

поля. Видно, что существует целый ряд значений H_1 , для которых $\bar{\omega}_0 \text{Rb} = \bar{\omega}_0 \text{Cs}$ (точки A, B, C и т. д.), вследствие чего эффективность передачи когерентности при спиновом обмене между атомами Rb^{87} и Cs^{133} в окрестности этих точек должна резко возрастать. Теория описываемого эффекта подробно рассмотрена в работе ¹⁷; излагать ее содержание здесь нет необходимости. Остановимся коротко на экспериментальном доказательстве его существования ^{41a}.

На рис. 21 изображена схема эксперимента и последовательность операций во времени, приводящих к наблюдению сигнала, свидетельствующего о передаче когерентности. В ячейке содержится смесь насыщенных паров Rb^{87} и Cs^{133} , причем плотность паров Cs почти в 10 раз больше плотности паров Rb , что способствует увеличению вероятности столкновений, сопровождающихся спиновым обменом. Циркулярно поляризованный (σ^+) пучок света F_1 от цезиевой спектральной лампы создавал

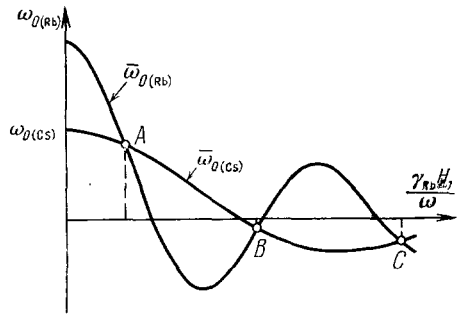


Рис. 20. Зависимость частоты резонанса ($H_0 = \text{const}$) «одетых» атомов Rb^{87} и Cs^{133} от амплитуды «одевающего» радиочастотного поля.

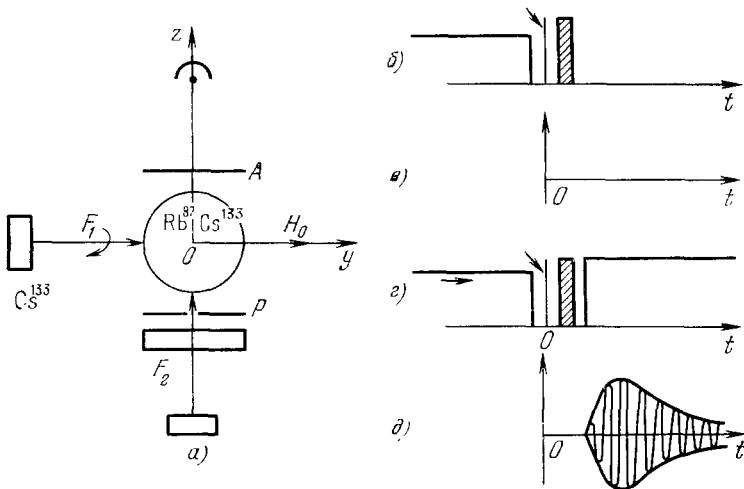


Рис. 21. Экспериментальное наблюдение передачи когерентности между атомами Rb^{87} и Cs^{133} ^{41a}.

а) Схема эксперимента; б) последовательность радиочастотных импульсов, создающих когерентность в системе атомов Cs^{133} ; в) сигнал на выходе ФЭУ после серии импульсов отсутствует; г) последовательность радиочастотных импульсов, необходимых для передачи когерентности атомам Rb^{87} ; д) на выходе ФЭУ появляется затухающий сигнал прецессии атомов Rb^{87} .

ориентацию моментов Cs^{133} в направлении оси $Oy \parallel H_0$. Система атомов Rb^{87} также поляризуется в этом же направлении за счет спинового обмена, но радиочастотное поле $\mathbf{h}_{\text{Rb}}(t) \perp H_0$ разрушает их ориентацию, не действуя непосредственно на атомы Cs^{133} . Благодаря этому продольным моментом в первой фазе эксперимента обладают лишь атомы Cs^{133} . В момент времени, обозначенный на диаграммах рис. 21, б-д, как $t = 0$, поле $\mathbf{h}_{\text{Rb}}(t)$, отключалось, пучок света накачки F_1 прерывался, после чего на систему накладывался 90° -ный импульс резонансного радиочастотного

поля, создающий когерентность в системе атомов Cs^{133} . Для наблюдения за существованием когерентности в системе атомов Rb^{87} использовался пучок F_2 света от лампы с изотопом Rb^{85} . Будучи нерезонансным, этот свет не вносил в нее возмущения, но в то же время обеспечивал возможность регистрации сигнала, пропорционального поперечной составляющей момента атомов Rb^{87} . Если система $\text{Rb}-\text{Cs}$ после 90° -ного импульса не подвергалась действию «одевающего» поля $H_1(t)$, частоты прецессии Rb^{87} и Cs^{133} значительно отличались друг от друга, и отсутствие на выходе ФЭУ сигнала (рис. 21, б, в) свидетельствовало о том, что когерентность в систему атомов Rb^{87} не вносилась. Если же сразу после 90° -ного импульса на ячейку накладывалось поле $H_1(t)$ (рис. 21, г), амплитуда которого соответствовала точке А (рис. 20) пересечения двух функций Бесселя, то когерентность, существующая в системе атомов Cs^{133} , передавалась атомам Rb^{87} благодаря выравниванию их факторов Ланде, и на выходе ФЭУ появлялся сигнал, изображенный на рис. 21, д.

