1970 г. Июнь Том 101, вып. 2
УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

539.184

КОГЕРЕНТНЫЕ ЯВЛЕНИЯ В СИСТЕМАХ, ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ С РЕЗОНАНСНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

Л. Н. Новиков, В. Г. Показаньев, Г. В. Скроцкий

I. ВВЕДЕНИЕ

Исследование квантовых переходов при взаимодействии атомной системы с полем оптического или радиочастотного резонансного излучения является хорошо известным способом изучения структуры атомных состояний, лежащим в основе оптической и радиочастотной спектроскопии.

Многообразие происходящих при этих процессах явлений позволяет, с одной стороны, выяснить тонкие детали взаимодействия, а с другой — понять имеющие исключительно важное практическое значение механизмы передачи когерентности состояний атомных электронов полю излучения.

Оптическая ориентация атомов и двойной радиооптический резонанс представляют собой новый тип явлений, в которых проявляются особенности как оптической, так и радиочастотной спектроскопии. Физическая сущность этих явлений была подробно рассмотрена в ряде обзорных статей, опубликованных как в отечественной [1, 2], так и в зарубежной [3-5] литературе. Она состоит в том, что в процессе резонансного рассеяния света атомами может быть получено новое распределение населенностей между различными энергетическими подуровнями атомов, значительно отличающееся от термически равновесного. В частности, если подобное перераспределение создается в основном состоянии, то говорят об оптической ориентации атомов. Если же оно создается в возбужденном состоянии и его изменение вызывается радиочастотным полем, то явление такого рода принято называть двойным радиооптическим резонансом.

Развитие оптических методов регистрации магнитного резонанса в газах [6-9] и твердых телах [10, 11] в основном и возбужденном состояниях [12-14] атомных систем привело к необходимости детального изучения всех аспектов взаимодействия атомов с полями оптического и радиочастотного диапазонов, что позволило уточнить его природу и открыть целый ряд его новых свойств. Например, было предсказано теоретически и подтверждено экспериментально существование реальных и виртуальных оптических и радиочастотных переходов [8, 17], обнаружены и исследованы «световые» сдвиги энергетических уровней [18], открыты эффекты «пересечения» и «антипересечения» уровней [19, 20].

Многие из этих явлений сразу нашли себе практические применения, в частности в квантовой магнетометрии, открыв новые пути развития этой практически важной области физики и техники.

Совершенно по-новому были рассмотрены интерференционные явления в атомной системе, являющиеся непосредственным следствием кванто-

вомеханического принципа суперпозиции при условии существования определенных фазовых соотношений между волновыми функциями атомных состояний (когерентная суперпозиция состояний) [8, 13, 15, 16, 34].

По существу все известные типы резонансных явлений (ЯМР, ЭПР, ЭНДОР, радиоакустический резонанс и др.) так или иначе связаны с созданием когерентной суперпозиции состояний в атомном ансамбле. С помощью оптических методов радиоспектроскопии может быть получена наиболее полная информация о характере атомных переходов не только из-за их высокой чувствительности, но и вследствие тех особенностей, которые привносятся самим характером взаимодействия с оптическими фотонами.

Исследованию когерентных явлений посвящено чрезвычайно большое количество теоретических и экспериментальных работ, простое цитирование которых уже представляет собой весьма трудоемкую задачу. Поэтому настоящий обзор преследует лишь одну цель — попытаться с единых позиций рассмотреть основные эффекты, в которых главная роль отводится интерференции атомных состояний и которые в настоящее время широко используются для спектроскопических исследований.

Приведенный в конце работы список литературы не претендует на полноту. Он содержит ссылки только на некоторые работы, как правило, легко доступные, а также на работы, существенно дополняющие затронутые здесь вопросы.

II. ПРИНЦИП СУПЕРПОЗИЦИИ И ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ АТОМНЫХ СОСТОЯНИЙ

Рассмотренные в настоящей работе эффекты являются проявлением одного из фундаментальных законов квантовой механики — принципа суперпозиции состояний. Поэтому представляется целесообразным кратко остановиться на некоторых его следствиях применительно к кругу затрагиваемых здесь вопросов.

В соответствии с принципом суперпозиции состояние атома $|\psi(t)\rangle$ в произвольный момент времени может быть представлено в виде разложения по полному набору собственных векторов $|\varphi_m\rangle$ некоторого эрмитовского оператора $\hat{f}$

$$|\psi(t)\rangle = \sum_m a_m(t)\,|\varphi_m\rangle. \tag{1}$$

Амплитуда вероятности $a_m(t)$, являясь в общем случае комплексным числом, характеризуется модулем и фазой. В зависимости от условий эксперимента можно не только измерить веса $|a_m|^2$ отдельных базисных состояний $|\varphi_m\rangle$, но и исследовать фазовые соотношения, с которыми эти состояния входят в суперпозицию $|\psi(t)\rangle$.

Среднее значение физической величины, определяемой оператором $\hat{g}$, в состоянии $|\psi(t)\rangle$ дается выражением

$$\bar{g} = \sum_m |a_m(t)|^2 g_{mm} + \sum_{\substack{m,\,n\\ m\neq n}} a_m(t)\,a_n^*(t)\,g_{mn}, \tag{2}$$

где $g_{mn} = \langle\varphi_n|\hat{g}|\varphi_m\rangle$ — матричный элемент оператора $\hat{g}$. Если оператор $\hat{g}$ коммутирует с $\hat{f}$, среднее значение $\bar{g}$ определяется только первым членом (2), а информация о соотношении фаз коэффициентов разложения полностью выпадает. Если же операторы $\hat{g}$ и $\hat{f}$ не коммутируют, то наряду с первым членом в выражение для $\bar{g}$ входит интерференционный член, величина которого определяется разностью фаз состояний

$|\varphi_m\rangle$ и $|\varphi_n\rangle$, в общем случае зависящей от времени. Выбирая в качестве базиса собственные векторы оператора энергии, разность фаз можно записать в виде $(E_m - E_n)t/\hbar$. Тогда среднее значение величины $\bar{g}$ является периодической функцией времени, изменяющейся с частотой атомного перехода между интерферирующими состояниями.

Поскольку измерение физической величины производится на ансамбле частиц, выражение (2) следует усреднить по статистическому ансамблю, состоящему из N независимых систем, и полученный результат отождествить с макроскопически наблюдаемой величиной

$$\langle\bar{g}\rangle = \frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N}\bar{g}_i = \mathrm{Sp}\,(\rho\hat{g}), \tag{3}$$

где индекс i нумерует атомы, а ρ — матрица плотности ансамбля атомов. В соответствии с общим определением ее элементы имеют вид

$$\rho_{mn}(t) = \frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N}\rho_{mn}^{(i)}(t) = \frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N}a_m^{(i)}(t)\,a_n^{(i)*}(t). \tag{4}$$

Появление интерференционного члена в выражении (3) зависит от результата усреднения недиагональных элементов матрицы плотности по статистическому ансамблю. Поскольку элементы матрицы $\rho_{mn}^{(i)}$ являются комплексными числами, фазы которых φ_i определяются разностями фаз коэффициентов $a_m^{(i)}$ и $a_n^{(i)}$, представляющих соответствующие состояния в разложении (1), при усреднении могут встретиться два физически реальных случая. Ансамбль атомов приготовлен так, что все фазы φ_i равновероятны. Для достаточно большого N это приводит к исчезновению результирующих матричных элементов ρ_{mn}, а следовательно, и интерференционного члена в (3).

Если распределение фаз неизотропно, то результирующие матричные элементы ρ_{mn} отличны от нуля, и наблюдаемая величина $\langle\bar{g}\rangle$ испытывает биения с частотой, определяемой разностью энергий интерферирующих состояний. В этом случае говорят, что между состояниями $|\varphi_m\rangle$ и $|\varphi_n\rangle$ имеется когерентность, приводящая к макроскопически наблюдаемому интерференционному эффекту.

Таким образом, для экспериментального обнаружения интерференции атомных состояний необходимо подготовить атомную систему так, чтобы разность фаз интерферирующих состояний для всех атомов ансамбля была одинаковой.

В зависимости от энергетического интервала между уровнями m и n набор величин ρ_{mn} характеризует радиочастотную или сверхтонкую когерентность. В первом случае подуровни $|\varphi_m\rangle$ и $|\varphi_n\rangle$ принадлежат одному уровню сверхтонкой структуры, а частота $(E_m - E_n)/\hbar$ лежит в радиодиапазоне; во втором — подуровни $|\varphi_m\rangle$ и $|\varphi_n\rangle$ принадлежат различным сверхтонким состояниям, а частота $(E_m - E_n)/\hbar$ лежит в диапазоне СВЧ. В принципе возможно также, что уровень $|\varphi_m\rangle$ принадлежит основному состоянию атома, а уровень $|\varphi_m\rangle$ — возбужденному состоянию. Величины ρ_{mn} являются тогда мерой оптической когерентности. Они могут быть отличны от нуля лишь при условии возбуждения атомов оптически когерентным (лазерным) излучением.

В настоящей работе предметом обсуждения будет являться радиочастотная когерентность в системе подуровней основного или возбужденного состояний атомного ансамбля.

Существует много способов создания радиочастотной когерентности в системе атомных состояний, и большинство из них связано с использованием внешнего возмущения. Наиболее распространенным является применение радиочастотного поля, частота которого близка к частоте зеемановского расщепления атомов во внешнем постоянном магнитном поле $\mathbf{H}_0$ (магнитный резонанс). Взаимодействие атомов с радиочастотным полем в условиях резонанса приводит к вынужденным колебаниям атомных состояний с фазой этого поля. Интерференция состояний в этом случае проявляется в возникновении поперечной к $\mathbf{H}_0$ компоненте макроскопической намагниченности, изменяющейся с частотой радиочастотного поля.

Описанный способ создания когерентности не является единственным. Так, например, когерентная суперпозиция состояний может быть получена при возбуждении атомной системы возмущением, периодически зависящим от времени с частотой, равной разности частот интерферирующих состояний. Такое возмущение может быть создано резонансным оптическим излучением [14, 21, 22] или электронным пучком [23, 24], модулированным по интенсивности. При этом возмущение должно обладать такими характеристиками, которые позволяют возбудить атомы в суперпозиционное состояние.

Для оптического возбуждения это возможно в том случае, если оно представлено смесью компонент с различными поляризациями ($\sigma^{\pm}$ и π). Поляризацию света такого состава принято называть когерентной, а возбуждение атомов таким светом иногда называют когерентным возбуждением [8]. При возбуждении атомов излучением с σ^+-, σ^-- или π-поляризацией они переводятся в чистые состояния. Такое возбуждение в дальнейшем будет называться некогерентным.

III. ДЕТЕКТИРОВАНИЕ РАДИОЧАСТОТНОЙ КОГЕРЕНТНОСТИ

В настоящей работе будут рассматриваться методы детектирования радиочастотной когерентности, основанные только на использовании явлений поглощения и излучения света атомами. Оговоримся сразу же, что эти методы не являются единственными. В последнее время для регистрации когерентности были использованы также явления двойного лучепреломления нерезонансного света в оптически ориентированной среде [75–77], обусловленные аномальной дисперсией вблизи линии резонансного поглощения. Однако широкому использованию дисперсионных методов препятствует сложность, а в ряде случаев и полное отсутствие источников нерезонансного света, линия излучения которых была бы в то же время достаточно близка к линии поглощения исследуемых атомов. Существование зависимости интенсивности и поляризации света, поглощенного или испущенного ансамблем атомов, от угловых моментов атомов в состояниях, связанных оптическим переходом, определяет возможность использования оптического излучения для регистрации интерференционных эффектов.

Развитая в настоящее время теория взаимодействия резонансного оптического излучения с атомами позволяет получить количественную оценку когерентных явлений. Если $\rho_{\mu\mu'}$ — матрица плотности атомов в основном состоянии, находящихся в постоянном магнитном поле H_0, то интенсивность поглощенного атомами света описывается выражением [8]

$$S_A = \frac{1}{T_p} \sum_{\mu\mu'} F_{\mu\mu'} \rho_{\mu'\mu}(t), \tag{5}$$

где

$$F_{\mu\mu'} = \sum_m \langle J_e m \,|\, \mathbf{e}_{q0}\mathbf{D} \,|\, J_g\mu' \rangle \langle J_e m \,|\, \mathbf{e}_{q0}\mathbf{D} \,|\, J_g\mu \rangle^* \tag{6}$$

— матрица поглощения света, зависящая от его направления распространения и поляризации, определяемой единичным вектором $\mathbf{e}_{q0}$; J_g и J_e — угловые моменты атомов в основном и возбужденном состояниях, $\mathbf{D}$ — электрический дипольный момент, T_p — время жизни атома в основном состоянии, определяемое интенсивностью оптического возбуждения, а $|J_g\mu\rangle$ и $|J_e m\rangle$ — векторы состояний операторов $\hat{J}_{gz}$ и $\hat{J}_{ez}$ ($\mathbf{H}_0 \parallel Oz$).

Согласно (5) по характеру поглощения света определенной поляризации можно получить информацию как о населенностях магнитных подуровней, так и о фазовых соотношениях соответствующих состояний. Действительно, при некогерентной поляризации возбуждающего света (например, σ^+) матрица возбуждения $F_{\mu\mu'}$ диагональна, и величина поглощенного света зависит только от распределения населенностей магнитных подуровней или, другими словами, от продольной, $\langle J_z \rangle$, компоненты общего углового момента атомов в основном состоянии. При возбуждении светом с когерентной поляризацией в выражении (5) появляются члены, пропорциональные недиагональным элементам матрицы плотности. Поскольку $\rho_{\mu\mu'}(t)$ гармонически зависит от времени с частотой $\omega_g(\mu - \mu')$, где $\omega_g = \gamma_g H_0$, интенсивность поглощенного света будет модулирована с этой же частотой, и эти биения свидетельствуют о наличии когерентности в суперпозиции состояний $|J_g\mu\rangle$.

