

ПЕРЕСЕЧЕНИЕ И АНТИПЕРЕСЕЧЕНИЕ АТОМНЫХ УРОВНЕЙ И ИХ ПРИМЕНЕНИЕ В АТОМНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

В. Г. Показаньев, Г. В. Скроцкий

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение	623
2. Интерференция состояний при пересечении энергетических уровней	625
3. Пересечение атомных уровней возбужденного состояния	628
а) Сигнал пересечения и условия его наблюдения (628). б) Эффект Ханле (632). в) Ширина линии сигнала пересечения (633). 1) Резонансные столкновения (634). 2) Диффузия когерентности (634). г) Определение времени жизни возбужденных атомов с помощью эффекта Ханле (636). д) Пересечение атомных уровней в произвольных постоянных магнитных полях (636). 1) Сигнал пересечений с $ \Delta m = 2$ и условия его наблюдения (637). 2) Сигнал пересечений с $ \Delta m = 1$ (638). е) Применение метода пересечений в атомной спектроскопии (639). 1) Тонкая структура (639). 2) Определение атомных и ядерных констант из пересечений сверхтонких подуровней (640). ж) Способы увеличения разрешения кривых пересечения (642).	
4. Антипересечения атомных уровней	645
5. Пересечение уровней в основном состоянии	651
а) Поперечная «накачка» (651). б) Эффект Ханле в основном состоянии (652).	
6. Цитированная литература	655

1. ВВЕДЕНИЕ

Положение зеemanовских подуровней возбужденного состояния атома, находящегося во внешнем магнитном поле, зависит от напряженности этого поля. При определенных значениях поля может возникать пересечение подуровней, сопровождающееся интерференцией соответствующих состояний. Это обстоятельство заметным образом сказывается на характере поляризации и угловом распределении резонансного излучения атомов. Влияние магнитного поля на поляризацию резонансного излучения атомов было обнаружено Ханле еще в 1923 г. ¹. Оно вскоре было объяснено ² на основании классической теории Лоренца. Более строгая теория была развита Брейтом ³⁶. Уже в первых опытах Ханле установил, что поляризация резонансного излучения чрезвычайно чувствительна к влиянию слабых магнитных полей, меньших земного. Это явление, представляющее частный случай пересечения уровней в нулевом поле, получило название *эффекта Ханле*. Оно длительное время привлекало внимание многих исследователей, работающих в области оптической спектроскопии, и широко применялось для определения времени жизни возбужденных состояний. Ему посвящена обширная литература (см., например, ⁴).

В 1959 г. Коулгроув и др. ⁵ вновь возродили интерес к этому явлению, используя эффект пересечения уровней в отличном от нуля постоянном магнитном поле для исследований тонкой структуры возбужденного 2^3p -состояния гелия, предложив тем самым новый спектроскопический метод для изучения возбужденных атомных состояний и измерения

соответствующих им атомных и ядерных констант. Его предельное разрешение определяется естественной шириной излучающего термина, что особенно важно, не зависит от теплового движения атомов, приводящего вследствие эффекта Допплера к уширению линии резонансной флуоресценции.

Исследования атомных систем с помощью метода пересечения уровней позволили не только получить новые весьма ценные сведения о структуре атомных состояний, но и обнаружить ряд новых явлений, а также существенно расширить возможности интерференционной техники. Так появились методы «антипересечения» уровней^{6, 7, 8a, в} и методы пересечения магнитных подуровней атомов в основном состоянии^{9, 10}. Важную роль в теоретической и экспериментальной разработке этих методов сыграли работы Каствлера¹¹ и Подгорецкого^{8a, б, в}.

Пересечение и антипересечение энергетических уровней возникают не только в атомных системах, но также могут иметь место и при изучении спектров молекул, свойств атомных ядер и элементарных частиц, на что впервые обратил внимание Подгорецкий^{8a, б, г, 12}. Их классические аналоги давно известны и широко используются в теории колебаний¹³, а также осуществляются в энергетических спектрах твердых тел различной природы.

Исследования пересечений атомных подуровней основного состояния приобретают в последнее время особую актуальность благодаря чрезвычайно большой разрешающей способности этого метода, определяемой временем жизни основного состояния. Для некоторых газовых систем она может составлять доли герца. Поэтому явление пересечения подуровней основного состояния (особенно в нулевых магнитных полях) открывает пути не только для глубокого изучения характера внутриаомных взаимодействий и связанных с ними явлений, но и для решения ряда важных проблем прикладного значения. В частности, оно было положено в основу создания высокочувствительной магнитометрической аппаратуры, позволяющей измерять сверхслабые магнитные поля порядка 10^{-9} э¹⁴.

Возможности метода пересечения уровней интересно сравнить с другим хорошо известным в настоящее время методом, основанным на явлении, в котором проявляются особенности как оптической, так и радиочастотной (РЧ) спектроскопии, — методом двойного радиооптического резонанса^{7, 15a}. Он позволяет получить информацию о структуре уровней в случае, когда зеемановское или сверхтонкое расщепление больше, сравнимо или меньше естественной ширины исследуемого состояния. К сожалению, РЧ поле, в которое помещается система, приводит к сдвигу атомных подуровней, пропорциональному квадрату амплитуды этого поля, и их уширению. Для практики спектроскопии это явление совершенно нежелательно, особенно если учесть, что аналитическое решение задачи о двойном резонансе известно лишь для ограниченного числа простейших ситуаций. Существующая теория радиооптического резонанса позволяет количественно оценить и исключить производимый РЧ полем эффект. Кроме того, амплитуда поля определенным образом связана с временем жизни состояния: чем короче время жизни, тем большей должна быть амплитуда РЧ поля. Последнее обстоятельство, в частности, делает затруднительным применение метода радиооптического резонанса для исследования короткоживущих атомных состояний. Это, однако, не относится к методу пересечений.

Простота и надежность экспериментальных устройств, применяемых для наблюдения этого явления, высокая точность, не уступающая точности радиооптического резонанса, делают метод пересечений весьма ценным в атомной спектроскопии. Поскольку во многих случаях области

применения обоих методов не перекрываются, их сочетание может намного увеличить возможности каждого из них.

В настоящем обзоре основное внимание уделяется физической картине явлений, сопровождающих пересечение и антипересечение уровней, лежащих в основе соответствующих спектроскопических методов. Авторы не ставили перед собой задачи собрать и систематизировать весь имеющийся по этому вопросу экспериментальный материал. Если экспериментальные результаты и привлекаются в работе, то только либо для иллюстрации возможностей рассматриваемого метода, либо для подтверждения определенной физической концепции.

2. ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ СОСТОЯНИЙ ПРИ ПЕРЕСЕЧЕНИИ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ УРОВНЕЙ

Теоретически было показано и экспериментально подтверждено, что пересечение атомных магнитных подуровней сопровождается изменением углового распределения излучения. Это изменение происходит благодаря интерференции соответствующих атомных состояний¹⁶. В основе объяснения явления интерференции лежит одно из фундаментальных положений квантовой механики — *принцип суперпозиции состояний*. Как известно, он совершенно естественным образом приводит к понятию интерференции атомных состояний, а также к выбору физических условий для ее экспериментального обнаружения. Поэтому представляется целесообразным кратко остановиться на основных следствиях этого принципа применительно к кругу затрагиваемых здесь вопросов.