Описанные выше эксперименты и их анализ¹⁷ дали качественное и количественное подтверждение всех выводов теории и еще раз продемонстрировали плодотворность концепции «одетого» атома.

Зависимость фактора \bar{g} от амплитуды поля $H_1(t)$ позволила реализовать новый тип параметрического резонанса⁵⁸, появляющийся при совпадении частот гармонической модуляции фактора Ланде «одетого» атома (модуляция амплитуды поля $H_1(t)$) с его резонансной частотой $\bar{\omega}_0$.

г) Магнитная релаксация в присутствии сильного радиочастотного поля

Выше было показано, что взаимодействие атома с достаточно сильным нерезонансным радиочастотным полем изменяет магнитные свойства атома и, в частности, его фактор Ланде. Если учесть, что фактор Ланде определяет также и скорость магнитной релаксации в системе спинов, то следует ожидать существование заметной зависимости релаксационных параметров от интенсивности и частоты радиочастотного поля.

Подобная задача о спиновой релаксации в присутствии радиочастотного поля рассматривалась ранее^{22, 59} на базе полуклассической теории. В работе¹⁷ приведена последовательная квантовая теория релаксации за счет неоднородности постоянного поля H_0 атомов, взаимодействующих с сильным радиочастотным полем $H_1(t) \parallel H_0$. Основные выводы этой теории и полученные экспериментальные результаты изложены ниже.

Как известно⁶⁰, в присутствии неоднородного постоянного магнитного поля H_0 атомы образца, находящиеся в тепловом движении, испытывают воздействие случайного поля $h(t)$, способного индуцировать реальные переходы между подуровнями и являющегося причиной магнитной релаксации. Несложные вычисления показывают, что вероятность индуцированных таким полем релаксационных переходов между подуровнями, удовлетворяющими условию $\Delta m = \pm 1$ и разделенными интервалом энергии ω_0 , может быть записана в виде

$$W_{m\pm 1, m} = \frac{\gamma_\alpha^2}{4} |\langle \alpha J_{m\pm 1} | \hat{J}_\pm | \alpha J_m \rangle|^2 f(\omega_0), \quad (61)$$

где

$$f(\omega_0) = \int_0^\infty g(\tau) e^{-i\omega_0\tau} d\tau \quad (62)$$

— спектральная плотность возмущения, характеризующегося корреляционной функцией $g(\tau)$:

$$g(\tau) = \overline{h_-(t) h_+(t-\tau)}, \quad (63)$$

а h_- и h_+ — поперечные вращающиеся компоненты случайного поля $h(t)$. Полная вероятность релаксации равна

$$\Gamma_{\alpha J m} = W_{m+1, m} + W_{m-1, m} = \gamma_{\alpha}^2 A_{J m} f(\omega_0), \quad (64)$$

где $A_{J m} = (J(J+1) - m^2)/2$.

Приведенные выше формулы описывают релаксацию атома в отсутствие дополнительного радиочастотного поля $H_1(t)$. Если допустить еще существование линейно поляризованного поля $H_1(t) \parallel H_0$, то векторы состояний $|\alpha J m\rangle$, входящие в выражение для вероятности магнитной релаксации, следует заменить на векторы состояний $|\alpha J m, n\rangle$ «одетого» атома, определяемые формулой, аналогичной формуле (33). При этом входящие в нее матричные элементы примут вид

$$\langle \alpha J m', n' | \gamma_{\alpha} \hat{J}_{\pm} | \alpha J m, n \rangle = \gamma_{\alpha} \delta_{m', m \pm 1} \langle \alpha J m' | \hat{J}_{\pm} | \alpha J m \rangle J_{n'-n} \left(\pm \frac{\omega_1}{\omega} \right), \quad (65)$$

а вероятность релаксационного перехода в поле H_1 станет равной

$$W_{\frac{m \pm 1, n'; m, n}{\alpha}} = \frac{\gamma_{\alpha}^2}{4} [J(J+1) - m(m \pm 1)] J_{n'-n}^2 \left(\frac{\omega_1}{\omega} \right) f[\mp \omega_0 + (n - n')\omega]. \quad (66)$$

После некоторых преобразований с учетом четности функции f можно определить полную вероятность релаксации $\Gamma_{\alpha J m n}$ «одетого» атома

$$\Gamma_{\alpha J m n} = \gamma_{\alpha}^2 A_{J m} \sum_r J_r^2 \left(\frac{\omega_1}{\omega} \right) f(\omega_0 + r\omega). \quad (67)$$

Нетрудно видеть, что при $\omega_1 = 0$ формула (67) переходит в выражение (64) для атома в отсутствие поля $H_1(t)$.