Интенсивность света флуоресценции, испускаемого атомами при спонтанном распаде возбужденного состояния, определяется через матрицу плотности $\rho_{mm'}(t)$ этого состояния:

$$S_F = \frac{3\Gamma}{8\pi} \sum_{mm'} G_{mm'}\rho_{m'm}(t), \tag{7}$$

где

$$G_{mm'} = \sum_\mu \langle J_e m \,|\, \mathbf{e}_q\mathbf{D} \,|\, J_g\mu \rangle \langle J_e m' \,|\, \mathbf{e}_q\mathbf{D} \,|\, J_g\mu \rangle^* \tag{8}$$

— матрица излучения, $\mathbf{e}_q$ — единичный вектор поляризации испущенного фотона, Γ — естественная ширина возбужденного состояния. Средняя интенсивность света флуоресценции при $m = m'$ в выражении (7) характеризует изменение населенностей подуровней возбужденного состояния. При $m \neq m'$ свет флуоресценции испытывает биения с частотой $\omega_e(m - m')$, если в возбужденном состоянии имеется радиочастотная когерентность.

Следует иметь в виду, что степень ориентации атомов характеризуется по меньшей мере двумя величинами — поляризацией и выстраиванием. В случае чистого выстраивания числа атомов в состояниях, отличающихся только знаком магнитного квантового числа, равны и макроскопический угловой момент (поляризация) отсутствует.

В экспериментах по оптической ориентации имеют дело как с поляризованными, так и с выстроенными системами. Существование когерентности в поляризованных системах однозначно связано с наличием суммарного поперечного углового момента атомов. Поэтому появление гармонических составляющих в поглощенном или переизлученном атомной системой свете часто связывают с поперечными компонентами намагниченности основного и возбужденного состояний. В последующих разделах, где будет использована интерпретация в терминах намагниченности, подразумевается поляризованная система.

IV. УРАВНЕНИЯ ДВИЖЕНИЯ ДЛЯ МАТРИЦЫ ПЛОТНОСТИ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ АТОМОВ С ОПТИЧЕСКИМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

Квантовая теория взаимодействия излучения с атомной системой в магнитном поле H_0 приводит к следующему уравнению движения для матрицы плотности атомов в основном состоянии:

$$\frac{d\rho_{\mu\mu'}}{dt} = -\frac{1}{2T_p}\sum_{\mu''} F_{\mu\mu''}\rho_{\mu''\mu'} - \frac{1}{2T_p}\sum_{\mu''} F_{\mu''\mu'}\rho_{\mu\mu''} + \\ + \frac{\Gamma}{T_p}\sum \frac{B^{\mu\mu'}_{\mu''\mu'''}\rho_{\mu''\mu'''}}{\Gamma + i\,[\omega_e(\mu-\mu') - \omega_g(\mu''-\mu''')]} - i\omega_g(\mu-\mu')\,\rho_{\mu\mu'}, \qquad (9)$$

где

$$B^{\mu\mu'}_{\mu''\mu'''} = \sum_{mm'} \langle J_e m \,|\, \mathbf{e}_q\mathbf{D} \,|\, J_q\mu''\rangle \langle J_e m \,|\, \mathbf{e}_q\mathbf{D} \,|\, J_g\mu'''\rangle^* \times \\ \times (J_g 1\mu' q/J_e m')\,(J_g 1\mu q/J_e m), \qquad (10)$$

$(J_g 1\mu' q/J_e m')$ — коэффициент Клебша — Гордана, J_e, m, ω_e — угловой момент, магнитное квантовое число и частота зеемановского расщепления возбужденного состояния. Уравнение (9) записано для резонансного оптического возбуждения в предположении, что световые сдвиги магнитных подуровней отсутствуют, и описывает движение матрицы плотности основного состояния с учетом поглощения и спонтанного излучения квантов света.

Первые два члена правой части (9) описывают потерю когерентности и изменение населенностей магнитных подуровней при поглощении света. Третий член представляет собой вклад спонтанных переходов в изменение матрицы плотности основного состояния и при $\mu = \mu'$ и $\mu'' = \mu'''$ описывает скорость заселения магнитных подуровней.

Поскольку вероятности спонтанных переходов на различные подуровни неодинаковы, при выполнении определенных условий скорость заселения некоторых подуровней может оказаться больше скорости уменьшения населенности за счет поглощения фотонов, что является физической основой явления оптической ориентации атомов.

Если $\mu \neq \mu'$, то третий член выражения (9) описывает восстановление когерентности в основном состоянии при условии, что $|\,\omega_e - \omega_g\,| \ll \Gamma$. В этом случае можно говорить о частичном сохранении фазовой памяти у атомов, совершивших переход: основное состояние — возбужденное состояние — основное состояние.

Изменение матрицы плотности возбужденного состояния $\rho_{mm'}$ можно описать уравнением [8]

$$\frac{d\rho_{mm'}}{dt} + [\Gamma + i\,(m-m')\,\omega_e]\,\rho_{mm'} = \\ = \frac{1}{T_p}\sum_{\mu\mu'} \langle J_e m \,|\, \mathbf{e}_{q_0}\mathbf{D} \,|\, J_g\mu\rangle \langle J_e m' \,|\, \mathbf{e}_{q_0}\mathbf{D} \,|\, J_g\mu'\rangle^* \rho_{\mu\mu'}. \qquad (11)$$

Это уравнение связывает матрицу плотности возбужденного состояния с матрицей плотности основного состояния. Поэтому, если даже в исходный момент времени когерентность в возбужденном состоянии отсутствует, в дальнейшем она может быть перенесена в него из основного состояния, что связано с явлением сохранения когерентности в процессе оптического возбуждения.

V. МАГНИТНЫЙ РЕЗОНАНС, ИНДУЦИРОВАННЫЙ РАДИОЧАСТОТНЫМ ПОЛЕМ

1. Двойной радиооптический резонанс

В 1952 г. Броссель и Биттер впервые практически осуществили идею о регистрации магнитного резонанса в возбужденном состоянии атомов ртути по изменению поляризации испущенного резонансного излучения [12]. Пары четных изотопов ртути (спин ядра равен нулю) возбуждались в состояние 6^3P_1 светом линии 2537 Å, поляризованным линейно вдоль направления внешнего магнитного поля $\mathbf{H}_0$ (некогерентное π-возбуждение). До тех пор, пока переходы между магнитными подуровнями в состоянии 6^3P_1 не возбуждались, в свете флуоресценции отсутствовали $\sigma^{\pm}$-компоненты поляризации. Слабое радиочастотное поле $\mathbf{H}_1(t)$ с частотой $\omega \sim \omega_e$, перпендикулярное к $\mathbf{H}_0$, индуцировало переходы между подуровнями этого состояния, в результате чего в свете флуоресценции появлялись поляризованные по кругу компоненты резонансного излучения.

В эксперименте Бросселя и Биттера регистрировалась средняя интенсивность рассеянного света с заданной поляризацией, связанная с населенностями магнитных подуровней возбужденного состояния. Однако в результате воздействия поля $H_1(t)$ не только меняются населенности подуровней, но и возникает радиочастотная когерентность между зеемановскими состояниями, поскольку общее для всех атомов возмущение $H_1(t)$ задает одну и ту же мгновенную разность фаз состояний для всего статистического ансамбля. В соответствии с (7) интенсивность рассеянного атомной системой света должна в этом случае гармонически изменяться во времени с частотой ω_e. Этот эффект, получивший в литературе название «световых биений», был впервые обнаружен экспериментально в 1959 г. [25]. В работе [25] регистрировались гармонические составляющие резонансной флуоресценции атомов ртути при спонтанных переходах $6^3P_1 \to 6^1S_0$. Модуляция интенсивности света, испущенного под углом $\pi/2$ к направлению распространения возбуждающего луча, была обнаружена не только на частотах ω_e и $2\omega_e$, как предполагалось на основании качественного рассмотрения, но и на частотах $3\omega_e$ и $4\omega_e$, т. е. реальная картина этого явления оказалась значительно сложнее.

Гармоническая зависимость интенсивности резонансной флуоресценции от времени непосредственно следует из выражения (7) [26]

$$S_F = \frac{3\Gamma}{8\pi T_p} \sum_{\substack{mm' \\ nn' \\ MM'}} \frac{F_{nn'} \langle m/M\rangle \langle M/n\rangle \langle n'/M'\rangle \langle M'/m'\rangle G_{m'm}}{\Gamma - i\,[\omega(n-n') + \omega_{\text{eff}}(M'-M)]} \times$$
$$\times \exp[-i\omega(m-m'+n'-n)\,t], \quad (12)$$

где $\omega_{\text{eff}} = \gamma H_{\text{eff}}$, а $H_{\text{eff}} = [(H_0 - \omega/\gamma)^2 + H_1^2]^{1/2}$ — эффективное поле во вращающейся с частотой ω системе координат. Для определения магнитных подуровней в поле H_{eff} использованы магнитные квантовые числа M и M', тогда как индексы n и m определяют магнитные подуровни возбужденного состояния в лабораторной системе координат.

При некогерентном оптическом возбуждении ($n = n'$) матрица возбуждения $F_{nn'}$ оказывается диагональной и модуляция света S_F становится возможной на частотах ω и 2ω. При когерентном возбуждении в суперпозиционное состояние ($n \neq n'$) частота модуляции определяется

выражением $(m - m' + n' - n)\,\omega$ и, следовательно, могут наблюдаться биения на частотах 0, ω, 2ω, 3ω, 4ω. Из (12) следует также резонансная зависимость глубины модуляции света от магнитного поля вблизи $H = \omega_e/\gamma$. Интересной особенностью двойного радиооптического резонанса вообще и метода «световых биений» в частности является то, что тепловое движение атомов, смещающее вследствие эффекта Допплера среднюю частоту излучения атома и ответственное за уширение линии резонансной флуоресценции, не влияет на ширину линий двойного радиооптического резонанса, которая в этих условиях остается равной естественной ширине Γ (если пренебречь радиочастотным уширением). Действительно, эффект Допплера одинаковым образом смещает частоты оптических переходов с различных магнитных подуровней возбужденного состояния атома в основное состояние, а частота «биений» между этими оптическими гармониками остается неизменной и равной или кратной частоте радиочастотного поля $H_1(t)$, индуцирующего переходы между магнитными подуровнями. Таким образом, оказывается возможным наблюдать парамагнитный резонанс в возбужденных состояниях на частотах, много меньших допплеровской ширины линии излучения, и получать информацию о структуре возбужденных состояний, недоступную обычным методам оптической спектроскопии.

«Световые биения» были подробно исследованы теоретически [26] и экспериментально [15], их использование в качестве надежного метода изучения структуры энергетических уровней атомов обсуждалось в работе [27а] и было подтверждено результатами исследования сверхтонкой структуры состояние $5^2P_{1/2}$ атомов K^{39} [27б].

Высокая чувствительность, достигаемая при оптическом детектировании изменения населенностей или появления когерентности в атомных состояниях, поставила двойной радиооптический резонанс в ряд важнейших методов радиоспектроскопии. Так, например, он был успешно использован для исследования состояния $6^2P_{3/2}$ атомов Rb (см. [28]), для определения g-факторов возбуждения состояний атомов Ca (см. [29]), Ba (см. [30]), Cs (см. [31]), а также для измерения квадрупольных моментов некоторых состояний Ba^{135}, Ba^{137} [32] и Sr^{87} [33].

2. Магнитный резонанс атомов в основном состоянии

В том случае, когда частота ω вращающегося вокруг H_0 радиочастотного поля $H_1(t)$ близка к частоте ω_g, когерентность создается в системе подуровней основного состояния. Если в условиях двойного радиооптического резонанса радиочастотные переходы в возбужденном состоянии сопровождались изменением характеристик света флуоресценции, то возбуждение магнитного резонанса в основном состоянии в силу симметрии процессов резонансного поглощения и спонтанного излучения должно сказываться на характеристиках света, поглощенного атомами. Существование радиочастотной когерентности в основном состоянии будет проявляться в модуляции S_A на частоте, равной и кратной частоте поля H_1.

Для того чтобы эффект интерференции состояний стал в этом случае наблюдаемым, в соответствии с общими принципами, необходимо выполнить по крайней мере два условия: 1) создать разность населенностей интерферирующих подуровней, т. е. приготовить атомную систему преимущественно в одном из чистых состояний, 2) обеспечить одинаковую разность фаз между состояниями для всех атомов ансамбля. Первое требование реализуется благодаря явлению оптической ориентации, второе —

при взаимодействии ориентированной атомной системы с радиочастотным полем H_1.

Для обнаружения модуляции поглощения может использоваться другой луч света, имеющий такую поляризацию и ориентацию относительно поля H_0, чтобы он мог вызвать переходы с любой пары интерферирующих подуровней основного состояния на общий подуровень возбужденного состояния (т. е. свет с когерентной поляризацией). В большинстве экспериментов в качестве такого луча выбирается циркулярно поляризованный свет, направленный перпендикулярно к полю $\mathbf{H}_0$, интенсивность которого значительно меньше интенсивности основного луча, создающего ориентацию в системе. После прохождения через образец его интенсивность модулируется, причем глубина модуляции изменяется резонансным образом вблизи $\omega = \omega_g$.

Все эти свойства явления находят свое отражение в выражении (5) для интенсивности света, поглощенного атомной системой в единицу времени. При когерентной поляризации детектирующего луча ($\mu \neq \mu'$) в выражении для S_A содержатся зависящие от времени члены

$$S_A = \frac{1}{T_p} \sum_{\mu\mu'} F_{\mu\mu'} \rho_{\mu'\mu} \exp\left[-i(\mu - \mu')\omega t\right], \tag{13}$$

где периодическая зависимость от времени выделена в явном виде. По аналогии с биениями света флуоресценции в условиях двойного радиооптического резонанса гармонический сигнал S_A может быть назван биениями в поглощении.