В соответствии с принципом суперпозиции произвольное состояние атома $|\psi(t)\rangle$ можно представить в виде разложения по полному набору собственных векторов $|\varphi_m\rangle$ некоторого эрмитового оператора

$$|\psi(t)\rangle = \sum_m a_m(t) |\varphi_m\rangle, \quad (1)$$

где коэффициенты разложения $a_m(t)$, являясь в общем комплексными числами, характеризуются модулем и фазой. В дальнейшем в качестве такого оператора будем выбирать оператор энергии. Среднее значение оператора $\hat{g}$ в состоянии $|\psi(t)\rangle$ определяется выражением

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

где $g_{mn} = \langle \varphi_m | \hat{g} | \varphi_n \rangle$ — матричный элемент оператора $\hat{g}$. Если этот оператор коммутирует с оператором энергии, среднее значение $\bar{g}$ определяется только первым членом выражения (2). Второй интерференционный член, зависящий от соотношения между фазами коэффициентов, отсутствует. Если же операторы $\hat{E}$ и $\hat{g}$ не коммутируют, то наряду с первым членом в выражение для среднего значения входит интерференционный член, величина которого зависит от разности фаз коэффициентов a_m и a_n при состояниях $|\varphi_m\rangle$ и $|\varphi_n\rangle$, т. е. в общем случае — от $\varphi = (E_m - E_n) t / \hbar$ с точностью до начальной фазы. В этом случае среднее значение $\bar{g}$ является периодической функцией времени, изменяющейся с частотой переходов между интерферирующими состояниями. Для вычисления среднего значения физической величины $\langle \bar{g} \rangle$, измеряемого на опыте, соотношение (2) необходимо усреднить по статистическому ансамблю, который будем считать состоящим из N независимых систем. Тогда

$$\langle \bar{g} \rangle = N^{-1} \sum_{i=1}^N \bar{g}_i = \text{Sp}(\hat{\rho} \hat{g}), \quad (3)$$

где индекс i нумерует атомы, а $\hat{\rho}$ — матрица плотности для ансамбля атомов. В соответствии с определением ее элементы имеют вид

$$\rho_{mn} = N^{-1} \sum_{i=1}^N \rho_{mn}^i, \quad (4)$$

где $\rho_{mn}^i = a_m^i a_n^{i*}$ — элементы матрицы плотности i -го атома.

Наличие интерференционного члена в (2), что равносильно утверждению $\rho_{mn} \neq 0$ при $n \neq m$, еще не означает, что он содержится в выражении (3). Его появление в (3) зависит еще и от результата усреднения матрицы плотности (4) по статистическому ансамблю. При этом могут встретиться два физически реальных случая. Первый реализуется тогда, когда ансамбль атомов приготовлен так, что фазы φ_i матричных элементов ρ_{mn}^i , входящих в (4), равновероятны. Для достаточно большого N это приводит к исчезновению результирующих недиагональных матричных элементов ρ_{mn} . При этом матрица плотности диагональна, и можно наблюдать только те свойства системы, которые присущи атомам в чистых состояниях. Если фазы φ_i распределены по атомам неравномерно, то элементы ρ_{mn} отличны от нуля и наблюдаемая физическая величина испытывает биения с частотой, определяемой разностью энергий интерферирующих состояний. В этом случае говорят, что между состояниями $|\varphi_m\rangle$ и $|\varphi_n\rangle$ существует когерентность, приводящая к макроскопически наблюдаемому интерференционному эффекту, а разложение (1) является когерентной суперпозицией атомных состояний.

Таким образом, для экспериментального обнаружения интерференции атомных состояний в чистом виде систему необходимо приготовить так, чтобы разность фаз интерферирующих состояний для всех атомов ансамбля была одинаковой, другими словами, чтобы каждый атом находился в когерентной суперпозиции состояний.

Известно много способов создания когерентности. Все они связаны с использованием какого-либо внешнего возмущения. Эти методы хорошо известны в области магнитного и радиооптического резонансов, оптической ориентации атомов и т. д. Наиболее распространенным является применение РЧ поля, частота которого близка к частоте зеемановского расщепления атомов, ориентированных внешним постоянным магнитным полем H_0 (магнитный резонанс). Взаимодействие атомов с РЧ полем в условиях магнитного резонанса приводит к вынужденным колебаниям атомных состояний с фазой этого поля, что и исключает их равномерное распределение. Интерференция состояний в этом случае проявляется в возникновении поперечной по отношению к H_0 составляющей макроскопической намагниченности, изменяющейся с частотой РЧ поля. Можно показать, что этот результат следует из выражения (3), если в нем в качестве базисных векторов взять собственные векторы оператора z -составляющей общего углового момента атомной системы $\mathbf{J}$, а в качестве $\hat{g}$ — оператор поперечной составляющей углового момента J_x или J_y , поскольку $[J_x, J_y] \neq 0$.

Этот пример приводит к интересному выводу: в рассматриваемом случае между появлением поперечной по отношению к постоянному полю H_0 составляющей намагниченности и когерентностью ρ_{mn} существует вполне однозначное соответствие. Можно говорить о поперечной относительно магнитного поля намагниченности, а подразумевать под этим когерентную суперпозицию состояний, и наоборот. Если рассмотреть другие примеры создания когерентности, можно прийти к более общему выводу о том, что внесение когерентности в атомную систему сопровождается возникновением атомной ориентации, т. е. поляризации, или выстраивания.

В последнем случае намагниченность не возникает. Если использовать это обстоятельство, легко дать качественную картину интерференционных эффектов, которые возникают в результате взаимодействия атомной системы с «фазирующим» возмущением и, в частности, с оптическим возбуждением, приводящим к возможности обнаружить эффект пересечения. В такой постановке затрагиваемое явление имеет прямое отношение к уже известному в физике явлению — *оптической ориентации атомов*, суть которого состоит в том, что при взаимодействии излучения с атомами последним может быть передана часть углового момента поля излучения (в рамках закона сохранения момента), приводящая к изменению общего момента $\mathbf{J}$ атомной системы. Вышесказанное можно сформулировать в терминах намагниченности, используя известное соотношение $\mathbf{M} = \gamma \mathbf{J}$.

Зная, какие изменения углового состояния атомов происходят при их взаимодействии со светом, можно найти условия, при которых будет возникать когерентная суперпозиция атомных состояний.

Рассмотрим атомную систему, в возбужденном состоянии которой два магнитных подуровня m и m' ($m \neq m'$) характеризуются разностью энергий $\Delta E = E_m - E_{m'}$, определяемой постоянным магнитным полем H_0 . Будем полагать, что в зависимости от поля, ΔE может изменяться в пределах от нуля (пересечение уровней) до значения, превышающего естественную ширину магнитных подуровней. Для возбуждения атомов с определенного подуровня μ основного состояния в суперпозиционное, необходимо, чтобы падающий свет был представлен суперпозицией компонент с σ^+ , σ^- и π -поляризациями. Такое возбуждение принято называть *когерентным* или обладающим *когерентной поляризацией*. Если при поглощении света атомы возбуждаются в чистые состояния, то такое возбуждение называют *некогерентным*. Очевидно, понятие когерентного или некогерентного возбуждения является относительным и имеет смысл только по отношению к выбранному направлению оси квантования. Например, циркулярно поляризованный свет, распространяющийся в направлении $\mathbf{H}_0$, представляет собой некогерентное возбуждение, если направление $\mathbf{H}_0$ выбрано за направление квантования. В этом случае атомы возбуждаются только в чистые состояния. Это же излучение, распространяющееся в направлении, перпендикулярном $\mathbf{H}_0$, возбуждает атомы в суперпозиционное состояние, при этом магнитные квантовые числа основного и возбужденного состояний отличаются на 0, ± 1 .

Направление постоянного магнитного поля, направление колебаний магнитного вектора линейно поляризованной волны, направление, в котором происходит облучение атомного ансамбля в случае его циркулярной поляризации, являются физически выделенными направлениями квантования. Предпочтение одного из них диктуется, разумеется, только соображениями удобства при решении конкретной задачи. Примем в рассматриваемом ниже примере за ось квантования направление распространения циркулярно поляризованного света (ось Ox на рис. 1, а), и пусть оно перпендикулярно вектору $H_0 = H_z$. Магнитные подуровни M и M' , определяемые по отношению к оси Ox , некогерентно возбуждаются падающим светом. В силу того, что $M \neq M'$, а вероятности оптических переходов на эти подуровни неодинаковы, возникает определенная разность населенностей последних, приводящая к появлению макроскопической намагниченности возбужденных атомов в направлении облучения (оптическая ориентация атомов в направлении Ox). Поскольку система находится в магнитном поле, возникающая в направлении Ox намагниченность начинает прецессировать с частотой $\omega_0 = \gamma H_0 = \Delta E/\hbar$ вокруг направления $\mathbf{H}_0$ и к моменту t опишет угол $\omega_0 t$. В силу радиационного спонтанного распада возбужденного состояния эта намагниченность со временем

исчезает, уменьшаясь к моменту t по закону с $\exp(-t/\tau)$, где τ — время жизни возбужденного атома, связанное с естественной шириной Γ соотношением $\tau\Gamma = 1$. Если за время жизни τ намагниченность совершит большое число циклов, т. е. $\omega_0\tau \gg 1$, то среднее значение ее, взятое за этот промежуток времени, равно нулю. Другими словами, если расстояние между уровнями $\Delta E/\hbar$ много больше их естественной ширины, поперечная относительно магнитного поля намагниченность не возникает. Следовательно, в этих условиях оптическое возбуждение не вносит когерентности в атомную систему.