Качественный анализ формулы (67) показывает, что с увеличением ω_1 член, описывающий непосредственную релаксацию с решеткой без участия радиочастотных фотонов ($r = 0$), уменьшается, однако, полное изменение вероятности $\Gamma_{\alpha J m n}$ зависит от соотношения между ω_0 и временем корреляции τ_c , равным в случае оптической

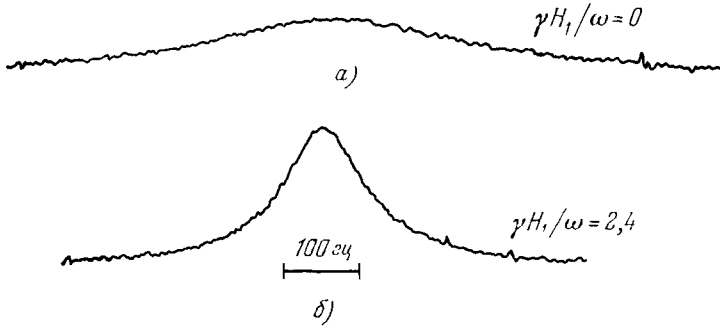


Рис. 22. Запись линии $m_F = 0 \leftrightarrow m_F' = 0$ сверхтонкой структуры Rb^{87} в неоднородном магнитном поле ¹⁷.

а) $H_1 = 0$; б) включено «одевающее» поле ($\omega/2\pi = 7500 \mu c$).

накачки времени пролета атомов между стенками ячейки, в которой находятся исследуемые атомы ($\tau_c \sim 10^{-3} - 10^{-4} \text{ сек}$). Если $\omega_1 \tau_c \ll 1$, то влияние «одевающего» поля на релаксационные процессы остается пренебрежимо малым, а заметный эффект будет наблюдаться лишь при условии $\omega_1 \tau_c \gg 1$.

В слабых полях H_0 , когда $\omega_0 \tau_c \ll 1$ (условие предельного сужения линии), функция $f(\omega_0) \approx f(0)$, и полная вероятность релаксации атома в отсутствие поля $H_1(t)$ равна

$$\Gamma_{\alpha J m} = A_{J m} \gamma_{\alpha}^2 f(0). \quad (68)$$

Для «одетого» атома в аналогичных условиях имеем

$$\Gamma_{\alpha J m n} = A_{J m} \gamma_{\alpha}^2 \sum_r J_r^2 \left(\frac{\omega_1}{\omega} \right) f(r\omega) \approx A_{J m} \gamma_{\alpha}^2 J_0^2 \left(\frac{\omega_1}{\omega} \right) f(0). \quad (69)$$

Из формулы (69) следует, что при увеличении амплитуды радиочастотного поля ω_1/γ_{α} ширина наблюдаемой линии резонанса должна уменьшаться и, в частности, в точках, где функция Бесселя обращается в нуль, т. е. при $\omega_1 = 2,4\omega; 5,6\omega$ и т. д. уширение линии резонанса, обусловленное неоднородностью магнитного поля, должно исчезать.

Эксперимент ¹⁷, выполненный в системе атомов Rb⁸⁷, полностью подтвердил отмеченные выше теоретические результаты. В этой работе изучалось неоднородное уширение линии $m_F = 0 \leftrightarrow m_F' = 0$ сверхтонкой структуры в присутствии неоднородного постоянного поля. В слабом поле H_0 ($\omega_0\tau_c < 1$) магнитная релаксация уже при градиенте поля порядка $0,2 \text{ мэ/см}$ значительно уширяет линию резонанса (рис. 22, а). Как видно из рис. 22, б, наложение радиочастотного поля $H_1(t) \parallel H_0$ приводит к заметному сужению линии, так как

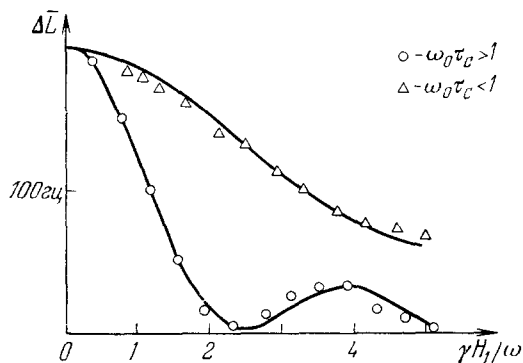


Рис. 23. Зависимость величины неоднородного уширения линии резонанса атомов Rb⁸⁷ от отношения $\gamma H_1/\omega$ при условии $\omega_0\tau_c < 1$ и $\omega_0\tau_c > 1$ (сплошные кривые — теоретические).

рассматриваемых в теории нелинейных явлений на атомах. Она решалась различными авторами (главным образом, в рамках нелинейной оптики) с применением самых разнообразных моделей и методов. С появлением лазерной техники интерес к этой проблеме особенно усилился. Были открыты новые физические явления: многофотонные процессы, в которых участвуют различные типы фотонов ^{61, 66}, стимулированный и обычный эффект Рамана, параметрическая конверсия частоты и параметрическое усиление ^{62, 63}. Все эти задачи могут быть успешно решены с использованием описанной выше концепции «одетого» атома, если рассматривать, например, рассеяние слабого поля (зондирующее поле) полной системой «атом + сильное («одевающее») поле». Этот подход в значительной степени упрощает теоретический анализ и дает возможность наглядно описать рассматриваемые эффекты ⁶⁷.