Для системы атомов с угловым моментом 1/2 (например, Hg^{199}, Cd^{111}, Cd^{113}) уравнения движения матрицы плотности в основном состоянии весьма просты и во вращающейся с частотой ω системе координат имеют вид, аналогичный уравнениям Блоха [8]:

$$\left.\begin{aligned} dM_z/dt &= (M_0' - M_z)\tau_1^{-1} + \omega_1 v, \\ du/dt &= -u\tau_2^{-1} + \Delta\omega v, \\ dv/dt &= -\omega_1 M_z - \Delta\omega u - v\tau_2^{-1}, \end{aligned}\right\} \tag{14}$$

где приняты следующие обозначения:

$$M_z = \rho_{1/2,\,1/2} - \rho_{-1/2,\,-1/2}, \qquad \Delta\omega = \omega - \omega_g,$$
$$u = \rho_{1/2,\,-1/2} + \rho_{-1/2,\,1/2}, \qquad \omega_1 = \gamma_g H_1,$$
$$v = i\left(\rho_{1/2,\,-1/2} - \rho_{-1/2,\,1/2}\right),$$

$M_0' = M_0\tau_1/\eta$ — максимально достижимое значение продольной компоненты намагниченности, а эффективные времена релаксации τ_1 и τ_2 определены выражением $1/\tau = (1/T) + (1/\eta)$, где T и η — времена тепловой и оптической релаксации.

Соответствующие результаты эксперимента [8] в парах Hg^{199} приведены на рис. 1. Там же сплошными кривыми изображены стационарные решения уравнений (14) для $|M_\perp| = (u^2 + v^2)^{1/2}$, u и v, демонстрирующие практически полное совпадение теории с экспериментом. На рис. 2 изображен переходной процесс свободного затухания когерентности в системе Hg^{199} при внезапном выключении поля H_1, зарегистрированный по модуляции поглощения поперечного луча света.

Следует подчеркнуть, что сигнал этого типа вполне аналогичен по характеру наблюдаемого явления сигналу, получаемому в технике ядерного магнитного резонанса радиоэлектрическими методами. Это

позволило воспользоваться для исследования оптически ориентированных систем всеми разработанными ранее стационарными и нестационарными

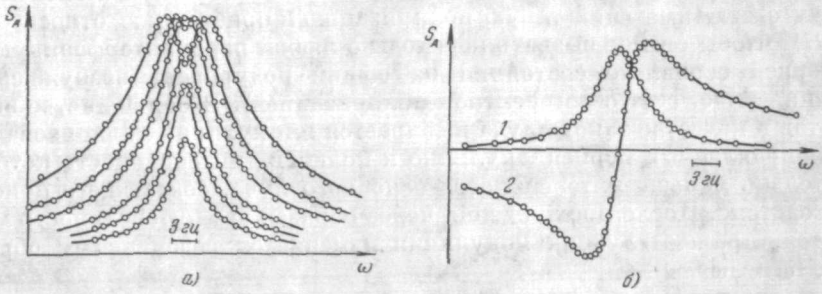

Рис. 1. *а*) Зависимость амплитуды модуляции интенсивности света от частоты ω поля $H_1(t)$ вблизи резонанса ядер Hg^{199} при различных значениях H_1 [8]. *б*) Аналогичная зависимость для компонент модуляции в квадратуре (*1*) и в фазе (*2*) с радиочастотным полем. Амплитуда сигнала S_A дана в относительных единицах.

методами радиоспектроскопии (медленное прохождение [7, 8], адиабатически быстрое прохождение [35], импульсное радиочастотное возбуждение [8, 36], спиновое эхо [37] и т. д.).

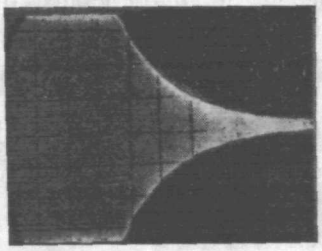

Рис. 2. Осциллограмма свободного затухания когерентности в системе ядер Hg^{199} после выключения радиочастотного поля [8].

Естественно, что для спинов $J_g > 1/2$ уравнения движения матрицы плотности и соответствующие выражения для S_A существенно усложняются и не могут быть интерпретированы столь простым образом. Наблюдаемый сигнал модуляции поглощения отражает в этом случае всю совокупность интерференционных явлений в сложной суперпозиции состояний. Тем не менее в некоторых частных случаях модуляция поглощения поперечного луча отражает характер изменения средних по ансамблю поперечных компонент электронной или ядерной намагниченности [38].

Так же как и в случае двойного радиооптического резонанса, взаимодействие с полем H_1 приводит к уширению линий магнитного резонанса, что является особенностью, присущей методу создания когерентности перпендикулярным к $\mathbf{H}_0$ радиочастотным полем.

3. Концепция атома, «одетого» радиочастотным полем

Совсем недавно для единой интерпретации ряда интерференционных эффектов, имеющих место при взаимодействии атомов с радиочастотными полями, Коэном-Таннуджи [78, 79] была предложена новая теория, основанная на концепции атома, «одетого» электромагнитным полем. Эта теория, по существу, применима для решения всех задач, где рассматривается взаимодействие атома с двумя электромагнитными полями, одно из которых является достаточно интенсивным, а другое слабым. На природу этих полей не накладывается никаких ограничений, и они могут быть либо оптическими, либо радиочастотными *).

*) Этот метод уступает в общности, а в ряде случаев менее удобен в применениях, чем метод квазистационарных состояний Я. Б. Зельдовича [83].

В частности, при рассмотрении двойного радиооптического резонанса одно поле является оптическим, а второе — радиочастотным. Для определенности обозначим через C_1 сильное радиочастотное поле, а C_2 — слабое оптическое. Взаимодействие поля C_2 с совокупной системой «атом + C_1» *) описывается с позиций квантовой теории излучения.

Рассмотрим для простоты атом, обладающий в возбужденном состоянии моментом $J = 1/2$ и находящийся в постоянном поле $\mathbf{H}_0$ и в перпендикулярном к $\mathbf{H}_0$ радиочастотном поле $\mathbf{H}_1(t)$, частота которого близка к $\omega_e = \gamma_e H_0$. Тогда гамильтониан совокупной системы можно записать в виде

$$\mathscr{H} = \omega_e J_z + \omega a^+ a + \lambda (a + a^+) J_x \ldots,$$

где первый член характеризует зеемановскую энергию атома, второй — энергию поля C_1 (a^+ и a — операторы создания и уничтожения радиочастотного фотона), а третий член — энергию связи атома с полем C_1 (λ — константа связи). Если $\langle n \rangle$ и $\langle H_1 \rangle$ — среднее число фотонов и средняя амплитуда поля C_1, то

$$\gamma \langle H_1 \rangle = 2\lambda \langle n \rangle^{1/2}.$$

Собственными состояниями оператора $\mathscr{H}_0 = \omega_0 J_z + \omega a^+ a$ являются состояния с энергиями $(\pm \omega_e/2) + n\omega$, где n — число фотонов радиочастотного поля. Диаграмма уровней, соответствующих этим состояниям, приведена на рис. 3 штриховыми линиями. Энергия связи $V = \lambda J_x (a + a^+)$ обычно меньше $\mathscr{H}_0$, вследствие чего влияние члена V на систему существенно лишь в точках пересечения уровней гамильтониана $\mathscr{H}_0$, т. е. при $\omega_e = p\omega$. Ход уровней полного гамильтониана $\mathscr{H}$ представлен на рис. 3 сплошными линиями.

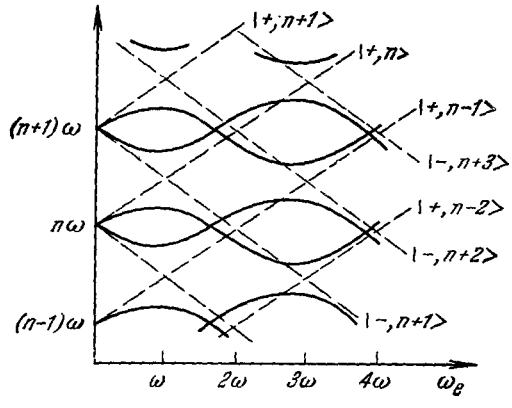

Рис. 3. Диаграмма энергетических уровней системы «атом + радиочастотное поле».
По оси ординат отложена энергия в относительных единицах.

Анализ, который не будет здесь воспроизводиться и который может быть выполнен с помощью теории возмущений либо с использованием фейнмановских диаграмм, как это сделано в работе [78], приводит к следующим выводам.

Если оптическое возбуждение имеет некогерентную поляризацию (например, σ^-), то поглощение оптического фотона переводит систему в чистое состояние гамильтониана $\mathscr{H}$, и вблизи точки $\omega_0 = 3\omega$ имеется определенная вероятность перехода атома из состояния $|-1/2\rangle$ в состояние $|+1/2\rangle$ с реальным поглощением трех радиочастотных фотонов и с дальнейшим испусканием оптического σ^+-фотона. Это явление, изученное ранее Винтером [80] и получившее название «многоквантовых» переходов, может быть истолковано, таким образом, как антипересечение уровней атома, «одетого» радиочастотным полем.

Аналогично могут быть интерпретированы «четные» резонансы $\omega_0 + 2q\omega$ в условиях «поперечной накачки» [74, 81], с тем отличием, что переходы между подуровнями системы «атом + поле C_1» являются

*) Объединение атома и поля C_1 в одну систему, взаимодействующую с полем C_2, послужило основанием для названия этой теории.

виртуальными. В обоих случаях теория позволяет количественно вычислить как форму резонансных кривых, так и их положение с учетом радиационного сдвига. Интересной особенностью этой теории являются равные возможности для описания когерентных эффектов как в возбужденном, так и в основном состоянии. Если поле C_1 прикладывается к атомам, находящимся в основном состоянии, то все рассуждения полностью сохраняются, если рассматривать оптическое поле C_2 не в виде фотонов, поглощаемых атомами, а в виде «дырок», оставляемых оптическим возбуждением в основном состоянии.

С этих же позиций удается полностью описать оптическое детектирование параметрического резонанса, когда поля $\mathbf{H}_1(t)$ и $\mathbf{H}_0$ параллельны. Отметим только, что в этом случае энергетическая диаграмма имеет вид, отличный от представленного на рис. 3, и содержит только «пересечения» уровней.

Если радиочастотное поле $H_1(t)$ столь велико, что взаимодействие V нельзя считать слабым, анализ может быть выполнен в замкнутом виде только вблизи $\omega_0 \sim 0$. Тогда зеемановский член $\gamma H_0 J_z$ можно считать слабым возбуждением и по отношению к невозмущенному гамильтониану $\mathscr{H}'_0 = \omega a^+ a + \lambda J_x (a + a^+)$. В работе [82] показано, что магнитный момент такого «одетого» атома может сильно отличаться от магнитного момента свободного атома, причем зависимость их отношения от амплитуды радиочастотного поля описывается функцией Бесселя $J_0(\omega_1/\omega)$. Экспериментальное исследование в основном состоянии атомов Hg^{199} полностью подтвердило теоретические расчеты.

Наконец, концепция «одетого» атома позволила теоретически предсказать возможность передачи когерентности при обменных столкновениях между атомами, обладающими резко отличающимися гиромагнитными отношениями, при условии изменения факторов Ланде этих атомов дополнительным радиочастотным полем. В настоящее время делаются попытки подтвердить этот эффект экспериментально.

VI. СОХРАНЕНИЕ РАДИОЧАСТОТНОЙ КОГЕРЕНТНОСТИ В ЦИКЛЕ ОПТИЧЕСКОЙ ОРИЕНТАЦИИ

Цикл оптической ориентации атомов состоит из трех элементарных стадий: 1) поглощение резонансного фотона и переход атома в возбужденное состояние, 2) эволюция атомной системы в возбужденном состоянии в течение времени жизни и 3) спонтанное испускание фотона и возвращение атома в основное состояние. Частичное сохранение радиочастотной когерентности в течение всего цикла является одной из важнейших особенностей интерференционных явлений в оптически ориентированных системах. При определенных условиях фазовые соотношения, установленные между состояниями различных атомов с помощью внешнего возмущения, могут быть сохранены в процессах поглощения и спонтанного испускания оптических фотонов, в результате чего в свете резонансной флуоресценции появятся биения интенсивности с частотой магнитного резонанса в основном состоянии.