Когда частота прецессии ω_0 мала, так что выполняется условие $\omega_0\tau \ll 1$, созданная светом намагниченность распадается, едва начав

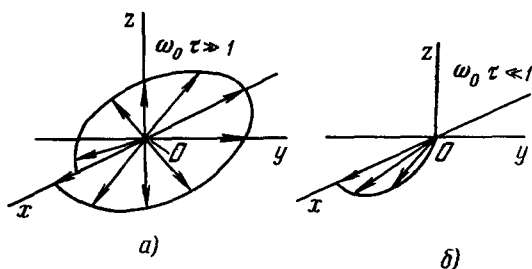


Рис. 1. Величина и положение вектора намагниченности на протяжении одного ларморовского периода.

прецессировать вокруг направления $\mathbf{H}_0$ (рис. 1, б). При непрерывном оптическом возбуждении это приводит к тому, что в направлении Ox создается макроскопическая намагниченность (поляризация атомов в направлении Ox), означающая, что атомы возбуждаются в когерентную суперпозицию состояний $|\Psi_m\rangle$ и $|\Psi_n\rangle$.

Таким образом, оптическое возбуждение может внести когерентность в атомную систему, если: а) расстояние между энергетическими уровнями сравнимо или меньше их естественной ширины; б) оптическое возбуждение когерентно. А это как раз те условия, при выполнении которых эксперимент позволяет обнаружить явление пересечения атомных магнитных подуровней.

Наряду с пересечениями в атомных системах могут реализоваться условия, когда уровни сближаются на расстояние меньше или порядка их ширины, но не пересекаются. В атомной спектроскопии это интересное явление было обнаружено совсем недавно по изменению углового распределения света в области «антипересечения». Условия возникновения и наблюдения этого явления подробно рассмотрены ниже в гл. 4.

3. ПЕРЕСЕЧЕНИЕ АТОМНЫХ УРОВНЕЙ ВОЗБУЖДЕННОГО СОСТОЯНИЯ

а) Сигнал пересечения и условия его наблюдения. Величину и форму ожидаемого сигнала пересечения магнитных сверхтонких подуровней возбужденного состояния атомов можно оценить с помощью выражения^{15а, 17}

$$S_F = S_0 \sum_{F'm'} G_{mm'}^{FF'} \rho_{FmF'm'}, \quad (5)$$

где

$$G_{mm'}^{FF'} = \sum_{f\mu} \langle Fm | \mathbf{eD} | f\mu \rangle^* \langle F'm' | \mathbf{eD} | f\mu \rangle,$$

представляющего интенсивность света, спонтанно испущенного атомами при их возвращении из возбужденного состояния в основное, $G_{mm'}^{FF'}$ (в общепринятых обозначениях) — матрица излучения, характеризуемого единичным вектором поляризации $\mathbf{e}$, $\mathbf{D}$ — электрический дипольный момент. Вектор состояния $|Fm\rangle$ описывает сверхтонкий зеемановский подуровень возбужденного состояния, а вектор $|f\mu\rangle$ — сверхтонкий подуровень основного состояния, F и f — значения общего углового

момента в соответствующих состояниях, m и μ — магнитные квантовые числа, определяющие проекции $\mathbf{F}$ и $\mathbf{f}$ на направление постоянного магнитного поля $\mathbf{H}_0$, параллельного оси z .

Матрица плотности $\rho_{FmF'm'}$ описывает эволюцию возбужденного состояния атомов и зависит в основном от способа их возбуждения. Если атомы переходят в возбужденное состояние в результате поглощения резонансного света, характеризуемого единичным вектором поляризации $\mathbf{e}^0$, то матрицу $\rho_{FmF'm'}$ можно найти из уравнения^{15а, 17 *}

$$\begin{aligned} (d\rho_{FmF'm'}(t)/dt) + \{\Gamma + i\omega_{FmF'm'}\} \rho_{FmF'm'}(t) = \\ = T_p^{-1} \sum_{f\mu f'\mu'} \langle Fm | \mathbf{e}^0 \mathbf{D} | f\mu \rangle \langle F'm' | \mathbf{e}^0 \mathbf{D} | f'\mu' \rangle^* \rho_{f\mu f'\mu'}(t), \quad (6) \end{aligned}$$

хорошо известного в теории оптической ориентации атомов¹⁷; здесь T_p — время релаксации, равное среднему времени жизни атомов в основном состоянии, определяемое интенсивностью оптического возбуждения, $\omega_{FmF'm'}$ — энергетический интервал между возбужденными магнитными подуровнями, а Γ — константа распада (здесь и далее принята система единиц, в которой $\hbar = c = 1$), $\rho_{f\mu f'\mu'}(t)$ — элементы матрицы плотности, описывающие населенности ($f = f'$, $\mu = \mu'$) и когерентность (недиагональные элементы) ансамбля атомов в основном состоянии. При получении уравнения для $\rho_{FmF'm'}$ предполагалось, что затухание населенностей и когерентности возбужденных атомов определяется только процессами спонтанного распада. Из дальнейшего следует, что эти предположения вполне разумны.

Для интенсивностей света, обычно используемых в экспериментах по пересечению уровней, вероятность индуцированных атомных переходов намного меньше вероятности спонтанных. С учетом этого обстоятельства уравнение (6) легко интегрируется:

$$\begin{aligned} \rho_{FmF'm'}(t) = T_p^{-1} \sum_{f\mu f'\mu'} \langle Fm | \mathbf{e}^0 \mathbf{D} | f\mu \rangle \langle F'm' | \mathbf{e}^0 \mathbf{D} | f'\mu' \rangle^* \times \\ \times \{\Gamma + i[\omega_{FmF'm'} - \omega_{f\mu f'\mu'}]\}^{-1} \rho_{f\mu f'\mu'}(t). \quad (7) \end{aligned}$$

Полученное выражение представляет когерентность, создаваемую в возбужденном состоянии резонансным светом, которая во многом определяется поведением атомов в основном состоянии. В частности, величина когерентности между подуровнями m и m' неодинакова для различных распределений по магнитным подуровням атомов основного состояния. Наличие же когерентности в основном состоянии приводит к интересному выводу о том, что если даже в исходный момент времени когерентность в возбужденном состоянии отсутствует, в дальнейшем она может быть привнесена в него из основного состояния. Явление передачи когерентности не имеет места, если $|\omega_{FmF'm'} - \omega_{f\mu f'\mu'}| \gg \Gamma$, как это следует из уравнения (7).

Предположим, что когерентность в основном состоянии отсутствует, а населенности одинаковы. Тогда выражение для интенсивности излучения (5) с учетом (7) принимает вид

$$\begin{aligned} S = S'_0 \sum_{F'F''mm'} \langle Fm | \mathbf{e} \mathbf{D} | f\mu \rangle^* \langle F'm' | \mathbf{e} \mathbf{D} | f\mu \rangle (1 + i\tau\omega_{FmF'm'})^{-1} \times \\ \times \langle F'm' | \mathbf{e}^0 \mathbf{D} | f'\mu' \rangle^* \langle Fm | \mathbf{e}^0 \mathbf{D} | f'\mu' \rangle, \quad (8) \end{aligned}$$

в котором нетрудно узнать известное выражение Брейта^{3а, 5б} для сигнала пересечения возбужденных атомов подуровней. Экспериментально

*) Для возбуждения атомов в когерентную суперпозицию состояний можно применять пучок медленных электронов или ионов. Как правило, этим способом пользуются в случае, если невозможно по каким-либо причинам оптическое возбуждение атомов. Подробнее об этом см. в обзоре⁷ и работах¹⁸.

интерференционный сигнал наблюдается только при выполнении определенных условий, накладываемых на величину постоянного магнитного поля, на свойства возбуждающего и детектируемого света.

Требования, предъявляемые к величине магнитного поля H_0 , определяются множителем в круглых скобках выражения (8). Если магнитные подуровни $|Fm\rangle$ и $|F'm'\rangle$ полностью разрешены, т. е. $\tau\omega_{FmF'm'} \gg 1$, то в выражении для интенсивности излучения остаются только члены с $F = F'$ и $m = m'$. Члены с $F \neq F'$ и $m \neq m'$, описывающие интерференционный эффект, выпадают. Появление интерференционных эффектов ожидается лишь в случае, когда два или более возбужденных состояний достаточно близки друг к другу, так что $\tau\omega_{FmF'm'} \ll 1$. С этим условием мы уже знакомы.