Ограниченный объем обзора не позволяет изложить все аспекты взаимодействия атома с несколькими полями*), и поэтому здесь мы ограничимся кратким описанием лишь двух явлений — изменения зеemanовского спектра «одетого» атома и параметрической конверсии частоты. Что касается других вопросов и, в частности, деталей построения теории, сошлемся на работу ¹⁷, в которой подробно и четко изложены многие стороны только затронутой здесь проблемы.

1) Зеemanовский спектр «одетого» атома в слабом магнитном поле. Прежде чем перейти к описанию самого спектра, рассмотрим возможные переходы между энергетическими уровнями «одетого» атома вдали от их антипересечения. Для простоты

*) Следует также отметить важные работы ^{71, 72, 76-78}, в которых изучалось изменение спектра поглощения и дисперсии системы двухуровневых атомов в квази-резонансном монохроматическом поле излучения.

неоднородное уширение обращается в нуль. Полученная экспериментально зависимость этого уширения от отношения $\gamma H_1/\omega$ представлена на рис. 23 и полностью совпадает с теоретической.

д) Взаимодействие атома с несколькими радиочастотными полями

Одновременное взаимодействие атомной системы с двумя или несколькими электромагнитными полями представляет собой одну из основных задач,

остановимся на системе атомов, имеющих спиновый момент, равный $1/2$ как в верхнем, так и в нижнем из интересующих нас состояний, при условии, что гиромагнитное отношение в нижнем состоянии значительно меньше, чем в верхнем (рис. 24, а). Анализируя энергетическую диаграмму атома, одетого вращающимся радиочастотным полем (рис. 24, б), нетрудно видеть, что имеющее σ^\pm -поляризацию зондирующее поле может вызвать

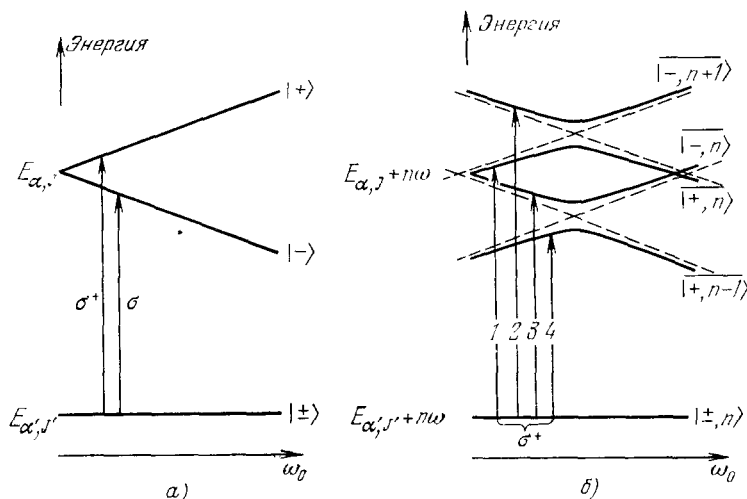


Рис. 24. Переходы, индуцированные вращающимся зондирующим полем, между уровнями свободного атома (σ^\pm) (а) и между уровнями «одетого» атома (σ^\pm) (б).

прежде всего следующие переходы: а) переход $|-, n\rangle \rightarrow |+, n\rangle$ (стрелка 1), не сопровождающийся изменением числа фотонов «одевающего» поля и индуцированный простым поглощением одного зондирующего фотона с поляризацией σ^+ ; б) переход $|+, n\rangle \rightarrow |-, n\rangle$, соответствующий простому поглощению одного зондирующего фотона с поляризацией σ^- (переход 3). Как видно из диаграммы, эти «обычные» переходы характеризуются сдвигами резонансной частоты, обусловленными взаимодействием атома с «одевающим» полем.

Помимо отмеченных выше, имеют место и переходы совершенно иного типа между уровнями «одетого» атома. Так, переход $|+, n\rangle \rightarrow |+, n-1\rangle$ (стрелка 4) сопровождается поглощением одного зондирующего фотона с поляризацией σ^- и одного фотона «одевающего» поля с поляризацией σ^+ , в результате чего угловой момент системы сохраняется ($\Delta m = 0$). Вероятность этого процесса пропорциональна квадрату амплитуды одевающего поля ω_1^2 и квадрату амплитуды зондирующего поля h_1^2 , а линия резонанса испытывает радиационный сдвиг, пропорциональный $(\omega_1/\omega)^2$. И, наконец, переход $|-, n\rangle \rightarrow |-, n+1\rangle$ (стрелка 2) сопровождается поглощением зондирующего фотона σ^+ -поляризации и стимулированным испусканием фотона «одевающего» поля с поляризацией σ^+ . Нетрудно видеть, что этот процесс обладает всеми характеристиками обратного эффекта Рамана, в котором роль, принадлежащую обычно полю лазерного излучения, играет «одевающее» радиочастотное поле. Заметим также, что величина эффекта пропорциональна ω_1^2 , а радиационный сдвиг, соответствующий линии резонанса, пропорционален $(\omega_1/\omega)^2$.