Возникновение этих биений можно обосновать теоретически, пользуясь выражением (7) для света флуоресценции и уравнениями движения матрицы плотности $\rho_{mm'}$ (11), из которых следует, что эволюция во времени возбужденного состояния связана с эволюцией основного состояния. Чтобы проинтегрировать (11), нужно знать элементы матрицы плотности $\rho_{\mu\mu'}$, которые записываются в общем виде как

$$\rho_{\mu\mu'} = \exp\left[-i(\mu - \mu')\,\omega_g t\right] \rho'_{\mu\mu'}(t). \tag{15}$$

Зависимость $\rho'_{\mu\mu'}(t)$ от времени является экспоненциальной с постоянной времени T_p, определяемой только интенсивностью оптического возбуждения. Оставаясь в рамках предположения о малости вероятности индуцированных оптических переходов по сравнению с вероятностью спонтанных переходов, т. е. при условии $T_p \gg 1/T$, получим

$$\rho_{mm'}(t) = \frac{1}{T_p} \sum_{\mu\mu'} \frac{\langle J_e m \mid \mathbf{e}_{q_0}\mathbf{D} \mid J_g \mu\rangle \langle J_e m' \mid \mathbf{e}_{q_0}\mathbf{D} \mid J_g \mu'\rangle^*}{\Gamma + i\,[(m-m')\,\omega_e - (\mu-\mu')\,\omega_g]} \rho_{\mu\mu'}(t). \qquad (16)$$

Из (16) следует, что зависимость матрицы плотности возбужденного состояния от времени содержит гармонические составляющие с частотами $\omega_g(\mu-\mu')$ основного состояния. Этот результат не должен казаться удивительным, несмотря на то что собственная частота эволюции подуровней

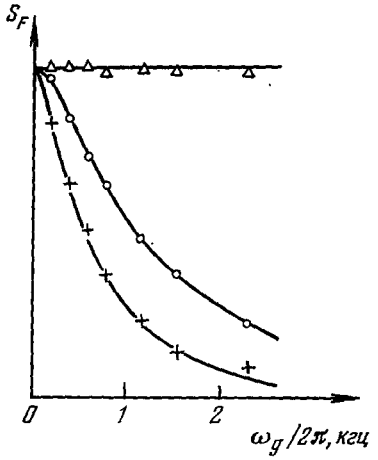

Рис. 4. Зависимость амплитуды модуляции света флуоресценции Hg^{199} на частоте ω_g от величины зеемановского расщепления в основном состоянии [8].
Возбуждение компонентой СТС $F = 1/2$: Δ — поляризация e_{q_0} когерентна, e_q некогерентна; + — поляризация e_{q_0} некогерентна, e_q когерентна; возбуждение компонентой СТС $F = 3/2$. ○ — поляризация e_{q_0} некогерентна, e_q когерентна.

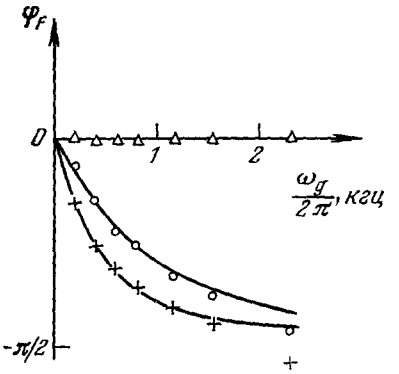

Рис. 5. Зависимость фазы модуляции света флуоресценции Hg^{199} на частоте ω_g от величины зеемановского расщепления в основном состоянии [8].
Обозначения те же, что и на рис. 4.

возбужденного состояния отлична от ω_g. Для качественного объяснения эффекта можно использовать аналогию со связанными осцилляторами, имеющими различные константы затухания T_p и $1/\Gamma$ и различные собственные частоты. Если частота вынужденных колебаний первого осциллятора ω_g (основное состояние) лежит в пределах ширины полосы второго осциллятора (возбужденное состояние) и сдвинута от его центральной частоты ω_e на интервал меньше Γ, то становится возможным возбуждение вынужденных колебаний второго осциллятора на частоте ω_g. Поскольку, однако, эта частота не является собственной частотой возбужденного состояния, будет иметь место определенный фазовый сдвиг между движением $\rho_{\mu\mu'}$ и $\rho_{mm'}$, причем этот сдвиг должен быть функцией разности частот ω_e и ω_g, т. е. будет зависеть от магнитного поля H_0. Таким образом, если $\rho_{\mu\mu'} \neq 0$ (имеет когерентность в основном состоянии), то $\rho_{mm'}$ испытывает вынужденное движение на частоте основного состояния (перенос когерентности из основного состояния в возбужденное) и, следовательно, в соответствии

с (7) в свете флуоресценции могут наблюдаться биения с частотой $\omega_g(\mu - \mu')$.

Определим условия, необходимые для наблюдения этого явления. Пусть $\mu \neq \mu'$ и $m = m'$, что означает наличие связи между населенностью ρ_{mm} возбужденного состояния и когерентностью $\rho_{\mu\mu'}$ основного состояния. Из (7) и (8) видно, что для этого нужно осуществить оптическое возбуждение светом с когерентной поляризацией $\mathbf{e}_{q_0}$. Таким образом, продольный угловой момент возбужденного состояния оказывается связанным с поперечным моментом основного состояния и осциллирует с частотой $\omega_g(\mu - \mu')$. Чтобы обнаружить эти осцилляции, следует регистрировать свет флуоресценции с некогерентной поляризацией $\mathbf{e}_g$ (π, σ^+, или σ^-).

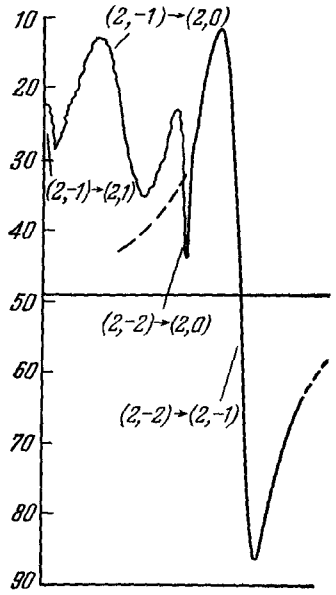

Рис. 6. Спектр биений света флуоресценции атомов Na^{23} на частоте магнитного резонанса в основном состоянии [39].

Запись сделана после синхронного детектирования.

Наличие когерентности $\rho_{\mu\mu'}$ в основном состоянии может также вызвать вынужденное изменение и недиагональных элементов $\rho_{mm'}$ (при $m \neq m'$) возбужденного состояния. Если для упрощения интерпретации считать поляризацию оптического возбуждения некогерентной, то матричные элементы $\rho_{\mu\mu'}$ уже не могут быть связаны с ρ_{mm}, т. е. продольный момент возбужденного состояния не испытывает вынужденного движения. Однако, как показано выше, такое движение испытывают поперечные составляющие моменты, т. е. $\rho_{mm'}$. Оно может быть обнаружено, если поляризация регистрируемого света флуоресценции является когерентной.

В обоих рассмотренных случаях интерференция в возбужденном состоянии, регистрируемая по биениям света флуоресценции на частоте основного состояния является индуцированной. Она существенна только тогда, когда разность собственных частот $\omega_e - \omega_g$ не слишком велика по сравнению с Γ, в результате чего амплитуда и фаза биений являются функциями внешнего магнитного поля H_0.

Сохранение когерентности при оптических переходах между основным и возбужденным состояниями было доказано экспериментами в парах Hg^{199} [8], Na^{23} [39], и Rb (см. [40]). Модуляция света флуоресценции была обнаружена как в случае его когерентной (связь $\rho_{\mu\mu'}$ с $\rho_{mm'}$), так и в случае некогерентной поляризации (связь $\rho_{\mu\mu'}$ с ρ_{mm}). Зависимости амплитуды биений S_F (рис. 4) и их фазы (рис. 5) от постоянного магнитного поля при различных поляризациях возбуждающего света $\mathbf{e}_{q_0}$ и света флуоресценции $\mathbf{e}_q$ демонстрируют прекрасное совпадение результатов эксперимента с теоретическими кривыми, изображенными сплошными линиями. В парах Na^{23} по биениям флуоресценции на частоте магнитного резонанса в основном состоянии удалось четко разрешить зеемановскую структуру линии резонанса (рис. 6) *), а также обнаружить биения на удвоенной частоте $2\omega_g$, предсказанные теоретически.

*) Записи сигналов различных когерентных эффектов, которые будут приведены в дальнейшем, получены с использованием различных экспериментальных методов. Поскольку описание этих методов выходит за рамки статьи, способ получения экспериментальных кривых указываться не будет, а образцы записи сигналов будут даны с целью демонстрации существования эффекта и возможности его наблюдения с обязательной ссылкой на оригинальную работу.

VII. ПЕРЕДАЧА РАДИОЧАСТОТНОЙ КОГЕРЕНТНОСТИ ПРИ СПИНОВОМ ОБМЕНЕ

Биения света флуоресценции на частоте зеемановских переходов в основном состоянии связаны с сохранением радиочастотной когерентности в пределах одного атома при оптических переходах между основным и возбужденным состояниями. Весьма сходное явление может наблюдаться также и при взаимодействии различных атомов, в том числе и при столкновениях атомов различных элементов, если эти столкновения сопровождаются спиновым обменом.

Само явление спинового обмена хорошо известно [41, 42]. Использование оптической ориентации атомов и ядер в значительной степени обогатило методику экспериментального исследования спинового обмена [43, 44] и привело к разработке детальной теории этого явления [45]. В подавляющем большинстве известных экспериментов с использованием спинового обмена рассматривался механизм передачи лишь продольного углового момента от одной системы атомов к другой, а методика обнаружения этого явления соответственно базировалась на измерении средней интенсивности света, прошедшего через систему. При этом молчаливо предполагалось, что вероятность передачи поперечной компоненты момента пренебрежимо мала вследствие большой разницы между частотами переходов во взаимодействующих атомных системах.

Дальнейшее развитие техники эксперимента привело к обнаружению модуляции света линии 10 830 Å, прошедшего через ячейку, заполненную изотопом He^3 [46], на частоте ядерного резонанса He^3 в основном состоянии 1^1S_0. Поглощение же света производится атомами, находящимися в метастабильном 2^3S_1-состоянии. Рафф и Карвер [47] описали подобный эксперимент в системе Na — H, где интенсивность резонансного излучения Na модулировалась с частотой магнитного резонанса атомов водорода.

Как уже отмечалось ранее, наличие биений в поглощенном или переизлученном атомной системой свете свидетельствует о существовании когерентной суперпозиции атомных состояний поглощающей или излучающей системы. Однако если характерная частота биений равна частоте другой системы, находящейся в условиях магнитного резонанса, это неизбежно является следствием передачи когерентности между системами в процессе спино-обменного взаимодействия.

Квантовая теория явления сохранения радиочастотной когерентности при спиновом обмене [48] основана на общей теории спин-обменных столкновений [45] с учетом взаимодействия одной из сталкивающихся подсистем с оптическим полем резонансного излучения. Несмотря на то, что теоретическое рассмотрение в [48] выполнено для частного случая столкновения атомов He^3, его выводы могут быть обобщены и на другие атомные системы.

Предполагается, что столкновение является сильным (сечение спинового обмена $\sim 10^{-14}$ *см*^{2}) и может привести к обмену как электронными спинами, так и энергией возбуждения:

$$He^3 + He^{3*} \rightarrow He^{3*} + He^3.$$

Благодаря малой длительности столкновения по сравнению с величиной, обратной константе сверхтонкой структуры в основном состоянии ΔW, и периодом прецессии во внешнем поле H_0, ядерный спин каждого атома сохраняет свою мгновенную ориентацию после обменного процесса и восстанавливает связь с «новым» электроном, входящим в метастабильный атом. В результате прецессионное движение на ядерной частоте передается атомам He^{3*}, что приводит к модуляции поглощенного ими света. Поскольку частоты прецессии He^3 и He^{3*} значительно отличаются,

величина эффекта сохранения когерентности должна определяться соотношением между разностью этих двух частот и параметром затухания.

Для построения теории передачи когерентности в процессе спинового обмена используются уравнения движения для матрицы плотности метастабильных атомов $\rho_{\mu\mu'}$ в присутствии оптического поля резонансного излучения, подобные (9), но дополненные с учетом изменения $\rho_{\mu\mu'}$ при обменных столкновениях. Не приводя деталей математических вычислений, которые могут быть найдены в оригинальной работе [48], мы остановимся здесь лишь на обсуждении некоторых результатов теоретического анализа.

Математически влияние спинового обмена на матрицу плотности $\rho_{\mu\mu'}(t)$ состоит в том, что после столкновения она записывается через матрицу плотности основного состояния с присущей ей временно́й зависимостью $\exp\{(g-g')\,\omega_g t\}$. Поскольку поглощенный атомами He^{3*} свет пропорционален $\rho_{\mu\mu'}(t)$, его интенсивность должна гармонически изменяться с частотой $\omega \approx \omega_g$ магнитного резонанса в основном состоянии.

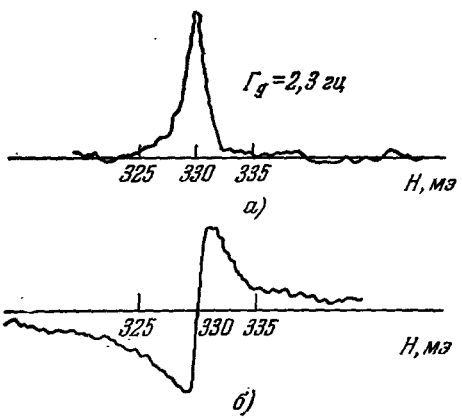

Рис. 7. Сигнал магнитного резонанса ядер He^3, зарегистрированный по модуляции света, поглощенного метастабильными атомами He^{3*}: *а*) в квадратуре с полем H_1 и *б*) в фазе с H_1 [48].

В работе [48] получен явный вид для сигнала поглощения S_A сверхтонкой компоненты $F = 1/2$ резонансной линии ортогелия:

$$S_A \approx \frac{\text{const}}{\Gamma_\mu \Gamma_g}\left\{\text{const} + \frac{\omega_1 \Delta\omega}{\Delta\omega^2+\omega_1^2+\Gamma_g^2}\times\right.$$
$$\left.\times\cos\omega t + \frac{\Gamma_g\omega_1}{\Delta\omega^2+\omega_1^2+\Gamma_g^2}\sin\omega t\right\}, \tag{17}$$

где $\omega_1 = \gamma H_1$, $\Delta\omega = \gamma(H - H_0)$, а Γ_μ и Γ_g — константы затухания метастабильного и основного состояний. Выражение (17) получено при условии, что для метастабильных атомов $\gamma_\mu H_0 \ll \Gamma_\mu$. Если это условие не выполняется, то в пределе, когда $\gamma_\mu H_0 > \Gamma_\mu$, амплитуда модуляции на частоте ω_g уменьшается в $\gamma_\mu H_0/\Gamma_\mu$ раз.