Свойства резонансного излучения, возбуждающего атомы в когерентную суперпозицию состояний $|Fm\rangle$ и $|F'm'\rangle$, определяются матрицей возбуждения $A_{mm'}^{FF'}$, входящей в (8):

$$A_{mm'}^{FF'} = \sum_{f'\mu'} \langle F'm' | e^0 \mathbf{D} | f'\mu' \rangle \langle Fm | e^0 \mathbf{D} | f'\mu' \rangle = \\ = \sum_{f'\mu'qq'} \varepsilon_{qq'}^0 \langle F'm' | D_{q'} | f'\mu' \rangle^* \langle Fm | D_q | f'\mu' \rangle, \quad (9)$$

где D_q — сферические компоненты вектора $\mathbf{D}$, являющиеся одновременно компонентами неприводимого тензорного оператора D_q^1 , $\varepsilon_{qq'}^0 = e_q^0 e_{q'}^{0*}$ — поляризационная матрица, причем

$$e_q^0 = -(q/V\sqrt{2})(e_x^0 + iqe_y^0) \quad (q = \pm 1), \quad e_0^0 = e_z^0.$$

Индекс $q = 1$ соответствует правой поляризации света, $q = -1$ — левой.

Если воспользоваться теоремой Вигнера — Экарта¹⁹

$$\langle Fm | D_q^1 | f\mu \rangle = \langle F || D || f \rangle (f1\mu q | Fm),$$

где $\langle F || D || f \rangle$ — приведенный матричный элемент атомного перехода, а $(f1\mu q | Fm)$ — коэффициент Клебша — Гордана, выражение (9) можно привести к виду

$$A_{mm'}^{FF'} = \sum_{f'\mu'qq'} \langle F' || D || f' \rangle^* \langle F || D || f \rangle (f'1\mu'q' | F'm') (f'1\mu'q | Fm) \varepsilon_{qq'}^0.$$

Из свойств коэффициентов Клебша — Гордана следует, что $m - m' = q' - q$, где $q = 0, \pm 1$, причем 0 характеризует переходы с поглощением света с π -поляризацией, а ± 1 — переходы с поглощением правой и левополяризованного света. Отсюда следует, что при облучении атомов, например, циркулярно поляризованным светом ($q = 1$) в направлении магнитного поля $q = q'$ и $m - m' = 0$. Другими словами, атомы возбуждаются в чистые состояния. Наоборот, если циркулярно поляризованный свет распространяется в направлении, перпендикулярном $\mathbf{H}_0$, возбуждаются все подуровни, для которых $\Delta m = 0, 1, 2$. Таким образом, для возбуждения атомов в суперпозиционное состояние свет должен обладать когерентной поляризацией.

Свойства переизлученного света определяются матрицей излучения

$$G_{mm'}^{FF'} = \sum_{f\mu\eta\eta'} \langle F || D || f \rangle^* \langle F' || D || f \rangle (f1\mu\eta | Fm) (f1\mu\eta' | F'm') \varepsilon_{\eta\eta'},$$

где $\varepsilon_{\eta\eta'}$ — поляризационная матрица. Из этого выражения следует, что для наблюдения пересечения уровней с $m \neq m'$, η должно отличаться от η' . Другими словами, детектируемое излучение должно быть представлено смесью компонент с различными поляризациями.

Итак, сигнал пересечения, пропорциональный интенсивности переизлученного света, описываемый выражением

$$S = S'_0 \sum_{\substack{FmF'm' \\ ff'\mu\mu'qq'\eta\eta'}} D(FF'; ff') (f'1\mu'q' | F'm') (f'1\mu'q | Fm) \times \\ \times \varepsilon_{qq'}^0 \varepsilon_{\eta\eta'} (1 + i\tau\omega_{FmF'm'})^{-1} (f1\mu\eta | Fm) (f1\mu\eta' | F'm'), \quad (10)$$

где

$$D(FF'; ff') = \langle F' || D || f \rangle^* \langle F || D || f \rangle \langle F || D || f \rangle^* \langle F' || D || f \rangle,$$

отличен от нуля, если осуществляется когерентное возбуждение и детектирование, а величина магнитного поля подчиняется условию $\tau\omega_{FmF'm'} \ll 1$.

Для создания правильной геометрии опыта, предназначенного для изучения пересечения возбужденных атомных подуровней, необходимо знать точную зависимость вероятности оптических переходов от направления распространения и поляризации света, содержащуюся в $\varepsilon_{qq'}$. Удобно выразить последнюю через полярный и азимутальный углы θ и φ , определяющие направление единичного вектора $\mathbf{r}^0$, совпадающего с направлением распространения излучения (рис. 2). Единичный вектор поляризации $\mathbf{e}$, заданный относительно направления $\mathbf{r}^0$, в системе $(\theta^0, \varphi^0, r^0)$ составляет угол α с направлением единичного вектора θ^0 , связанного с углом θ . В случае произвольной поляризации возбуждающего света вектор $\mathbf{e}$ в системе $(\theta^0, \varphi^0, r^0)$ можно представить в виде

$$\mathbf{e} = \theta^0 \cos \alpha + \varphi^0 \sin \alpha e^{i\beta}. \quad (11)$$

Если $\beta = 0$, то выражение (11) описывает вектор линейной поляризации, составляющий угол α с осью θ^0 , а при $\beta = \pm\pi/2$ и $\alpha = \pi/4$ — вектор, представляющий право- и левополяризованное излучение соответственно. Производя преобразование от системы $(\theta^0, \varphi^0, r^0)$ к (x, y, z) и вводя затем комплексные единичные векторы $\mathbf{u}_0, \mathbf{u}_{\pm}$ по формулам

$$\mathbf{u}_{\pm} = \mp (\mathbf{i} \pm i\mathbf{j})/\sqrt{2}, \quad \mathbf{u}_0 = \mathbf{k},$$

вектор поляризации света можно представить в виде

$$\mathbf{e} = \sum_{q=-1}^1 (-1)^q e_{-q} \mathbf{u}_q,$$

где

$$e_q = -(q/\sqrt{2}) (\cos \theta \cos \alpha + iq \sin \alpha e^{i\beta}) e^{iq\varphi} \quad (q = \pm 1), \quad e_0 = -\sin \theta \cos \alpha.$$

Таким образом, поляризационная матрица имеет вид

$$\varepsilon_{qq'} = \begin{pmatrix} \varepsilon_{11} & \varepsilon_{10} & \varepsilon_{1,-1} \\ \varepsilon_{01} & \varepsilon_{00} & \varepsilon_{0,-1} \\ \varepsilon_{-1,1} & \varepsilon_{-1,0} & \varepsilon_{-1,-1} \end{pmatrix}, \quad (12)$$

где

$$\varepsilon_{\pm 1, \pm 1} = (1/2) (1 - \sin^2 \theta \cos^2 \alpha \mp \cos \theta \sin 2\alpha \sin \beta),$$

$$\varepsilon_{0,-1} = \varepsilon_{-1,0}^* = (1/\sqrt{2}) \sin \theta \cos \alpha (\cos \theta \cos \alpha + i \sin \alpha e^{-i\beta}) e^{i\varphi},$$

$$\varepsilon_{10} = \varepsilon_{01}^* = (1/\sqrt{2}) \sin \theta \cos \alpha (\cos \theta \cos \alpha + i \sin \alpha e^{i\beta}) e^{i\varphi},$$

$$\varepsilon_{1,-1} = \varepsilon_{-1,1}^* = -(1/2) (\cos^2 \theta \cos^2 \alpha - \sin^2 \alpha + i \cos \theta \sin 2\alpha \cos \beta) e^{2i\varphi},$$

$$\varepsilon_{00} = \sin^2 \theta \cos^2 \alpha.$$

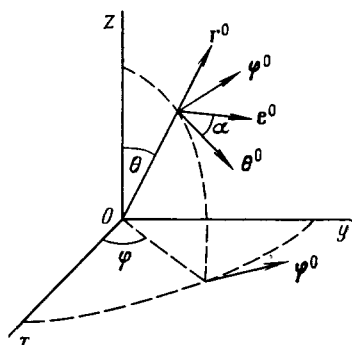


Рис. 2. Система координат для описания поляризации света.

Выражение (12) позволяет вычислить сигнал пересечения для любой геометрии опыта и произвольной поляризации возбуждающего и переизлученного света.