В описанных выше процессах фотоны «одевающего» поля играют двоякую роль. Во-первых, они могут быть поглощены или испущены

атомом виртуально, в результате чего возникает сдвиг частоты и изменяется вероятность переходов, индуцированных зондирующим полем. Во-вторых, атом может реально поглотить или испустить один или несколько фотонов «одевающего» поля с одновременным поглощением фотона зондирующего поля, что приводит к появлению новых линий в спектре поглощения.

В общем случае произвольной поляризации одевающего поля новые линии достаточно многочисленны, так как они соответствуют переходам с участием нескольких фотонов.

На рис. 25 приведена запись спектра переходов между уровнями сверхтонкой структуры в системе атомов Rb^{87} ($0 \leftrightarrow 0$), индуцированных СВЧ-полем, имеющим π - и σ -поляризации, в присутствии поляризованного различным образом «одевающего» поля с частотой $\omega/2\pi = 2700$ гц ¹⁷. Нетрудно видеть, что в спектре появляются многочисленные новые линии, связанные с поглощением нескольких фотонов двух полей и переходами рамановского типа. Характер спектра в значительной степени зависит от поляризации радиочастотных полей. Не вдаваясь в подробности, отметим лишь, что наблюдаемая экспериментально картина полностью интерпретируется на основе предложенной в¹⁷ теории, с учетом сохранения полного момента системы «атом + одевающее» поле + «зондирующее поле». Анализ зависимости интенсивности отдельных линий спектра от отношения ω_1/ω продемонстрировал полное совпадение теоретических и экспериментальных

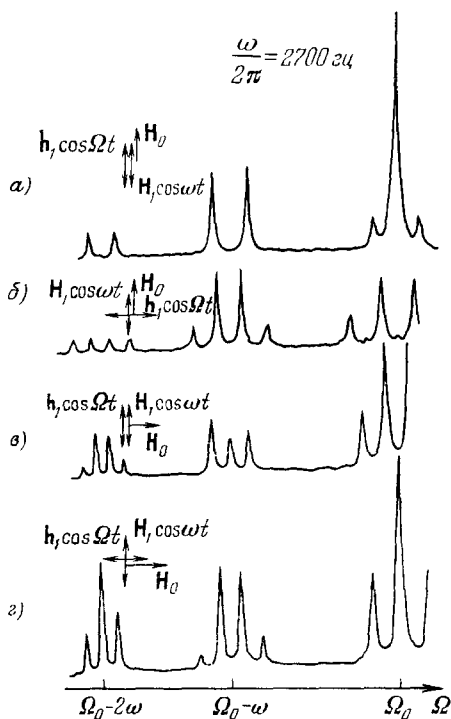


Рис. 25. Спектр сверхтонких переходов в системе атомов Rb^{87} при наличии двух полей: зондирующего с частотой 6834, 683 Мгц (переход $0 \leftrightarrow 0$) и «одевающего» с частотой 2700 гц .

Записи соответствуют следующим поляризациям радиочастотных полей (индексом z сопровождается поляризация зондирующего поля). а) π , π_z , б) π , σ_z , в) σ , σ_z , г) σ , π_z .

кривых, чем еще раз была подтверждена плодотворность применения концепции «одетого» атома.

Изменение энергетического спектра атома в присутствии сильного «одевающего» поля необходимо учитывать при анализе взаимодействия одетого атома с внешними полями, значительно более слабыми, чем «одевающее» поле. Именно в такой ситуации, когда на атомную систему действует несколько электромагнитных полей, одно из которых существенно изменяет энергетический спектр атомной системы, а действие остальных можно рассматривать как возмущение, концепция атома, «одетого» полем, является особенно плодотворной. Существенно, что при этом не накладывается никаких принципиальных ограничений на частоту «одевающего» поля: оно может быть радиочастотным, СВЧ или оптической частоты.

Примером ситуации, когда на атомную систему действуют одновременно несколько полей, является наблюдаемый в парах оптически ориентированных атомов, «одетых» радиочастотным полем вида $H_1 \cos \omega t$, пара-

метрический резонанс, который возбуждается другим радиочастотным магнитным полем $H_2 \cos \Omega t$ ^{67, 79}. Теоретический анализ параметрического резонанса такого типа, проведенный методами теории «одетого атома», и его экспериментальное исследование в оптически ориентированных парах щелочных металлов в основном состоянии позволили разработать принцип действия и создать схему квантовооптического магнитометра для одновременного измерения трех компонент сверхслабого постоянного магнитного поля H_0 с точностью, достигающей 10^{-9} э⁶⁴.

Метод «одетого» атома был применен также и для анализа самого процесса оптической накачки^{68, 69} в случае, когда интенсивность резонансного пучка лучей накачки является значительной, т. е. в случае, когда матричные элементы V -оператора взаимодействия атомов с полем излучения в (22) превышают естественную ширину возбужденного уровня Γ . В этом случае, очевидно, спектр поглощения атома под действием поля излучения может заметно изменяться, и рассмотрение такого процесса возмущения атома, «одетого» полем, является вполне естественным.