Сигнал этого типа был обнаружен [48] по модуляции циркулярно поляризованного света с длиной волны 10 830 Å (рис. 7). Кривые резонанса имели характерную форму кривых поглощения (*а*) и дисперсии (*б*), совпадающую с теоретической (17). Зависимость величины эффекта от соотношения расстройки $\Delta\omega$ и ширины Γ_μ метастабильного состояния также была подтверждена результатами эксперимента. Несмотря на то, что в этой работе отношение $\gamma_\mu H_0/\Gamma_\mu$ было равно ~ 8, сигнал передачи когерентности при спиновом обмене все же наблюдался, что свидетельствует об эффективности этого процесса.

VIII. ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ, ВОЗНИКАЮЩИЕ ПРИ МОДУЛЯЦИИ ПОСТОЯННОГО ПОЛЯ

Фаза φ_i недиагональных элементов матрицы плотности $\rho_{mn}^{(i)}$ отдельного атома, по определению, равна

$$\varphi_i = \varphi_0 + \omega_{mn}(t - t_0). \tag{18}$$

В этом выражении начальный момент времени t_0 и начальная фаза φ_0 представляют собой, вообще говоря, случайные величины, и если не при-

нято специальных мер для установления корреляции этих величин для разных атомов, при усреднении по ансамблю они обращаются в нуль. Синфазность по ансамблю может быть установлена путем фиксирования момента времени t_0 перевода атома в суперпозиционное состояние, что подробно было рассмотрено в работах [49, 59]. Другая возможность заключается в фиксации фазы φ_0 возбуждения [51, 52]. Наконец, существует еще один способ воздействия на фазу φ_i с целью создания условий для синфазности элементов $\rho_{mn}^{(i)}$. Он состоит в модуляции частоты ω_{mn} переменным магнитным полем, направленным вдоль поля H_0 при соответствующем оптическом возбуждении [53].

1. Параметрический резонанс в возбужденном состоянии

Радиочастотное поле, осциллирующее в направлении $\mathbf{H}_0$, не может само по себе перевести атом в суперпозиционное состояние, поскольку атомные переходы под действием такого поля запрещены. Однако действие его, совместное с оптическим возбуждением, переводит атомы в когерентную суперпозицию интерферирующих состояний. В этом процессе имеется когерентность по ансамблю, тогда как оптическое излучение возбуждает атомы в суперпозиционное состояние, вследствие чего оно по необходимомости должно иметь когерентную смесь $\sigma^{\pm}$-, π-поляризаций.

Для простоты рассмотрим атомную систему, обладающую одним подуровнем в основном ($J_g = 0$) и тремя подуровнями в возбужденном состоянии ($J_e = 1$). Если ширина спектра возбуждения много больше зеемановского расщепления возбужденного состояния, то в отсутствие осциллирующего поля атомы возбуждаются на все три подуровня $m = 0, \pm 1$ независимыми гармониками и фазы соответствующих состояний остаются произвольными *).

Если поле H_0 модулировано с частотой Ω, то возможна такая ситуация, когда магнитные подуровни возбуждаются одной оптической гармоникой с участием одного или нескольких радиочастотных квантов [17, 54]. Когерентность по ансамблю атомов вносится тем, что фаза оптической волны одинаково входит при возбуждении всех подуровней, а разность фаз состояний определяется только фазой когерентного радиочастотного поля. Если частота поля кратна частоте переходов между подуровнями, то когерентность также будет вноситься в систему, но при поглощении соответствующего числа радиочастотных квантов. Однако следует помнить, что указанные радиочастотные переходы в силу закона сохранения энергии должны совершаться без изменения состояния радиочастотного поля, во всяком случае, за время порядка времени жизни атома в возбужденном состоянии (виртуальные переходы). Это означает, что за время $\Delta t \sim 1/(\Delta E)$ виртуально поглощенные радиочастотные кванты должны быть возвращены полю [54]. При возвращении атомов в основное состояние будет высвобождаться такое количество квантов, которое в состоянии восполнить виртуально поглощенную энергию, но не обязательно должно быть равным числу поглощенных. Этот механизм приводит к появлению в свете флуоресценции биений не только на частоте модуляции, но и на кратных ей.

---

*) Вообще говоря, нельзя отрицать существования корреляции между различными гармониками оптического излучения в пределах ширины спектра возбуждающей линии. Недавняя работа по изучению естественной когерентности в излучении Xe подтверждает это [55]. Но эта корреляция настолько слаба, что для ее наблюдения требуется специально подготовленный эксперимент.

Простое теоретическое рассмотрение подтверждает эти качественные выводы. Добавим к правой части уравнения (11) для матрицы плотности возбужденного состояния выражение, описывающее влияние радиочастотного поля H_1:

$$-i\,[\omega_1 J_z \rho]\cos\Omega t, \quad \text{где} \quad \omega_1 = \gamma_e H_1. \tag{19}$$

Тогда уравнение для $\rho_{mm'}$ запишется в виде

$$\frac{d\rho_{mm'}}{dt} = -\Gamma\rho_{mm'} + NT_p^{-1}F_{mm'} - i\,[\mathscr{H}, \rho]_{mm'}, \tag{20}$$

где

$$\mathscr{H} = (\omega_e + \omega_1\cos\Omega t)\,J_z.$$

Решая его и подставляя результат в (7), получим [53]

$$S_F = \frac{3\Gamma N}{8\pi T_p}\sum_{mm'}\sum_{nk} G_{mm'}F_{mm'}\frac{J_n(z)\,J_{n+k}(z)}{\Gamma + i\,[\omega_e(m-m') - n\Omega]}\times \\ \times\exp(ik\Omega t), \tag{21}$$

где $J_n(z)$ — функция Бесселя первого рода от аргумента $z = \omega_1(m - m')/\Omega$.

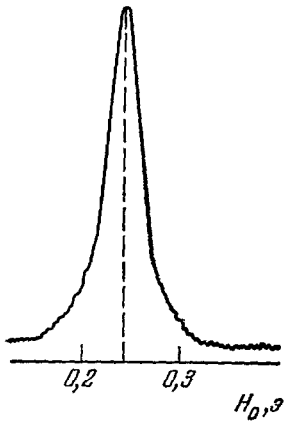

Рис. 8. Запись сигнала биений флуоресценции атомов Cd вблизи резонанса в возбужденном $^3P_1$-состоянии при резонансной модуляции магнитного поля [53].

Из выражения (21) видно, что свет флуоресценции содержит гармоники с частотами $k\Omega$. Их амплитуды резонансным образом зависят от расстройки и максимальны при $\omega_e(m - m') - n\Omega = 0$.

При $m = m'$ биения исчезают, что свидетельствует о необходимости применения оптического возбуждения с когерентной поляризацией, поскольку только в этом случае матрица возбуждения $F_{mm'}$ отлична от нуля при $m \neq m'$. Знаменатель выражения (21) не содержит амплитуды радиочастотного поля (радиочастотное уширение), поскольку реальное поглощение радиочастотных фотонов отсутствует.

Существование параметрического резонанса было доказано экспериментально в парах Cd [53], где наблюдалась интерференция подуровней $m = \pm 1$, 5^3P_1-состояния. Оптическое возбуждение осуществлялось линейно поляризованным резонансным излучением от кадмиевой лампы, распространявшимся в направлении постоянного магнитного поля. В работе изучалась составляющая света флуоресценции, модулированная с частотой модуляции магнитного поля вблизи $2\omega_e = \Omega$. Форма сигнала резонанса приведена на рис. 8. Ширина параметрического резонанса определялась целиком временем жизни атома в возбужденном состоянии и была равна $4{,}2\cdot 10^6$ *сек*$^{-1}$. Уширения линии резонансного сигнала радиочастотным полем обнаружено не было.

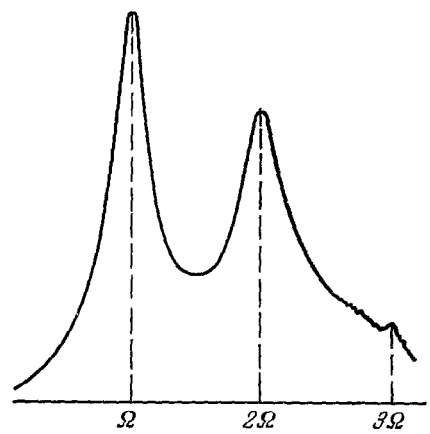

Рис. 9. Запись сигналов параметрического резонанса в состоянии $^3P_1$ атомов Cd, соответствующих условию $\omega_e = n\Omega$ при $n = 1, 2, 3$ [53].

Были также исследованы резонансы высших порядков, приведенные на рис. 9. Положение максимумов биений хорошо согласуется с теоретически предсказанным. Однако амплитуда второго резонанса несколько завышена по сравнению с расчетной, что обусловлено вкладом в наблю-

даемый сигнал двойного радиооптического резонанса, возникающего вследствие неточной параллельности полей $\mathbf{H}_0$ и $\mathbf{H}_1(t)$.

Аналогичные исследования были проведены в работах [17] на атомах Hg^{199}. Была исследована зависимость амплитуды сигналов пяти гармоник света флуоресценции от глубины модуляции постоянного магнитного поля. Экспериментальные результаты находятся в хорошем согласии с теоретическими предсказаниями.

2. Параметрический резонанс в основном состоянии

Аналогичным образом можно объяснить возникновение когерентной суперпозиции атомных состояний при модуляции зеемановского расщепления невозбужденных атомов. Если оптическое излучение имеет когерентную поляризацию, то в отсутствие радиочастотного поля, осциллирующего в направлении $\mathbf{H}_0$, возбуждение осуществляется некоррелированными его компонентами. При наличии $H_1(t)$ возможно возбуждение атома одной оптической гармоникой с одновременным виртуальным поглощением n радиочастотных квантов. Установленные таким образом фазовые соотношения между магнитными подуровнями вследствие циркуляции когерентности не исчезнут полностью при переходе атома в возбужденное состояние, если $\Gamma \gg \omega_g$. По истечении времени жизни атомы вернутся в основное состояние, привнося в него когерентность, созданную при возбуждении.

Если модуляция света флуоресценции является следствием неопределенности канала спонтанного испускания, то в данном случае неопределенность канала возбуждения приведет к модуляции поглощения. Существенным моментом явления параметрического резонанса в основном состоянии является необходимость выполнения условий для сохранения когерентности при оптических переходах.

Теоретическое рассмотрение может быть выполнено на основе уравнения (9) для матрицы плотности основного состояния:

$$\frac{d\rho_{\mu\mu'}}{dt} = -i\,[\mathscr{H}, \rho]_{\mu\mu'} + \frac{1}{T_p}\sum_{\mu'',\,\mu'''} B^{\mu\mu'}_{\mu''\mu'''}\,\rho_{\mu''\mu'''} - \frac{1}{T_p}F_{\mu\mu}\rho_{\mu\mu} + \beta\delta_{\mu\mu'} - \frac{1}{T}\rho_{\mu\mu'}, \quad (22)$$

где

$$\mathscr{H} = (\omega_g + \omega_1 \cos \Omega t)\, Jz.$$

Здесь опущены члены, связанные с затуханием когерентности за счет оптического возбуждения; $1/T$ — время релаксации, введенное общепринятым способом [56], β — скорость регенерации подуровней, определяемая механизмом тепловой релаксации. Уравнение (22) является уравнением с переменными коэффициентами, которое может быть решено путем последовательных приближений по возмущению. Ограничиваясь поправкой первого порядка по оптическому возмущению, получим

$$\rho_{\mu\mu'}(t) = \frac{\beta T}{T_p}\sum_{\mu'',\,\mu'''}\sum_{n,\,k}\frac{J_{(n+k)}(z)\,J_n(z)\,B^{\mu\mu'}_{\mu''\mu'''}}{T^{-1} + i\,\{\omega_g(\mu-\mu') - n\Omega\}}\exp(ik\Omega t). \quad (23)$$

Это выражение подтверждает сделанное выше утверждение о том, что когерентность в основном состоянии создается только при условии сохранения когерентности в оптических переходах, т. е. при отличных от нуля коэффициентах $B^{\mu\mu'}_{\mu''\mu'''}$. Обнаружить эту когерентность по изменению интенсивности света, создающего разность населенностей магнитных подуровней системы, принципиально нельзя, ибо в этом случае $\mu = \mu'$, и зависящие от времени члены исчезают. Для этого следует использовать

дополнительный луч с когерентной поляризацией. Тогда

$$S_A = \frac{\beta T}{T_p T_p^{\alpha}} \sum_{\mu\mu',\, \mu''\mu'''} \sum_{n,\, k} \frac{J_{n+k}(z)\, J_n(z)}{T^{-1} + i\,\{\omega_g(\mu-\mu') - n\Omega\}} B^{\mu\mu'}_{\mu''\mu'''} F^{\alpha}_{\mu\mu'} \exp(ik\Omega t), \quad (24)$$

где индекс α относится к дополнительному лучу. Таким образом, сигнал поглощения S_A для этого луча содержит гармоники с частотами $k\Omega$ и обнаруживает свойства, аналогичные свойствам параметрического резонанса в возбужденном состоянии.

Параметрический резонанс в основном состоянии подробно изучен экспериментально на парах цезия [57] и ртути [74], причем было получено вполне удовлетворительное согласие экспериментальных и теоретических результатов.

IX. СОЗДАНИЕ РАДИОЧАСТОТНОЙ КОГЕРЕНТНОСТИ МОДУЛИРОВАННЫМ ПО ИНТЕНСИВНОСТИ ОПТИЧЕСКИМ ВОЗБУЖДЕНИЕМ

Известно, что в излучении, интенсивность которого модулирована с частотой Ω, гармоники основной частоты ω' и боковых $\omega' \pm \Omega$ коррелированы. Таким образом, возбуждение атомной системы модулированным светом может установить определенные фазовые соотношения между различными подуровнями возбужденного состояния.