б) Э ф ф е к т Х а н л е. Первыми экспериментами, в которых была обнаружена когерентность состояний, созданная оптическим возбуждением, были опыты Ханле по магнитной деполаризации света ^{1, 2, 36, 4}. Суть этих экспериментов рассмотрим на примере четных изотопов ртути.

Пары ртути облучаются в направлении оси Ox резонансным светом линии 2537 Å, поляризованным в направлении Oy . При этом обнаруживается следующее. В отсутствие магнитного поля переизлученный свет сильно поляризован ($\sim 90\%$), причем электрический вектор излучения параллелен единичному вектору поляризации возбуждающего света. Угловое распределение флуоресценции определяется диаграммой направленности излучения электрического диполя, ось которого совпадает с направлением электрического вектора возбуждающего света. Наложение магнитного поля, параллельного e^0 , не меняет характера излучения (некогерентное возбуждение). Однако если $H_0 \perp e^0$ (когерентное возбуждение), картина меняется: по мере увеличения поля от нуля степень поляризации света, испущенного в направлении H_0 , падает и обращается в нуль, когда зеемановское расщепление возбужденного состояния значительно превосходит естественную ширину Γ .

Количественное описание этих результатов можно получить на основе выражения (10), в котором следует F приравнять F' , а $\omega_{FmF'm'}$ заменить на $\omega_F(m - m')$, поскольку в слабых полях магнитные подуровни атомов, принадлежащие определенному F , эквидистантны:

$$S_F = S'_0 \sum_{\substack{\mu\mu' m m' \\ qq' \eta\eta'}} D(F F'; ff) (f1\mu'q' | Fm') (f1\mu'q | Fm) \times \\ \times \varepsilon_{qq'}^0 \varepsilon_{\eta\eta'} [1 + i\tau\omega_F(m - m')]^{-1} (f1\mu\eta | Fm) (f1\mu\eta' | Fm').$$

Основное 6^1S_0 -состояние четных изотопов ртути является синглетным (ядерный спин равен нулю), а возбужденное 6^3P_1 -состояние представляет собой в магнитном поле систему трех эквидистантных магнитных подуровней с $m = 0, \pm 1$. Условия возбуждения этих подуровней зависят от поляризации и направления распространения облучения. В частности, если атомы освещаются светом в направлении Oy , поляризованным в направлении Ox ($H_0 \parallel Oz$), возбуждаются только подуровни $|1\rangle$ и $|-1\rangle$, что следует из вида матрицы $\varepsilon_{qq'}^0$, у которой отличны от нуля только компоненты с $q = q' = \pm 1$ и $q = -q'$, и из свойств коэффициентов Клебша—Гордана. Разность магнитных квантовых чисел Δm равна нулю и ± 2 . Случай $\Delta m = 0$ соответствует возбуждению атома в чистое состояние, а $\Delta m = \pm 2$ — возбуждению в суперпозицию состояний $|1\rangle$ и $|-1\rangle$ при поглощении линейно поляризованного фотона. Этому случаю соответствует выстраивание в атомной системе. Поэтому выражение для интенсивности переизлученного в направлении, определяемом углами θ' и φ' , света $S_F(\theta', \varphi'; \alpha')$, поляризованного под углом α' к оси θ^0 , можно представить в виде суммы двух членов $S_F^{(0)}$ и $S_F^{(1)}$, причем $S_F^{(0)}$ характеризует интенсивность той части излучения, для которой $\Delta m = 0$, а $S_F^{(1)}$ связано с когерентным возбуждением ($\Delta m = 2$). Эта часть зависит от величины магнитного поля H_0 . Выражения для $S_F^{(0)}$ и $S_F^{(1)}$ имеют вид

$$S_F^{(0)} = (1/2)S'_0(1 - \sin^2 \theta' \cos^2 \alpha'), \\ S_F^{(1)} = (1/2)S'_0(1 + 4\tau^2\omega_F^2)^{-1} [(\cos^2 \theta' \cos^2 \alpha' - \sin^2 \alpha' - \\ - \cos \theta' \sin 2\alpha' \sin 2\varphi') + 2\tau\omega_F(\cos^2 \theta' \cos^2 \alpha' \sin 2\varphi' - \cos \theta' \sin 2\alpha' \cos 2\varphi')].$$

В частности, интенсивность излучения света в направлении оси z ($\theta' = \varphi' = 0$) лабораторной (x, y, z) системы координат, поляризованного вдоль Ox ($\alpha' = 0$) и Oy ($\alpha' = \pi/2$), описывается известными соотношениями

$$S_F(x) = (1/2) S'_0 [1 + (1 + 4\tau^2 \omega_F^2)^{-1}], \quad (13a)$$

$$S_F(y) = (1/2) S'_0 [1 - (1 + 4\tau^2 \omega_F^2)^{-1}]. \quad (13б)$$

Потеря когерентности прямо связана с величиной $S_F(y)$. Она становится полной, когда $S_F(y) = S'_0/2$, т. е. когда расщепление зеемановских подуровней возбужденного состояния превышает естественную ширину линии ($4\omega_F^2 \tau^2 \gg 1$). В этом случае магнитное поле уже не влияет на характер поляризации излучения и интенсивность излучения описывается выражением $S_F^{(0)}$ так, как если бы атомы возбуждались в чистые состояния.

Можно дать качественную, хотя и недостаточно последовательную полуклассическую интерпретацию этих результатов²⁰. Если линейно поляризованное возбуждение рассматривать как суперпозицию излучений с левой и правой поляризациями, то последние вызывают с равной вероятностью σ^+ - и σ^- -переходы. Очевидно, что в общем случае применяемый способ возбуждения переводит атомы не в чистые состояния $|1\rangle$ и $|-1\rangle$, а в состояние, представляющее собой для всех атомов когерентную комбинацию $|\psi\rangle = 2^{-1/2} (|1\rangle - |-1\rangle)$. В этом состоянии электрический момент атома лежит в направлении оси Ox и диаграмма пространственного распределения излучения атомов в состоянии $|\psi\rangle$ не является просто суммой диаграмм излучения состояний $|1\rangle$ и $|-1\rangle$. Если теперь атомы поместить в магнитное поле, то электрические диполи начнут прецессировать вокруг его направления. Угол поворота моментов в плоскости x, y пропорционален величине магнитного поля, а поэтому, возбужденные в различные моменты времени, они повернутся на различные углы к оси Ox , образовав в плоскости x, y своеобразный веер. Если период ларморовской частоты много больше времени распада возбужденного состояния, то угол, на который успеют повернуться моменты в результате прецессии, будет незначительным (частично раскрытый веер). В этом случае наблюдается частичная деполяризация света с одновременным поворотом плоскости поляризации относительно направления вектора поляризации возбуждающего света. Если же за время жизни диполи совершат много оборотов вокруг направления магнитного поля H_0 , то результирующее излучение будет полностью деполяризованным.

Сравнение выражений (13) с экспериментальными результатами показывает, что они не только вполне удовлетворительно описывают общий характер наблюдаемого явления, но и позволяют вычислить форму линии сигнала пересечения уровней в слабом магнитном поле.

в) **Ш и р и н а л и н и и с и г н а л а п е р е с е ч е н и я.** Выражение для сигнала пересечения (10) было получено в предположении, что затухание когерентности ρ_{nm} в возбужденном состоянии обусловлено спонтанным распадом атомов. В этом приближении ширина сигнала пересечения уровней определяется константой распада Γ исследуемого состояния. Однако опытные данные свидетельствуют, что это приближение справедливо не всегда и в некоторых случаях время релаксации когерентности пересекающихся уровней может значительно отличаться от $1/\Gamma$. В рассматриваемых здесь экспериментах за это ответственны в основном два явления: резонансные столкновения и диффузия когерентности. При возбуждении атомов электронным или лазерным пучком, электрическим разрядом или какими-либо иными способами возникают другие причины

уширения линий пересечения, рассмотрение которых выходит за рамки настоящего обзора^{86, 18, 21, 22}.

Сформулируем вкратце условия, при которых рассматриваемые здесь механизмы уширения оказываются существенными. Подробный анализ этих условий можно найти в работе⁷.