2) Параметрическая конверсия частоты. Выше речь шла о спектре поглощения «одетого» атома. Вполне понятно, что на основе аналогичного подхода можно исследовать и спектральное распределение фотонов, рассеянных атомом, взаимодействующим с радиочастотным «одевающим» полем. Заметим также, что ничто в принципе не мешает взять в качестве зондирующего поля оптические гармоники, индуцирующие переходы между основным и возбужденным атомным состояниями, тем более, что эффективные сечения рассеяния оптических фотонов значительно превышают сечения рассеяния радиочастотных фотонов. В результате может быть поставлена и исследована задача о рассеянии оптических фотонов атомом, взаимодействующим с «одевающим» радиочастотным полем. В зависимости от количества и поляризации фотонов оптического и радиочастотного полей могут наблюдаться различные многофотонные процессы «смешанного» типа. Не анализируя всю совокупность возможных ситуаций, рассмотрим эффект, известный под названием параметрической конверсии частоты.

Пусть Ω_k — частота гармоники оптического поля, падающего на атом, взаимодействующий с радиочастотным («одевающим») полем частоты ω . В процессе однократного рассеяния оптического фотона может случиться, что частота Ω_k' рассеянного оптического излучения отличается от Ω_k . Так, например, если атом за время жизни в возбужденном состоянии виртуально поглотит один и испустит два радиочастотных фотона, из закона

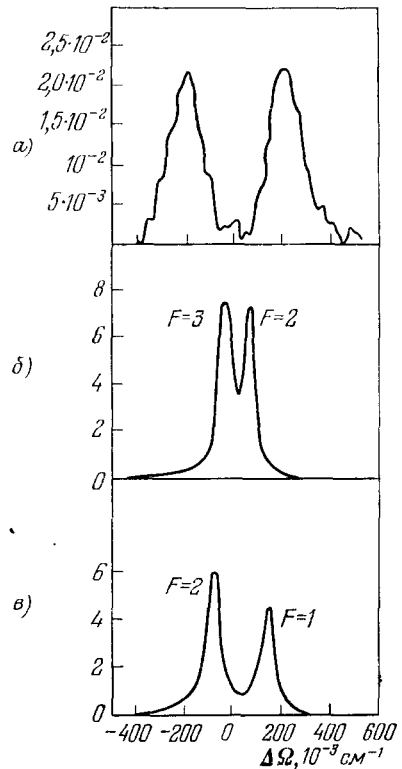


Рис. 26. Параметрическая конверсия оптической частоты⁶⁵. а) Спектральный профиль излучения, рассеянного атомами; б) спектр D_1 -линии излучения атомов Rb^{85} в разряде; в) спектр D_1 -линии излучения атомов Rb^{87} в разряде.

сохранения энергии следует равенство

$$\Omega_{k'} = \Omega_k + \omega - 2\omega = \Omega_k - \omega, \quad (70)$$

из которого видно, что при рассеянии оптического фотона произошла конверсия его частоты ($\Omega_k \rightarrow \Omega_{k'}$). Пользуясь терминологией, принятой в радиофизике, можно сказать, что в спектре рассеянного излучения появляются «боковые полосы», отстоящие от частоты оптической «несущей» на величину, пропорциональную частоте ω радиочастотного поля.

«Боковые полосы» оптического спектра рассеяния впервые наблюдались экспериментально в работе ⁶⁵, где исследовалось изменение спектра излучения атомов Rb⁸⁵, прошедшего через систему атомов Rb⁸⁷, взаимодействующих с СВЧ полем ($\nu = \omega/2\pi = 6,835$ Гц). Для регистрации спектра использовался интерферометр Фабри — Перо, а для эффективного подавления «несущей» оптической частоты ячейка с атомами Rb⁸⁷ помещалась между двумя скрещенными поляроидами. Для увеличения эффективности конверсии частота СВЧ поля была выбрана равной частоте переходов между уровнями сверхтонкой структуры атомов Rb⁸⁷ в основном состоянии. На рис. 26, а представлена типичная запись спектра рассеянного излучения и для сравнения приведены спектры излучения атомов Rb⁸⁵ и Rb⁸⁷ (рис. 26, б и в) в разряде. Нетрудно видеть, что положение максимумов спектра рис. 26, а не совпадает ни со спектральными компонентами Rb⁸⁵, ни с компонентами Rb⁸⁷, но соответствует расположению ожидаемых «боковых полос», возникающих за счет параметрической конверсии частоты. Дополнительные контрольные эксперименты подтвердили правильность такой интерпретации наблюдавшегося эффекта, а оценка эффективности конверсии частоты привела к значению порядка 10^{-3} .

Описанный выше эксперимент был проведен с использованием обычной спектральной лампы в качестве источника оптического излучения. Несомненно, применение для этой цели лазера с перестройкой частоты могло бы дать более интересные результаты ⁷³.

Авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность Е. Б. Александрову, внимательно ознакомившемуся с рукописью работы, за сделанные им ценные замечания.

Московский физико-технический институт,
Долгопрудный (Московская обл.)