Теоретическое описание этого явления также может быть основано на уравнениях движения (11). Поскольку ориентация атомов в основном состоянии не является в данном случае обязательной, то удобно считать все населенности $\rho_{\mu\mu'}$ одинаковыми и равными $N/(2J_g + 1)$. Единственной величиной, зависящей от интенсивности возбуждения, является $1/T_p$. Будем считать ее функцией времени, изменяющейся с частотой модуляции Ω. Тогда

$$\frac{d\rho_{mm'}}{dt} = -\Gamma\rho_{mm'} - i\,[\omega_{e1}\rho]_{mm'} + \frac{N}{2J_g+1}\,\frac{F_{mm'}}{T_p}, \quad (25)$$

где $1/T_p = K_0(1 + \varepsilon\cos\Omega t)$, ε — индекс модуляции света. Решение этого уравнения имеет вид

$$\rho_{mm'} = \frac{NK_0}{2J_g+1} F_{mm'} \left\{ \frac{1}{\Gamma + i\omega_e(m-m')} + \frac{\varepsilon}{2}\,\frac{\exp(i\Omega t)}{\Gamma + i\,[\omega_e(m-m') + \Omega]} + \right.$$
$$\left. + \frac{\varepsilon}{2}\,\frac{\exp(-i\Omega t)}{\Gamma + i\,[\omega_e(m-m') - \Omega]} \right\}. \quad (26)$$

Подставляя (26) в (7), замечаем, что интенсивность света флуоресценции

$$S_F = \frac{3}{8\pi}\,\frac{\Gamma N K_0}{2J_g+1} \sum_{mm'} G_{mm'} F_{mm'} \left\{ \frac{1}{\Gamma + i\omega_e(m-m')} + \right.$$
$$\left. + \frac{\varepsilon}{2}\,\frac{\exp(i\Omega t)}{\Gamma + i\,[\omega_e(m-m') + \Omega]} + \frac{\varepsilon}{2}\,\frac{\exp(-i\Omega t)}{\Gamma + i\,[\omega_e(m-m') - \Omega]} \right\} \quad (27)$$

испытывает биения с частотой Ω; амплитуда сигнала является резонансной функцией расстройки $\omega_e - \Omega$. Интерференционные явления данного типа будут наблюдаться в свете флуоресценции лишь при условии $m \neq m'$, т. е. при когерентном возбуждении и детектировании оптического сигнала.

Первое экспериментальное наблюдение биений на частоте магнитного резонанса в возбужденном состоянии при модулированном оптическом возбуждении было осуществлено в парах кадмия (14). В результате оптических переходов $5\,{}^1S_0 \to 5\,{}^3P_1$, индуцированных линейно поляризованным светом, распространявшимся в направлении постоянного магнитного

поля, возбуждались подуровни $m = \pm 1$, интерференция которых регистрировалась по биениям света, рассеянного под углом 90°. На рис. 10 приведена запись сигнала резонанса, когда частота модуляции интенсивности света Ω равнялась частоте переходов между подуровнями с $m = \pm 1$. В согласии с (27) глубина модуляции света флуоресценции изменяется резонансным образом в зависимости от величины магнитного поля. Ширина резонансной линии в этом случае, как и в условиях параметрического резонанса, не зависит от индекса модуляции возбуждающего света и равна естественной ширине возбужденного состояния.

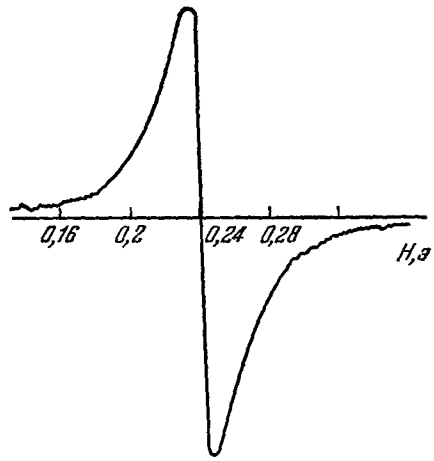

Рис. 10. Зависимость амплитуды биений света флуоресценции атомов Cd от постоянного поля H при модулированном по интенсивности оптическом возбуждении [14].

Модулированное оптическое возбуждение может создать радиочастотную когерентность и в основном состоянии благодаря сохранению когерентности в цикле оптической ориентации. Если частота модуляции Ω близка к частоте зеемановского расщепления в основном состоянии и за время жизни в возбужденном состоянии атомы сохраняют фазовую память, то по возвращении ими будет привнесена когерентность в основное состояние, которая может быть обнаружена, например, по модуляции поглощения вспомогательного луча света [58].

Теоретический анализ этого явления на основе уравнений движения для матрицы плотности в основном состоянии приводит к следующему выражению для $\rho_{\mu\mu'}$ в первом приближении по оптическому возмущению [59]:

$$\rho_{\mu\mu'} = \frac{K_0\beta}{\Gamma_0} \sum_{\mu''} B^{\mu\mu'}_{\mu''\mu''} \left\{ \frac{1}{\Gamma_0 + i\omega_g(\mu-\mu')} + \right.$$
$$\left. + \frac{\varepsilon}{2} \frac{\exp(i\Omega t)}{\Gamma_0 + i[\omega_g(\mu-\mu') + \Omega]} + \frac{\varepsilon}{2} \frac{\exp(-i\Omega t)}{\Gamma_0 + i[\omega_g(\mu-\mu') - \Omega]} \right\}. \quad (28)$$

В соответствии с выражением (5) интенсивность вспомогательного луча света с когерентной поляризацией будет промодулирована с частотой Ω.

Возможность возникновения описанного эффекта впервые была продемонстрирована экспериментально в работе [21] в парах Cs, Rb и He. Интересным результатом этого метода создания когерентности является возможность индуцирования запрещенных переходов между зеемановскими подуровнями, поскольку он не связан с непосредственными переходами между подуровнями основного состояния: переход с одного подуровня на другой происходит через возбужденное состояние и сопровождается установлением корреляционных соотношений между ними. Следует также отметить, что в экспериментах подобного типа ширина линии магнитного резонанса в основном состоянии определяется только процессами тепловой и оптической релаксации.

X. ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ СОСТОЯНИЙ, ВОЗНИКАЮЩАЯ ПРИ ПЕРЕСЕЧЕНИИ И АНТИПЕРЕСЕЧЕНИИ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ УРОВНЕЙ

В предыдущих разделах речь шла исключительно об интерференции невырожденных атомных состояний. Тем не менее интерференционные явления могут иметь место и в суперпозиции вырожденных состояний.

Впервые интерференция вырожденных состояний была обнаружена в экспериментах по исследованию магнитной деполяризации резонансного излучения [60], известной под названием «эффекта Ханле» [61]. Качественная картина явления состоит в следующем. При возбуждении атомной системы линейно поляризованным резонансным излучением в отсутствие внешнего магнитного поля свет флуоресценции имеет такую же поляризацию, как и возбуждающий. Если к системе атомов прикладывается магнитное поле $\mathbf{H}_0$, перпендикулярное к вектору поляризации возбуждающего света, то в направлении поля $\mathbf{H}_0$ наблюдается деполяризация света флуоресценции, зависящая от величины H_0. Этот пример является лишь частным случаем широкого класса явлений, получивших название явлений пересечения и антипересечения энергетических уровней и наблюдающихся, как правило, в сильных магнитных полях.

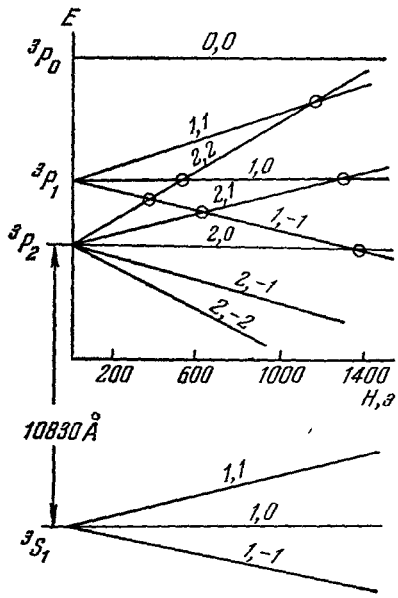

Рис. 11. Диаграмма энергетических уровней атомов гелия.
Точки пересечения уровней тонкой структуры отмечены кружками.

Впервые эффект пересечения был обнаружен в He по резонансному увеличению интенсивности рассеянного света линии 10 830 Å ($2^3P_2 \to 2^3S_1$) в точках пересечения уровней тонкой структуры $^3P_1$ и $^3P_2$, отмеченных на рис. 11 кружками [19]. Физическая картина при пересечении уровней вполне аналогична эффекту Ханле. При сближении уровней на расстояние, меньшее их ширины, когерентное возбуждение их возможно одной оптической гармоникой. Вероятность спонтанного излучения фотона определяется теперь уже волновыми функциями обоих подуровней, что приводит к изменению интенсивности рассеянного света.

Для описания эффекта пересечения применима теория интерференционных явлений, изложенная в предыдущих разделах. Обращаясь к выражению (27) и полагая, что модуляция возбуждения отсутствует ($\varepsilon = 0$), получаем известный результат Брейта [62]

$$S_F = \frac{3\Gamma}{8\pi T_p} \frac{N}{2J_g+1} \sum_{mm'} \frac{F_{mm'} G_{m'm}}{\Gamma - i(\omega_m - \omega_{m'})}, \tag{29}$$

описывающий изменение средней интенсивности света флуоресценции с поляризацией $\mathbf{e}_q$. Здесь ω_m — энергия m-го уровня. Это выражение описывает как эффект пересечения уровней в сильных полях ($\omega_m = \omega_{m'} \neq 0$), так и эффект Ханле ($\omega_m = \omega_{m'} = 0$).

Применение выражения (29) для конкретных частных случаев [63] показало, что оно не только вполне удовлетворительно описывает общий характер наблюдаемого явления, но и позволяет вычислить форму линии сигнала пересечения уровней, являющуюся в общем случае суперпозицией лоренцевой и дисперсионной кривых с шириной Г. Характерной особенностью сигнала пересечения (рис. 12) является практически полное отсутствие источников уширения линии, вследствие чего наблюдаемая в экспериментах ширина линии совпадает с естественной [34]. Единственно возможными источниками уширения являются неупругие столкновения и пере-

ориентация атомов за время жизни в возбужденном состоянии. Однако эти взаимодействия обычно маловероятны, поскольку плотность атомов в образце весьма мала ($\sim 10^{10}$—10^{11} *атомов/см*^{3}).

В работе [65] при исследовании тонкого расщепления ^2P-состояния атомов Li методом пересечения уровней было обнаружено существенное отличие формы наблюдаемого сигнала от теоретической. Как показал детальный анализ, в этом эксперименте впервые наблюдался эффект антипересечения уровней.

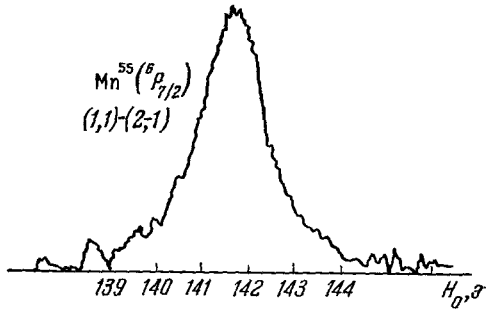

Рис. 12. Запись сигнала пересечения уровней (1, 1) и (2, —1) в состоянии $^6P_{7/2}$ атомов Mn^{55} [64].

Антипересечение имеет место при сближении двух энергетических уровней на расстояние порядка их естественной ширины. Однако если они связаны некоторым взаимодействием (например, сверхтонким взаимодействием), то уровни вообще не могут пересечься. Наиболее полно теория эффекта антипересечения изложена в работах [64-66], вследствие чего здесь будут приведены лишь некоторые наиболее общие рассуждения, существенные для качественной интерпретации явления.

Пусть $\mathscr{H} = \mathscr{H}_0 + \hat{V}$ — гамильтониан системы, где $\hat{V}$ — оператор возмущения, связывающего состояния $|1\rangle$ и $|2\rangle$. Тогда собственными значениями $\mathscr{H}$ будут

$$E_{1,2} = \{(\mathscr{H}_{11} + \mathscr{H}_{22}) \pm [(\mathscr{H}_{11} - \mathscr{H}_{22})^2 + 4\mathscr{H}_{12}^2]^{1/2}\}/2, \qquad (30)$$

где $\mathscr{H}_{ik} \langle i | \mathscr{H}_0 | k\rangle \delta_{ik} + \langle i | V | k\rangle$. Из этого равенства видно, что при условии $\langle i | V | k\rangle \neq 0$ разность энергий $(E_1 - E_2)$ всегда отлична от нуля, т. е. уровни не могут пересечься. Состояния, соответствующие энергиям E_1 и E_2, определяются выражениями

$$|\psi_1\rangle = \cos(\beta/2)\,|1\rangle + \sin(\beta/2)\,|2\rangle,$$
$$|\psi_2\rangle = -\sin(\beta/2)\,|1\rangle + \cos(\beta/2)\,|2\rangle, \qquad (31)$$

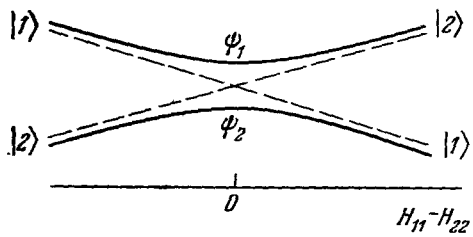

Рис. 13. Положение энергетических уровней возмущенной системы в зависимости от расщепления уровней невозмущенной системы.