1) *Резонансные столкновения*. При столкновении возбужденного атома в резонансном состоянии с идентичным атомом в основном состоянии благодаря электростатическому диполь-дипольному взаимодействию появляется значительная вероятность передачи возбуждения от одного атома к другому (*эффект Хольтсмарка*, см.²³). Взаимодействия этого типа являются причиной дополнительной релаксации возбужденных атомов, приводя к увеличению ширины линии излучения Γ на величину $g = \alpha \Gamma N / k_0^3$ ²⁴, где α — численный коэффициент, зависящий от условий эксперимента, k_0 — частота резонансного перехода атома, а N — число атомов в единице объема. Уширение, обусловленное столкновениями, существенно зависит от давления паров исследуемого вещества и частоты атомного перехода. Так, для $N \sim 10^{15}$ ат/см³ вблизи ультрафиолетовой

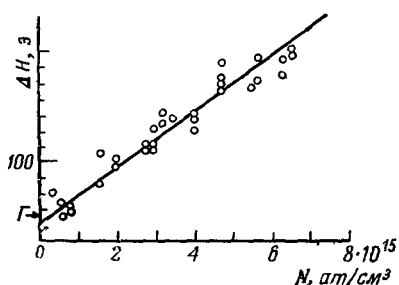


Рис. 3. Хольтсмарковское уширение сигнала пересечения.

области излучения $g \sim \Gamma$. На рис. 3 приведена зависимость ширины линии сигнала пересечения уровней 5^1p_1 -состояния кадмия в исчезающе слабом магнитном поле от концентрации²⁵. Анализ экспериментальных результатов показывает, что эффектом столкновений на ширину линии можно пренебречь, если N не превышает $10^{13} - 10^{14}$ ат/см³. Таким образом, при малых концентрациях атомов влияние столкновений практически отсутствует.

2) *Диффузия когерентности*. Это интересное явление, состоящее в сужении линии резонансного сигнала благодаря когерентному многократному рассеянию светового кванта в резонансной ячейке, было обнаружено при исследовании 6^3P_1 -состояния ртути. С тех пор оно явилось предметом исследования многих экспериментальных^{26а, б, 27} и теоретических работ^{26б, в, 28}. Когерентное сужение можно проиллюстрировать на основе следующего рассмотрения. Пусть, например, атомы ртути в магнитном поле H_0 возбуждаются на определенный магнитный подуровень 6^3P_1 -состояния. Начиная с момента возбуждения, ориентация атома в этом состоянии благодаря прецессии в магнитном поле изменяется во времени. При распаде состояния испущенный квант несет определенную информацию об ориентации атома и фазе состояния, которая может быть передана другому атому, поглотившему этот фотон. Эта фазовая память сохраняется в результате многократных актов рассеяния, в результате чего время затухания $T_c = 1/\Gamma_c$ недиагональных компонент ρ_{nm} , определяющее ширину Γ_c суженной линии, удлиняется. Для величины T_c теория дает следующее значение^{26в}:

$$T_c = \tau / (1 - \beta p), \quad (14)$$

где $\beta < 1$ — функция квантовых чисел основного и возбужденного состояний, а p — вероятность многократного рассеяния. Согласно (14) ширина наблюдаемого сигнала пересечения уменьшается. На рис. 4 приведены результаты экспериментального изучения^{26б, в} когерентного сужения сигнала при эффекте Ханле $3P_1$ -состояния Hg²⁰². Из-за многократной диффузии излучения, как следует из приведенной зависи-

мости, можно получить линию с шириной в три раза меньше естественной. Однако переходы атомов на другие магнитные подуровни при поглощении переизлученных фотонов, а также дезориентирующие столкновения прерывают когерентный процесс и тем самым уширяют линию. Поэтому, чтобы избежать дезориентирующих столкновений при увеличении давления, приводящего за счет резонансного сужения к росту T_c (хотя T_c уменьшается за счет деполяризации), необходимо, чтобы поперечное сечение поглощения фотона было достаточно большим. Переходы на другие подуровни при поглощении испущенного фотона можно исключить, если зеемановское расщепление сделать больше доплеровской ширины оптического возбуждения. В этом случае удастся достичь еще большего когерентного сужения^{7, 27} линии оптического излучения. К сожалению, этот процесс сопровождается деполяризацией света, затрудняющей наблюдение пересечения.

Из рассмотренного следуют два практически важных вывода: 1) Ширина сигнала пересечения с большой точностью определяется константой распада возбужденного состояния, если концентрация атомов в резонансной ячейке достаточно мала для того, чтобы не проявлялись эффекты Хольтсмарка и когерентного сужения. Для атомов ртути (см. рис. 4) при концентрациях 10^{10} — 10^{11} см⁻³ наблюдаемая ширина линии практически совпадает с естественной. 2) Можно изучать с помощью сигнала пересечения релаксационные процессы в возбужденных атомах, механизмы взаимодействия между ними, сечения столкновений^{23, 29} и явления когерентного сужения³⁰.

Метод пересечения уровней в некоторых случаях дает возможность разделить вклады в ширину линии пересечения, обусловленные спонтанными переходами и уширением, возникающим благодаря модуляции точки пересечения уровней флуктуирующими электрическими и магнитными полями, в которых находятся атомы (или ядра) в среде¹².

В качестве примера рассмотрим случай, когда сигнал пересечения $S_F(x)$ в отсутствие флуктуирующих полей имеет вид (13а). Если на атомы действует параллельное $H_0 = \omega_F/\gamma$ магнитное поле h , вызывающее изменение расщепления на некоторую величину $\Delta\omega = \gamma h$, то положение максимума $S_F(x)$ как функции ω_F будет иметь место уже не при $H_0 = 0$, а при $H_0 = -h$. При этом контур линии пересечения сдвигается не изменяя формы, а площадь под кривой

$$\mathcal{F}(\tau) = \int_{-\omega_m}^{\omega_m} [S_F(x) - (1/2) S_0] d\omega_F = \pi S'_0/4\tau$$

является функцией τ и (что существенно при достаточно больших значениях $\omega_m > \Delta\omega$ и $1/\gamma\tau$, $\omega_m\tau \gg 1$) не будет зависеть от h .

Таким образом, если h — напряженность случайного магнитного поля, то контур линии пересечения будет неоднородно уширен и образован огибающей линией (13а) со случайно сдвинутыми максимумами, а площадь $\mathcal{F}$ останется такой же, какой была бы при $h = 0$. Это обстоятельство позволяет определить ширину линии спонтанного перехода $1/\tau$ на фоне ее неоднородного уширения. Коэффициент можно определить

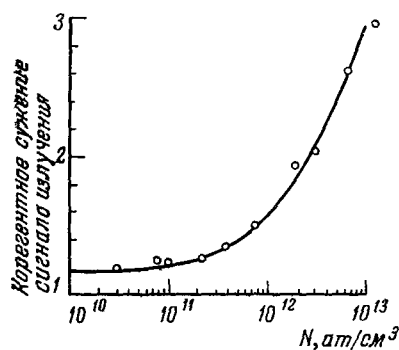


Рис. 4. Зависимость величины когерентного сужения сигнала излучения от концентрации N .

экспериментально, если измерить сигнал излучения в сильных магнитных полях ($\omega_F \tau \gg 1$).

г) Определение времен жизни возбужденных атомов с помощью эффекта Ханле. Как уже упоминалось, характерной особенностью сигнала пересечения (если выполнены условия, рассмотренные в п. в) является отсутствие источников уширения линии, вследствие чего наблюдаемая в экспериментах ширина линии практически совпадает с естественной. Именно это обстоятельство позволяет использовать эксперименты по пересечению уровней, в частности, в нулевом поле, для очень точного определения времени жизни возбужденных состояний.

Геометрия опыта, применяемая для определения τ , не отличается от рассмотренной в п. в): линейно поляризованное возбуждение распространяется вдоль Oy , вектор поляризации параллелен оси Ox , магнитное поле $\mathbf{H}_0 \parallel Oz$. Наблюдение сигнала пересечения, который для атомов ртути подчиняется (13), ведется в направлении поля $\mathbf{H}_0$. Экспериментально определяется степень поляризации испущенного света

$$P(H_0) = [S_F(x) - S_F(y)]/[S_F(x) + S_F(y)]$$

при двух значениях магнитного поля — нулевом и некотором отличном от нуля. Если обозначить через $P(0)$ степень поляризации при $H_0 = 0$, то с помощью (13) для $P(H_0)$ получаем соотношение

$$P(H_0) = P(0)/(1 + 4\omega_F^2 \tau^2) = P(0) [1 + (eH/m) g_F \tau]^2)^{-1}, \quad (15)$$

дающее возможность при известном атомном g_F -факторе оценить продолжительность жизни возбужденного состояния. Можно показать, что, хотя выражение (15) получено на примере пересечений подуровней атомов ртути, тем не менее оно справедливо для любой атомной системы.