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Brossel J.— Phys. Rev., 1951, v. 83, p. 210.
2. Kastler A.— J. Phys. et Radium, 1950, t. 11, p. 255.
3. Kusch P.— Phys. Rev., 1956, v. 101, p. 627.
4. Александров Е. Б., Константинов О. Б., Перель Б. И., Ходовой В. А.— ЖЭТФ, 1963, т. 45, с. 503.
5. Favre C. J., Geneux E.— Phys. Lett., 1964, v. 8, p. 190.
6. Nagoshe S., Cohen-Tannoudji C.— C.R. Ac. Sci., 1965, t. 261, p. 5400.
7. Александров Е. Б., Соколов А. П.— ЖЭТФ, 1971, т. 61, с. 91.
8. Малышев Л. Г., Новиков Л. Н.— Изв. вузов. Сер. «Радиофизика», 1972, т. 15, с. 860.
9. Tsukada N., Yabusaki T., Ogawa T.— J. Phys. Soc. Japan, 1972, v. 34, p. 698.
10. Летохов В. С., Чеботаев В. П. Принципы нелинейной лазерной спектроскопии.— М.: Наука, 1975.
11. Делоне Н. Б.— УФН, 1975, т. 115, с. 361.
12. Делоне Н. Б., Крайнов В. П.— УФН, 1978, т. 124, с. 619.
12. а) Скроцкий Г. В., Изюмова Т. Г.— УФН, 1964, т. 73, с. 423.
Показаньев В. Г., Скроцкий Г. В.— УФН, 1972, т. 107, с. 623.
Новиков Л. Н., Скроцкий Г. В., Соломахо Г. И.— УФН, 1974, т. 113, с. 597.

- б) Новиков Л. Н., Показаньев В. Г., Скроцкий Г. В.— УФН, 1970, т. 104, с. 273.
13. Александров Е. Б.— УФН, 1972, т. 107, с. 595.
 14. Grossel J.— *Quantum Electron.*, 1960, t. 1, p. 81; 1961, t. 11, p. 95.
 15. Cohen-Tannoudji C., Kastler A.— *Progr. Optics*, 1966, v. 5, p. 1.
 16. Harper W.— *Rev. Mod. Phys.*, 1972, v. 44, p. 169.
 17. Haroche S.— *Ann. de Phys.*, 1971, t. 6, p. 189, 327.
 18. а) Pegg D. T., Series G. W.— *J. Phys. Ser. B*, 1970, v. 3, p. 133.
б) Pegg D. T.— *Ibid.*, 1973, v. 6, p. 241, 246.
 19. Бонч-Бруевич А. М., Ходовой В. А.— УФН, т. 85, p. 3.
 20. Чайка М. П. Интерференция вырожденных атомных состояний.— Л.: Изд-во Ленингр. ун-та, 1975.
 21. Stenholm S.— *J. Phys. Ser. B*, 1972, v. 5, p. 876, 890; 1973, v. 6, p. 1097, 2390.
 22. Абрагам А. Ядерный магнетизм.— М.: ИЛ, 1963.
 23. Ramsey N. F.— *Phys. Rev.*, 1955, v. 100, p. 1191.
 24. Bloch F., Siegert A.— *Ibid.*, 1940, v. 57, p. 522.
 25. Winter J. M.— *Ann. de Phys.*, 1959, t. 4, p. 745.
 26. Arimondo E., Cassettari M., Salvetti G.— *J. de Phys.*, 1971, t. 32, p. 573.
 27. Pegg D. T.— *J. Phys. Ser. B*, 1969, v. 2, p. 1097.
 28. Series G. W.— In: *Quantum Optics*.— Lnd.: Academic Press, 1970.— P. 395.
 29. Arimondo E., Moruzzi G.— *J. Phys. Ser. B*, 1973, v. 6, p. 2382.
 30. Cohen-Tannoudji C., Dupont-Roc J., Fabre C.— *Ibid.*, p. L218.
 31. Chang C. S., Stehle P.— *Phys. Rev. Ser. A*, 1971, v. 4, p. 641.
 32. а) Hannaford P., Pegg D. T., Series G. W.— *J. Phys. Ser. B*, 1973, v. 6, p. L222.
б) Меликян А. О.— ЖЭТФ, 1975, т. 68, с. 1228.
 33. Cohen-Tannoudji C., Dupont-Roc J., Fabre C.— *J. Phys. Ser. B*, 1973, v. 6, p. L214.
Hioe F. T., Eberly J. H.— *Phys. Rev. Ser. A*, 1975, v. 11, p. 1358.
 34. Shirley J. N.— *Ibid. Ser. B*, 1965, v. 138, p. 979.
 35. Tsukada N., Yabusaki T., Ogawa T.— *J. Phys. Soc. Japan*, 1972, v. 33, p. 698.
Tsukada N., Ogawa T.— *J. Phys. Ser. B*, 1973, v. 6, p. 1643.
 36. Dupont-Roc J.— *Rev. Phys. Appl.*, 1970, t. 5, p. 853; *J. de Phys.*, 1971, v. 32, p. 135.
 37. Yabusaki T., Tsukada N., Ogawa T.— *J. Phys. Soc. Japan*, 1972, v. 32, p. 1069.
 38. Eck T. G., Foldy L. L., Wieder H.— *Phys. Rev. Lett.*, 1963, v. 10, p. 239.
 39. Cohen-Tannoudji C., Haroche S.— *C. R. Ac. Sci.*, 1966, t. 262, p. 268.
 40. Landré C., Cohen-Tannoudji C., Dupont-Roc J., Haroche S.— *J. de Phys.*, 1970, t. 31, p. 971.
 41. а) Haroche S., Cohen-Tannoudji C.— *Phys. Rev. Lett.*, 1970, v. 24, p. 974.
б) Haroche S., Cohen-Tannoudji C., Audoin C., Schermann J. P.— *Ibid.*, p. 816.
 42. Cohen-Tannoudji C., Barrat J. P.— *J. de Phys.*, 1961, t. 22, p. 329, 433.
 43. Cohen-Tannoudji C., Haroche S.— In: *Polarisation, matiere et rayonnement*.— Paris: Press V.F., 1969.
 44. Dupont-Roc J. Thèse.— Paris: 1972.
 45. Glauber R. J.— *Phys. Rev.*, 1963, v. 131, p. 2766.
Когерентные состояния в квантовой теории: Сб. статей.— М.: Мир, 1972.
 46. Barrat J. P., Winter J. M.— *J. Phys. et Radium*, 1956, t. 17, p. 833.
 47. Cohen-Tannoudji C.— *Ann. de Phys.*, 1962, t. 7, p. 423, 469.
 48. Le Dourneuf M.— In: *Thèse de 3^e cycle*.— Paris: 1971.
 49. Le Dourneuf M., Cohen-Tannoudji C., Dupont-Roc J., Haroche S.— *C. R. Ac. Sci.*, 1971, t. 272, p. 1048.
 50. Le Dourneuf M., Cohen-Tannoudji C., Dupont-Roc J., Haroche S.— *Ibid.*, p. 985.
 51. Polonsky N., Cohen-Tannoudji C.— *J. de Phys.*, 1965, t. 26, p. 409.
 52. Polonsky N.— In: *Thèse de 3^e cycle*, Paris: 1966.
 53. Morand M. S., Theobald G.— *C. R. Ac. Sci. ser. B*, 1969, t. 269, p. 503.
 54. Haroche S., In: *Thèse de 3^e cycle*, Paris, 1967.
 55. а) Kunitomo M., Hashi T.— *Phys. Lett. Ser. A*, 1972, v. 40, p. 75.
б) Kunitomo V., Hashi T.— *Ibid.*, v. 41, p. 231.