где $\operatorname{tg}\beta = 2H_{12}/(H_{11} - H_{22})$, а $|1\rangle$ и $|2\rangle$ — собственные векторы невозмущенного гамильтониана $\hat{\mathscr{H}}_0$. На рис. 13 представлена диаграмма антипересекающихся энергетических уровней, удовлетворяющая равенству (30). В окрестности точки антипересечения состояния атома $|\psi_1\rangle$ и $|\psi_2\rangle$ становятся суперпозицией чистых состояний $|1\rangle$ и $|2\rangle$, что сопровождается изменением характеристик рассеянного света, регистрируемого в эксперименте.

Даже некогерентное возбуждение чистых состояний $|1\rangle$ и $|2\rangle$ приведет к возникновению суперпозиционных состояний $|\psi_1\rangle$ и $|\psi_2\rangle$ в области антипересечения. В этом и заключается основная причина того, что сигналы антипересечения могут наблюдаться для таких уровней, когерент-

ное возбуждение которых запрещено правилами отбора и для которых принципиально не может быть использован метод пересечений.

В ряде работ [20, 65, 67] сигнал антипересечения наблюдался экспериментально. Важным его отличием от формы сигнала пересечения является зависимость ширины линии от энергии возмущения V_{12}. Именно это обстоятельство позволяет использовать метод антипересечения для определения энергии возмущения по известной ширине перехода Г.

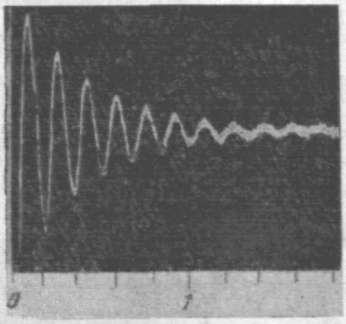

Рис. 14. Сигнал прецессии ядер Hg^{199} в фиктивном магнитном поле, созданном нерезонансным лучом света [67].

Масштаб развертки осциллографа — в *сек*.

В оригинальном эксперименте Дюпон-Рока и др. [68] удалось наблюдать возникновение когерентной суперпозиции состояний Hg^{199} в нулевом магнитном поле при снятии вырождения зеемановских подуровней основного состояния атомов ртути дополнительным оптическим нерезонансным возбуждением (рис. 14). Авторы не только продемонстрировали эквивалентность луча нерезонансного циркулярно поляризованного света некоторому магнитному полю H_S, снимающему вырождение в системе подуровней $|\pm 1/2\rangle$, но и экспериментально измерили энергию подуровней основного состояния при $H_0 \to 0$. На рис. 15 представлена диаграмма подуровней Hg^{199} с учетом энергии оптического взаимодействия. При параллельности нерезонансного луча света и поля H_0 имеет место пересечение подуровней $\mu = \pm 1/2$, когда $H_0 = -H_S$. Если же поле

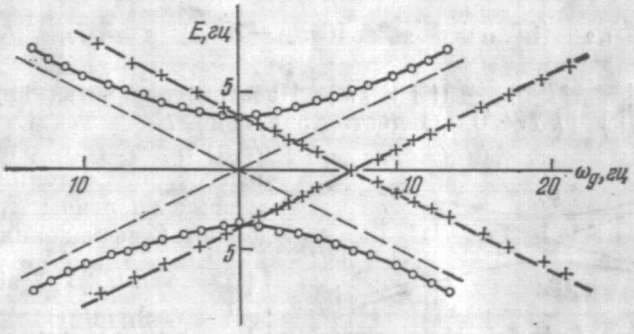

Рис. 15. Диаграмма энергетических уровней основного состояния Hg^{199} при снятии вырождения оптическим возмущением.

Экспериментальные данные [67]: + — возмущающий луч параллелен полю $\mathbf{H}_0$, ○ — возмущающий луч перпендикулярен к $\mathbf{H}_0$.

$\mathbf{H}_0$ перпендикулярно к направлению этого луча, то когерентное возбуждение обоих подуровней связывает их и делает собственные значения состояний $|\pm 1/2\rangle$ равными $\pm\gamma(H_S^2 + H_0^2)^{1/2}$, т. е. уровни в этом случае антипересекаются.

Перечисленные особенности эффекта антипересечения делают его весьма ценным методом исследования состояний, недоступных для изучения другими методами, позволяющим определить важные атомные постоянные. Так, в работе [67] был исследован спектр сигнала антипересечения Yb^{171} и Yb^{173} в атомном пучке и найдены константы сверхтонкой

структуры. Кроме того, в этой работе был впервые обнаружен сигнал «когерентного» антипересечения, отличающегося от обычного тем, что возбуждение состояний и регистрация света флуоресценции были когерентными.

XI. КОГЕРЕНТНЫЕ ЯВЛЕНИЯ В ЭФФЕКТИВНОМ ПОЛЕ

Выше были рассмотрены различные способы создания и наблюдения радиочастотной когерентности в системе состояний, определяемых зеемановским расщеплением в магнитном поле $\mathbf{H}_0$. Создание когерентности по ансамблю предполагает наличие соответствующего возмущения, общего для всех атомов. Однако это возмущение не только вызывает переходы между интерферирующими подуровнями, но в общем случае изменяет и энергетическое состояние атомной системы. Радиочастотная когерентность может быть создана также и в этой новой совокупности возмущенных состояний при условии соответствующего выбора второго возмущающего воздействия.

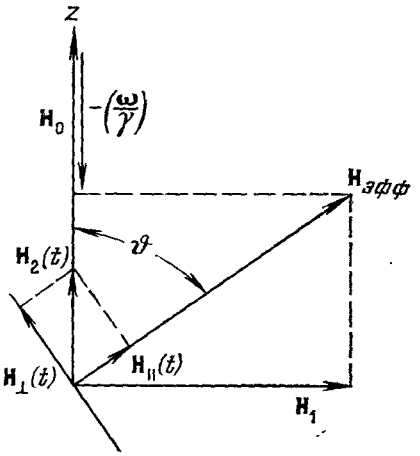

Рис. 16. Расположение полей во вращающейся системе координат.

Такая ситуация встречается при взаимодействии атомов с радиочастотным полем $\mathbf{H}_1(t)$, вращающимся вокруг поля $\mathbf{H}_0$. Во вращающейся с частотой ω системе координат на них действует постоянное эффективное поле $H_{\text{eff}} = [H_0 - \omega\gamma^{-1})^2 + H_1^2]^{1/2}$, направление которого составляет угол $\vartheta = \arcsin(H_1/H_{\text{eff}})$ с полем $\mathbf{H}_0$. В этой системе координат атомные моменты прецессируют вокруг направления эффективного поля, причем фазы прецессии отдельных моментов нескоррелированы, как и в случае прецессии вокруг постоянного поля $\mathbf{H}_0$ в отсутствие радиочастотного поля $H_1(t)$.

Сфазировать прецессию моментов во вращающейся системе координат или, иными словами, создать когерентность в состояниях, определяемых эффективным полем $H_{эфф}$, можно, например, с помощью второго радиочастотного поля, имеющего частоту $\Omega = \gamma H_{эфф}$. Это дополнительное воздействие на атомный ансамбль может быть обеспечено путем амплитудной модуляции с частотой Ω радиочастотного поля $H_1(t) = H_1(1 + \varepsilon \cos \Omega t) \cos \omega t$ либо посредством наложения на поле $\mathbf{H}_0$ параллельного ему модулирующего поля $\mathbf{H}_2 \cos \Omega t$.

Как в том, так и в другом случае во вращающейся системе координат на атомную систему действует переменное поле с частотой Ω, имеющее две компоненты: а) перпендикулярную к полю $\mathbf{H}_{эфф}$ составляющую $H_\perp(t)$, индуцирующую магнитный резонанс обычного типа в системе подуровней, определяемых полем $\mathbf{H}_{эфф}$, и б) параллельную полю $\mathbf{H}_{эфф}$ составляющую $H_\parallel(t)$, индуцирующую параметрический резонанс (расположение полей во вращающейся системе координат приведено на рис. 16).

Влияние компоненты $H_\perp(t)$ рассматривалось в ряде работ [69–71] и состоит в возникновении «боковых» линий резонанса, отстоящих от основной линии на расстояние, кратное частоте Ω. Характеристики этих дополнительных линий в основном аналогичны характеристикам магнитного резонанса обычного типа в лабораторной системе координат, а взаимодействие с полем $H_\perp(t)$ приводит к уширению «боковой» линии резонанса.

Вторая компонента $H_{\parallel}(t)$ поля, действующего во вращающейся системе координат, в смысле воздействия на атомную систему создает ситуацию, подобную параметрическому резонансу в лабораторной системе координат, рассмотренную ранее. Эта компонента также вносит когерентность в состояния, определяемые эффективным полем, но она не приводит к насыщению линии резонанса.

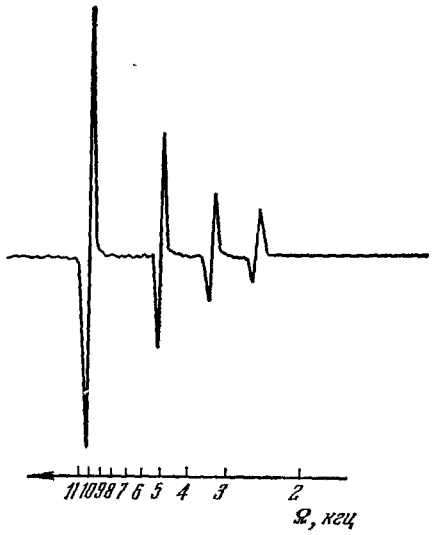

Рис. 17. Запись сигнала магнитного резонанса Cs^{133} в эффективном поле H_{eff} [73].

В общем случае на систему атомов действуют обе компоненты, и наблюдаемый сигнал является суперпозицией сигналов резонанса обычного типа и параметрического, причем их относительный вклад целиком определяется углом ϑ между полями $\mathbf{H}_0$ и $\mathbf{H}_{eff}$.

Теоретический анализ когерентных явлений в эффективном поле [72, 73] может быть выполнен на основе уравнений (14), которые при некоторых (обычно реализуемых) условиях эксперимента пригодны для описания средних по ансамблю компонент углового момента [38]. Решение уравнений (14) в предположении $T_1 = T_2 = T$ вблизи k-го резонанса в эффективном поле ($\omega_{eff} + k\Omega = 0$), индуцированном полем $H_2 \cos \Omega t$, имеет вид

$$M_z^{(k)} = M_0 \cos^2 \vartheta \frac{T^{-2} + (k\Omega + \omega_{eff})^2}{T^{-2} + (k\Omega)^2 \operatorname{tg}^2 \vartheta J_k^2(z) + (k\Omega + \omega_{eff})^2} + \\ + M_0 \sin^2 \vartheta \sum_{n=-\infty}^{\infty} (A_n^{(k)} \cos n\Omega t + B_n^{(k)} \sin n\Omega t), \qquad (32)$$

где

$$A_n^{(k)} = \frac{J_k(z) J_{k+n}(z)}{T^{-2} + (k\Omega + \omega_{eff})^2} \left[\frac{1}{T^2} + k\Omega (k\Omega + \omega_{eff}) \times \right. \\ \left. \times \frac{T^{-2} + (k\Omega + \omega_{eff})^2}{T^{-2} + (k\Omega)^2 \operatorname{tg} \vartheta J_k^2(z) + (k\Omega + \omega_{eff})^2} \right], \qquad (33)$$

$$B_n^{(k)} = \frac{J_k(z) J_{k+n}(z)}{T^{-2} + (k\Omega + \omega_{eff})} \left[k\Omega + \omega_{eff} - k\Omega \frac{T^{-2} + (k\Omega + \omega_{eff})^2}{T^{-2} + (k\Omega)^2 \operatorname{tg}^2 \vartheta J_k^2(z) + (k\Omega + \omega_{eff})^2} \right]; \qquad (34)$$

здесь $J_k(z)$ — функция Бесселя первого рода от аргумента $z = \gamma H_2 \cos \vartheta / \Omega$, причем решение получено при условии $\gamma H_2 \sin \vartheta / \Omega < 1$, которое обычно выполняется в эксперименте.

Как следует из (32), сигнал, пропорциональный продольной компоненте намагниченности $M_z^{(k)}$, содержит как постоянную составляющую, так и гармонические компоненты, амплитуда которых резонансным образом зависит от частоты Ω поля $H_2(t)$. Резонанс в эффективном поле имеет место, если $\Omega = \omega_{eff} / |k|$, где $k = -1, -2, \ldots$, при произвольных значениях угла ϑ. Член $(k\Omega)^2 \operatorname{tg}^2 \vartheta J_k^2(z)$ в знаменателе (32) описывает уширение линии резонанса за счет влияния компоненты поля $H_{\perp}(t)$. Это уширение становится пренебрежимо малым при $\vartheta \to 0$, т. е. в условиях, когда преимущественно возбуждается параметрический резонанс.

Эти выводы получили экспериментальное подтверждение в работе [72]. Регистрировалось изменение интенсивности циркулярно поляризованного резонансного излучения, прошедшего через ансамбль атомов Cs^{133} в направлении $\mathbf{H}_0$. Как видно из рис. 17, сигнал резонанса в эффективном поле был получен на частотах $\Omega = \omega_{eff}/|k|$ при $k = -1, -2, -3, -4$.