Следует отметить, что на величину сигнала пересечения в нулевом поле могут оказывать влияние пересечения уровней вблизи исследуемой области полей. Поэтому для точного измерения τ необходимо знать вклад других пересечений в величину исследуемого сигнала. Тем не менее, даже без учета этого фактора экспериментально наблюдаемые значения τ вполне удовлетворительны и не уступают по точности полученным другими методами. Например, время жизни атомов Na^{23} в состоянии $3^2P_{3/2}$, определенное с помощью техники пересечения уровней в нулевом поле, по данным работы ³¹ равно $\tau = (1,63 \pm 0,05) \cdot 10^{-8}$ сек, а время жизни этого же состояния, измеренное с помощью двойного радиооптического резонанса ^{32, 33}, равно $\tau = (1,63 \pm 0,04) \cdot 10^{-8}$ сек.

Методом эффекта Ханле измерены времена жизни многих состояний различных элементов. Наряду с такими классическими веществами, как $\text{Hg}^{33, 34}$, щелочные металлы ^{35, 36а, 37}, в настоящее время техника эксперимента позволяет исследовать возбужденные состояния тяжелых элементов: Mn , Eu , Sm и Tm^{38} , Sn , Pb^{39} , Pd^{40} , Co^{41} , Ba^{42} и др.

д) Пересечение атомных уровней в произвольных постоянных магнитных полях. Изучение явлений, связанных с пересечением уровней в ненулевых магнитных полях, позволяет получить новые сведения об атомной структуре ⁴³. Наиболее важными из них являются эксперименты по определению констант тонкой и сверхтонкой структуры и квадрупольного взаимодействия. Метод может быть также применен для исследования штарковского расщепления.

Сигнал пересечения в ненулевых полях имеет значительно более сложную структуру, чем в случае эффекта Ханле. Поэтому для его расшифровки оказывается необходимым создавать каждый раз такие условия опыта, которые позволили бы упростить сравнение результатов эксперимента с теорией. Ниже мы рассмотрим несколько предельно упрощенных принципиальных схем эксперимента, обычно используемых на практике. Характер этих схем определяется спецификой наблюдаемых явлений и характеристиками излучаемого атомами света в условиях пересечения.

Выше было показано, что в электрическом дипольном приближении можно обнаружить пересечения атомных подуровней, магнитные квантовые числа которых m и m' отличаются на ± 1 и ± 2 . Случай $\Delta m = 0$ не рассматривается, так как по теории Неймана⁴⁴ уровни с одинаковыми магнитными квантовыми числами не пересекаются. Поэтому в свете флуоресценции содержится информация о пересечениях как с $\Delta m = \pm 1$, так и с $\Delta m = \pm 2$ — что может иметь место при любом данном значении магнитного поля H_0 , включая нулевое. С помощью определенного выбора геометрии пучков возбуждающего и переизлученного света, их поляризации, модуляционной техники и т. д. экспериментально удастся выделить сигналы пересечения с $\Delta m = \pm 1$ и $\Delta m = \pm 2$.

1) Сигнал пересечений с $|\Delta m| = 2$ и условия его наблюдения. На рис. 5 приведена одна из возможных схем опыта для наблюдения сигнала пересечения уровней с $\Delta m = 2$. Возбуждающий свет распространяется вдоль оси Oy , его вектор поляризации e^0 параллелен оси Ox . Регистрация света, испущенного атомами исследуемого вещества, находящегося в резонансной ячейке R , ведется в направлении магнитного поля $H_0 \parallel Oz$. После прохождения через анализатор A , вращающийся с частотой Ω в плоскости x, y , свет поступает в фотоумножитель, сигнал с которого в виде переменного тока подается на синхронный детектор. Вращающийся анализатор применяется для улучшения отношения сигнал/шум и исключения влияния на величину сигнала некогерентной части спонтанного излучения.

При данной геометрии опыта будут наблюдаться только пересечения уровней с $\Delta m = 2$. Для предсказания этого результата достаточно обратиться к виду поляризационной матрицы $\epsilon_{qq'}$, не вдаваясь в подробности вычислений, связанных с выражением (10). В рассматриваемом случае

$$\epsilon_{qq'}^0 = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 1 \end{pmatrix}.$$

Поскольку $m - m' = q' - q$, когерентно возбуждаться могут состояния, для которых $m - m' = \pm 2$, и интерференционный эффект будет обусловлен только этими состояниями.

Учитывая, что поляризационная матрица переизлученного в направлении H_0 света имеет вид

$$\epsilon_{\eta\eta'} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 & -\cos 2\alpha' - i \sin 2\alpha' \\ 0 & 0 & 0 \\ -\cos 2\alpha' + i \sin 2\alpha' & 0 & 1 \end{pmatrix},$$

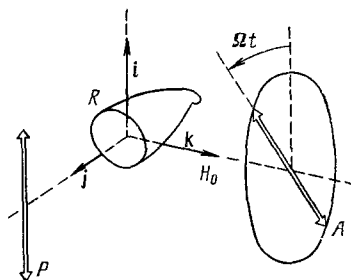


Рис. 5. Схема наблюдения сигналов пересечения с $|\Delta m| = 2$, обеспечивающая когерентное возбуждение и детектирование.

а компонента когерентного излучения, обусловленная пересечением с $|\Delta m| = 2$, зависит от t через $\cos 2\Omega t$, т. е.

$$S_F^{(\Delta m=2)} \sim \Gamma^2 (\Gamma^2 + \omega_{FmF'm'}^2)^{-1} \sin \alpha' (1 - \cos 2\Omega t).$$

Точно так же изменяется со временем некогерентно рассеянное излучение. С помощью синхронного детектирования при определенном выборе фазы можно получить сигнал пересечений только с $|\Delta m| = 1$, пропорциональный $\sin 2\Omega t$, исключив влияние пересечений $|\Delta m| = 2$ и некогерентно рассеянного света.

Выражения (16) и (19), вообще говоря, описывают скорее качественную сторону явления, а не количественную (за исключением случая хорошего разрешения отдельных пересечений). Для сравнения с экспериментальными результатами нужно пользоваться выражением, представляющим собой некоторую модификацию, например, (8) с учетом спектрального состава возбуждающего света. Известно, что относительная интенсивность света I_f , поглощаемого атомами f -го сверхтонкого уровня основного состояния, имеет различные значения для разных f . Поэтому величина сигнала пересечения зависит от отношения r их интенсивностей. С учетом этого обстоятельства матрицу возбуждения следует брать в виде

$$A_{mm'}^{FF'} = \sum \langle F'm' | e^0 D | f'\mu' \rangle^* I_{f'} \langle f'\mu' | e^0 D | Fm \rangle. \quad (20)$$

е) Применение метода пересечений в атомной спектроскопии. Со времени открытия метод пересечения применялся для изучения различных проблем в атомной спектроскопии. Но основными из них являются следующие: тонкая и сверхтонкая структура атомных состояний, время жизни возбужденных состояний, штарковские сдвиги⁴⁵ и атомные g -факторы, ядерные и электронные моменты^{46, 47, 48, 6} и т. д. Для иллюстрации метода пересечения остановимся только на рассмотрении изучения тонкого и сверхтонкого взаимодействий. С остальными вопросами можно ознакомиться по цитированным работам.

1) *Тонкая структура.* Измерения тонкой структуры с высокой точностью имеют важное значение для легких атомов, хорошо описываемых современной теорией. Поскольку во всех этих случаях расщепление мало по сравнению с доплеровской шириной соответствующих спектральных линий, обычная спектроскопия не дает нужной точности. Метод же пересечения с успехом применен для исследования состояния водорода и гелия с $n = 2$ и состояний лития с $n = 2, 3$ и 4 ⁴⁹. Полученные результаты по точности превосходят на несколько порядков результаты оптической спектроскопии.

Рассмотрим в качестве примера изучение тонкой структуры 2^3P -состояния атомов He^4 , которое впервые было предпринято в работе⁵, положившей начало рассматриваемому методу. На рис. 7 представлена схема зеемановских подуровней 2^3P -состояния. Кружками отмечены пересечения с $\Delta m = 2$. Еще одно пересечение этого типа $(0,0) - (2,2)$ наблюдается в сильном поле 8200 э; на рисунке оно не обозначено.