56. Schrödinger E.—Naturwissenschaften, 1926, Bd. 14, S. 664.
Fok Y. A.—Zs. Phys., 1928, Bd. 49, S. 339.
57. Partridge R. B., Series G. W.—Proc. Phys. Soc., 1966, v. 88, p. 983.
58. Малышев Л. Г., Новиков Л. Н.—Изв. вузов. Сер. «Радиофизика», 1975, т. 18, с. 1118.
59. Bloch F.—Phys. Rev. 1957, v. 105, p. 1206.
60. Kleppner D. K., Goldenberg H. M., Ramsey N. F.—Ibid., 1962, v. 126, p. 603.
61. Bloembergen N.—In: Proc. of Intern. School of Physics «E. Fermi», Course XXXI.—N.Y.: Academic Press, 1964.
62. Armstrong J. A., Bloembergen N., Ducuing J., Pershan P. S.—Phys. Rev., 1962, v. 127, p. 1918.
63. Giordmaine J. A., Miller R. C.—Phys. Rev. Lett., 1965, v. 14, p. 973.
64. Саму G.—In: Thèse du Conservatoire National des Arts et Metiers.—Paris: 1971.
65. Tang H., Harper W.—Phys. Rev. Lett., 1970, v. 24, p. 551.
66. Коварский В. А. Многоквантовые переходы.—Кишинев: Штиинца, 1974.
67. Яковлев В. П.—ЖЭТФ, 1974, т. 67, с. 921.
68. Kolwas K., Kolwas M.—Opt. Comm., 1976, v. 17, p. 149.
69. Arimondo E., Moruzzi G.—J. Phys. Ser. B, 1976, v. 9, p. 709.
70. Делоне Н. Б., Зон Б. А., Крайнов В. П., Ходовой В. А.—УФН, 1976, т. 120, с. 3.
71. Александров Е. Б., Бонч-Бруевич А. М., Ходовой В. А., Чигирь Н. А.—Письма ЖЭТФ, 1974, т. 18, с. 102.
72. Бонч-Бруевич А. М., Ходовой В. А., Чигирь Н. А.—ЖЭТФ, 1974, т. 67, с. 2069.
73. Grove R. E., Wu F. Y., Ezekiel S.—Phys. Rev. Ser. A, 1977, v. 15, p. 227.
74. Mandel L.—In: Progress in Optics. V. 13.—Amsterdam: North-Holland. 1976.—P. 29.
75. Swain S.—Phys. Lett. Ser. A, 1974, v. 46, p. 435.
76. Rahman N. K.—Ibid., 1975, v. 54, p. 8.
77. Tsukuda N.—Ibid., 1974, v. 47, p. 265.
78. Коломиец В. Г.—Ж. прикл. спектр., 1973, т. 19, с. 1020.
79. Thomann P.—J. Phys. Ser. B, 1976, t. 9, p. 2411.
80. Бонч-Бруевич А. М., Пржибельский С. Г., Ходовой В. А., Чигирь Н. А.—ЖЭТФ, 1976, т. 70, с. 445.