Основным результатом, полученным в [72], было экспериментальное доказательство существования параметрического резонанса в эффективном поле. Выполненные с этой целью измерения зависимости величины

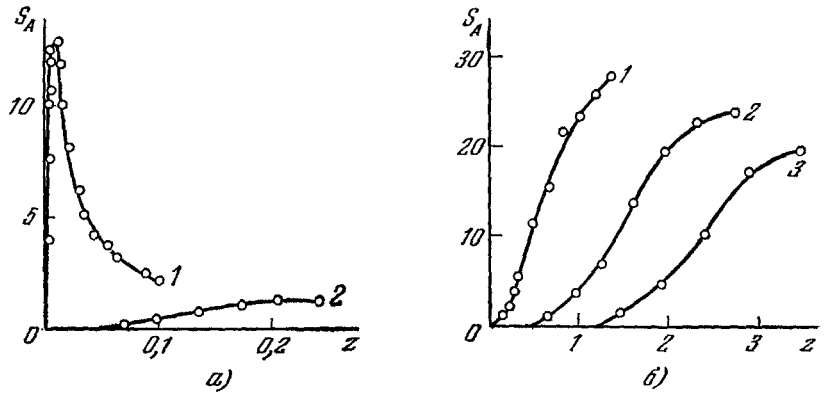

Рис. 18. Зависимость величины сигнала резонанса Cs^{133} в поле H_{eff} от z в случаях [73]: *а*) $\vartheta = 45°$, кривая *1* — резонанс $\Omega = \omega_{eff}$, *2* — резонанс при $\Omega = \omega_{eff}/2$; *б*) $\vartheta \sim 0{,}5°$, *1* — резонанс при $\Omega = \omega_{eff}$, *2* — резонанс $\Omega = \omega_{eff}/2$, *3* — резонанс $\Omega = \omega_{eff}/3$.

сигнала от амплитуды поля H_2 при различных углах ϑ продемонстрировали хорошее совпадение с теорией. На рис. 18, *а* представлена эта зависимость для угла $\vartheta = 45°$, когда преобладает вклад резонанса обычного типа, а на рис. 18, *б* изображена эта же зависимость, полученная при $\vartheta \sim 0{,}5°$. В первом случае насыщение резонанса наступает уже при $z < 0{,}01$, тогда как во втором насыщение практически не достигнуто при значениях амплитуды поля H_2, соответствующих $z > 1$. Таким образом, в последнем случае основной вклад в сигнал дает параметрический резонанс в эффективном поле.

Наконец, можно отметить, что когерентность в системе состояний, определяемых эффективным полем H_{eff}, может быть создана также и модулированным по интенсивности оптическим возбуждением [59], причем наблюдаемый эффект оказывается сходным с описанным в гл. IX.

XII. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ КОГЕРЕНТНЫХ ЯВЛЕНИЙ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ АТОМНЫХ СОСТОЯНИЙ

Все рассмотренные в настоящей статье эффекты, связанные с созданием когерентной суперпозиции состояний, широко используются в качестве методов изучения структуры и времен жизни атомных состояний. Эти методы применимы для исследования эффектов Зеемана и Штарка, для определения констант сверхтонкой структуры и электрических квадрупольных моментов, для детального исследования процессов межатомных столкновений, а также для непосредственного изучения механизмов взаимодействия электромагнитного поля с веществом.

Возбуждение магнитного резонанса радиочастотным полем является в настоящее время наиболее распространенным способом радиоспектроскопического исследования. Его характерной особенностью является то,

что радиочастотное поле, индуцируя реальные переходы между исследуемыми подуровнями, вносит в систему дополнительное возмущение, изменяющее эффективное время жизни атомов на магнитных подуровнях. Это приводит к уширению линии магнитного резонанса и искажению ее формы, нежелательному для целей атомной спектроскопии. С этой точки зрения интерференция атомных состояний, не сопровождаемая реальными переходами между подуровнями системы, может быть использована в качестве значительно более перспективного метода исследования. Возможность регистрации интерференции состояний по биениям интенсивности поглощенного или переизлученного атомами света существенно повышает его чувствительность. Важным достоинством метода «биений» является то, что он может быть использован для исследования подуровней, между которыми запрещены радиационные переходы. Наиболее интересным и многообещающим в этом отношении является метод «нулевых биений» в условиях пересечения и антипересечения уровней, который уже сейчас широко применяется для изучения возбужденных состояний, недоступных обычным методам двойного радиооптического резонанса.

Следует отметить, что интерференционные эффекты представляют определенный интерес и с прикладной точки зрения. Так, например, сохранение когерентности на частоте резонанса He^3 в основном состоянии при обменных столкновениях с метастабильными атомами He^3 позволило создать высокочувствительные магнетометры, являющиеся по существу спиновыми генераторами, работающими на частоте прецессии ядер гелия.

Магнитный резонанс атомов щелочных металлов в основном состоянии лежит в основе принципа действия большинства современных квантовых магнетометров, работающих в очень широком диапазоне магнитных полей.

Узкие линии параметрического резонанса, ширина которых практически не зависит от амплитуды радиочастотного поля, могут быть использованы для высокоточной стабилизации магнитных полей. Параметрический резонанс в эффективном поле явился весьма точным способом измерения амплитуды радиочастотного магнитного поля.

Возможность активного управления когерентными свойствами излучения атомных ансамблей представляет большой научный и практический интерес.

Исследование интерференционных явлений в атомных системах не только значительно расширило границы наших знаний о механизме взаимодействия атомов с полем излучения, но и положило начало новым методам в фундаментальной и прикладной физике.

Московский физико-технический институт

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Г. В. Скроцкий, Т. Г. Изюмова, УФН **73**, 423 (1961).
2. Т. Карвер, УФН **84**, 325 (1964).
3. C. Cohen-Tannoudji, A. Kastler, Progress in Optics, vol. 5, North-Holland Publ. Comp., Amsterdam, 1966.
4. T. Skalinski, Rendiconti S. I. F., XVII Corso, Acad. Press, New York, 1962, стр. 212.
5. J. Brossel, J. Quantum Electron. **2**, 95 (1961).
6. F. D. Colegrove, L. D. Schearer, G. K. Walters, Phys. Rev. **132**, 2561 (1963).
7. B. Cagnac, Thése, Ann. de phys. **6**, 467 (1960).
8. C. Cohen-Tannoudji, Thése, Ann. de phys. **7**, 423 (1962).
9. J. C. Lehmann, Thése, Ann. de phys. **2**, 345 (1967).
10. J. Brossel, J. Margerie, Symp. Paramagn. Resonance, vol. 2, Acad. Press. 1963 стр. 535.

11. N. V. Karlov, J. Margerie, Merle d'Aubigne, J. de phys. **24**, 717 (1963).
12. J. Brossel, F. Bitter, Phys. Rev. **86**, 308 (1952).
13. G. W. Series, Repts Prog. Phys. **22**, 280 (1959).
14. Е. Б. Александров, Оптика и спектроскопия **14**, 436 (1963).
15. J. N. Dodd, G. W. Series, M. J. Taylor, Proc. Roy. Soc. **273**, 41 (1963).
16. Е. Б. Александров, Докторская диссертация (Ленинград, 1965).
17. N. Polonsky, C. Cohen-Tannoudji, J. de phys. **26**, 409 (1965); Compt. Rend. **261**, 369 (1965).
18. A. Kastler, J. Opt. Soc. Am. **53**, 902 (1963).
19. F. D. Colegrove, P. A. Franken, P. R. Lewis, R. H. Sands, Phys. Rev. Lett. **3**, 420 (1959).
20. M. E. Rose, R. L. Carovillano, Phys. Rev. **122**, 1185 (1961).
21. W. Bell, A. Bloom, Phys. Rev. Lett. **6**, 280, 623 (1961).
22. A. Gorney, G. W. Series, Proc. Phys. Soc. **83**, 331 (1964).
23. Е. Б. Александров, Оптика и спектроскопия **16**, 377 (1964).
24. O. Nedelec, M. N. Deschizeaux, J. C. Pebay-Peyroula, Compt. rend. **257**, 3130 (1963).
25. G. W. Series, Proc. Ann-Arbor Conf. on Opt. Pumping, 1959, стр. 149.
26. J. N. Dodd, G. W. Series, Proc. Roy. Soc. **263**, 353 (1961).
27a. J. N. Dodd, W. N. Fox, M. J. Taylor, Proc. Phys. Soc. **74**, 789 (1959). b) W. N. Fox, G. W. Series, Proc. Phys. Soc. **77**, 1141 (1961).
28. H. Bucka, H. Kopferman, A. Minor, Zs. Phys. **161**, 123 (1961).
29. E. W. Otten, Zs. Phys. **170**, 336 (1962).
30. H. Bucka, H. J. Schussler, Ann. d. Phys. **7**, 15 (1961).
31. H. Bucka, G. V. Open, Ann. d. Phys. **10**, 119 (1963).
32. G. Putlitz, Ann. d. Phys. **11**, 248 (1963).
33. G. Putlitz, Zs. Phys. **175**, 543 (1963).
34. М. И. Подгорецкий, О. А. Хрусталев, УФН **81**, 217 (1963).
35. H. G. Dehmelt, Phys. Rev. **105**, 1487 (1957).
36. K. Kondo, T. Ito, T. Hashi, Japan J. Appl. Phys. **5**, 983 (1966).
37. Л. Н. Новиков, Оптика и спектроскопия **18**, 740 (1965).
38. M. A. Bouchiat, Thése (Paris, 1964).
39. K. Rosinski, Acta. Phys. Polon. **31**, 107, 173 (1967).
40. W. Franken, P. B. Newell, D. S. Edmonds, Phys. Rev. **170**, 17 (1968).
41. H. G. Dehmelt, Phys. Rev. **109**, 381 (1958).
42. A. E. Glassgold, Phys. Rev. **132**, 2144 (1963).
43. F. D. Colegrove, L. D. Schearer, G. K. Walters, Phys. Rev. **132**, 2561 (1963).
44. R. C. Greenhow, Phys. Rev. **136**, A660 (1964).
45. L. C. Balling, R. J. Hanson, F. M. Pipkin, Phys. Rev. **133**, A607 (1964).
46. L. D. Schearer, F. D. Colegrove, G. K. Walters, Rev. Sci. Instrum. **34**, 1363 (1963).
47. G. A. Ruff, T. R. Carver, Phys. Rev. Lett. **15**, 282 (1965).
48. R. B. Partridge, G. W. Series, Proc. Phys. Soc. **88**, 983 (1966).
49. Е. Б. Александров, Оптика и спектроскопия **17**, 957 (1964).
50. J. M. Dodd, R. D. Kaul, D. M. Warrington, Proc. Phys. Soc. **84**, 178 (1964).
51. Е. Б. Александров, В. П. Козлов, Оптика и спектроскопия **16**, 533, 1068 (1963).
52. Е. Б. Александров, Оптика и спектроскопия **19**, 452 (1965).
53. Е. Б. Александров, О. В. Константинов, В. И. Перель, В. А. Ходовой, ЖЭТФ **45**, 503 (1963).
54. В. А. Ходовой, ЖЭТФ **46**, 331 (1964).
55. Е. Б. Александров, В. Н. Кулясов, ЖЭТФ **55**, 766 (1968).
56. G. W. Series, Proc. Phys. Soc. **88**, 957 (1966).
57. Е. Б. Александров, О. В. Константинов, В. И. Перель, ЖЭТФ **49**, 98 (1965).
58. Л. Н. Новиков, Оптика и спектроскопия **23**, 498 (1967).
59. В. Г. Показаньев, Л. Н. Новиков, Письма ЖЭТФ **5**, 360 (1967).
60. А. Митчелл, М. Земанский, Резонансное излучение и возбужденные атомы, М.— Л., ОНТИ, 1937.
61. W. Hanle, Zs. Phys. **30**, 93 (1924); **85**, 300 (1933).
62. G. Breit, Rev. Mod. Phys. **5**, 91 (1933).
63. P. Thaddeus, R. Novick, Phys. Rev. **126**, 1774 (1962).
64. E. Handrich, A. Steudel, R. Wallenstein, H. Walter, Proc. Int. Symp. «Physics of One and Two-Electron Atoms». Preprint (Munich, 1968).
65. T. G. Eck, L. L. Foldy, H. Wieder, Phys. Rev. Lett. **10**, 239 (1963).
66. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Квантовая механика, М., Гостехиздат, 1948.
67. B. Budock, J. Snir, Phys. Rev. Lett. **20**, 177 (1968).

68. J. Dupont-Roc, N. Polonsky, C. Cohen-Tannoudji, A. Kastler, Phys. Lett. **25A**, 87 (1967).
69. A. Redfield, Phys. Rev. **98**, 1787 (1955).
70. K. Halbach, Phys. Rev. **119**, 1230 (1960).
71. А. Абрагам, Ядерный магнетизм, М., ИЛ, 1963.
72. Л. Н. Новиков, В. Г. Показаньев, Л. И. Якуб, Изв. вузов (Радиофизика) **11**, 714 (1968).
73. Л. Н. Новиков, В. Г. Показаньев, Л. И. Якуб, ЖЭТФ **53**, 1287 (1967).
74. N. Polonsky, C. Cohen-Tannoudji, Compt. rend. **260**, 5231 (1965).
75. A. Gozzini, Compt. rend. **255**, 1905 (1962).
76. J. Manuel, C. Cohen-Tannoudji, Compt. rend. **257**, 413 (1963).
77. C. Cohen-Tannoudji, F. Laboe, J. de phys. **28**, 505, 722 (1967).
78. C. Cohen-Tannoudji, S. Haroche, J. de phys. **30**, 125, 153 (1969).
79. C. Cohen-Tannoudji, S. Haroche, в сб. Polarisation, matiere et rayonnement, Soc. Française de Phys. P.U.F., Paris, 1969, стр. 191.
80. J. M. Winter, Ann. de phys. **4**, 745 (1959).
81. C. Cohen-Tannoudji, S. Haroche, Compt. rend. **261**, 5400 (1965).
82. C. Cohen-Tannoudji, S. Haroche, Compt. rend. **262**, 268 (1966).
83. А. И. Базь, Я. Б. Зельдович, А. М. Переломов, Рассеяние, реакции и распады в нерелятивистской квантовой механике, М., «Наука», 1966.