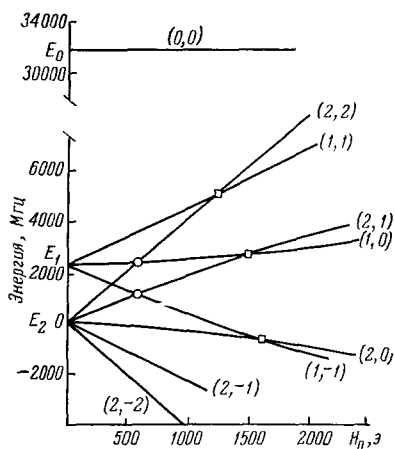


Рис. 7. Зеемановское расщепление 2^3P -состояния He^4 в магнитном поле.

Квадратиками отмечены пересечения с $\Delta m = 1$. Как показано в работе ⁵, все пересечения с $\Delta m = 2$ хорошо разрешены, и на основе соотношения (13) оценивается тонкая структура расщепления, т. е. частота $2^3P_1 - 2^3P_2$ -перехода. В этих измерениях она оказалась равной 2291, 200 (22) Мгц. Интересно сравнить это значение с недавно опубликованным 2291, 195 (7) Мгц, полученным методом атомного пучка ⁵⁰.

Эксперименты по определению тонкой структуры атомов оказываются сравнительно простыми и легко интерпретируются. Гораздо большая трудность встречается при изучении пересечений сверхтонких уровней, к которым мы сейчас переходим.

2) *Определение атомных и ядерных констант из пересечений сверхтонких подуровней.* Из экспериментально полученной кривой пересечений можно найти подлежащие определению атомные характеристики лишь при условии, что известен характер зависимости энергии пересекающихся подуровней от величины магнитного поля, т. е. $\omega_{FmF'm'}(H_0)$. Для возбужденных состояний эта зависимость, как правило, имеет очень сложный вид, особенно в тех случаях, когда атомные ядра обладают спином $I > 1/2$. Как известно, это приводит к необходимости учета в гамильтониане системы $\mathcal{H}$ наряду с магнитным сверхтонким взаимодействием еще квадрупольного:

$$\mathcal{H} = A\mathbf{I}\mathbf{J} + B[2I(2I-1)(2J-1)J]^{-1}[3(\mathbf{I}\mathbf{J})^2 + (3/2)(\mathbf{I}\mathbf{J}) - I^2J^2] + \mu_B g_J \mathbf{H}_0 \mathbf{J}_0 \quad (21)$$

где A — константа сверхтонкого, а B — квадрупольного взаимодействия, $\mathbf{J}$ — полный угловой момент электронной оболочки, μ_B — магнетон Бора,

g_J — электронный g -фактор. Взаимодействие ядерного спина с магнитным полем очень мало по сравнению с соответствующим взаимодействием электронной оболочки, поэтому в (21) оно опущено.

Диагонализировать матрицу оператора энергии $\mathcal{H}$ для произвольных значений I , J и H_0 , а следовательно, определить энергию подуровней в зависимости от H_0 в общем случае не удастся. Точное решение задачи оказывается возможным только в области очень слабых или сильных магнитных полей, которые с точки зрения техники пересечения уровней особого интереса не представляют, так как пересечения обнаруживаются в основном в промежуточных полях, для которых зеемановское расщепление уровней сравнимо со сверхтонким. Однако если использовать вычислительную технику, можно получить значения энергии подуровней и для этой области, и в зависимости от шага ΔH_0 магнитного поля с определенной точностью воспроизвести энергетический спектр любого возбужденного состояния. Следует отметить, что если до недавнего времени экспериментальные работы проводились без помощи вычислительной техники, то это было обусловлено лишь простотой изучаемого спектра. Обойтись без вычислительной техники при изучении пересечений тяжелых элементов совершенно невозможно. Наглядным примером этому служит работа ³⁸, в которой был рассчитан и изучен спектр $3d^5 4s 4p z^6 P_{7/2}$ -состояния Mn^{55} , представленного сверхтонкими магнитными подуровнями ⁴⁸⁶.

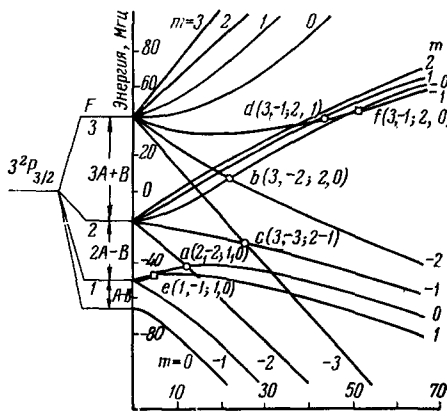


Рис. 8. Сверхтонкое расщепление $3^2P_{3/2}$ -состояния Na^{23} в зависимости от магнитного поля.

В качестве примера, иллюстрирующего возможности метода пересечения для определения различных атомных констант, рассмотрим пересечение магнитных подуровней $3^2P_{3/2}$ -состояния атомов натрия, достаточно хорошо изученного. Рассмотрим сначала пересечения с $\Delta m = 2$.

Энергетический спектр $2^3P_{3/2}$ -состояния, вычисленный в работе⁵¹ на основе гамильтониана (21), приведен на рис. 8 ($A = 18,8 \text{ Мгц}$, $B = 2,9 \text{ Мгц}$, $g_J = 1,3344$; $a - d$ — пересечения с $\Delta m = 2$, e, f — с $\Delta m = 1$). Кругками отмечены пересечения уровней с $\Delta m = 2$ в ненулевом магнитном поле, квадратиками — пересечения с $\Delta m = 1$. Наряду с этими пересечениями имеются девять пересечений этого же типа в нулевом магнитном поле (эффект Ханле). Поэтому кривая интерференционного сигнала, наблюдаемая в эксперименте, является суперпозицией сигналов всех этих пересечений. На рис. 9 приведена зависимость сигнала пересечений с $\Delta m = 2$ от магнитного поля. На верхней кривой кругками нанесены экспериментальные результаты. Как видно из графика полученного

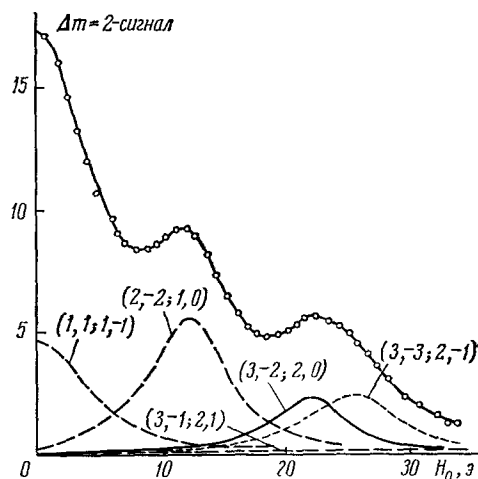


Рис. 9. Сигнал пересечений с $|\Delta m| = 2$.

сигнала, в эксперименте отдельные пересечения не разрешаются и лишь одна группа пересечений слегка отделяется от другой. Не зная вклада отдельных пересечений в этот общий сигнал, на основе измерений из него невозможно извлечь ожидаемую информацию о структуре изучаемого спектра. Поэтому в подобных случаях поступают следующим образом^{38, 51}. Считая, что выражение для интерференционного сигнала (10) с учетом (20) является вер-

$F, m; F'm'$	Положение точки пересечения, э	Амплитуда сигнала, отн. ед.
3, 3; 3, 1	0,0	0,075
3, 2; 3, 0	0,0	0,150
3, 1; 3, -1	0,0	0,180
3, 0; 3, -2	0,0	0,150
3, -1; 3, -3	0,0	0,075
2, 2; 2, 0	0,0	0,000
2, 1; 2, -1	0,0	0,000
2, 0; 2, -2	0,0	0,000
1, 1; 1, -1	0,0	0,262
2, -2; 1, 0	12,5	0,319
3, -2; 2, 0	22,5	0,135
3, -3; 2, -1	26,0	0,137
3, -1; 2, +1	44,5	0,0096

ным, вычисляют кривые сигналов для каждой пары пересекающихся уровней при определенных значениях параметров A , B , τ и r (в данном случае r представляет отношение интенсивностей света, поглощаемого атомами на сверхтонких подуровнях $f = 1$ и 2 основного состояния). Эти сигналы приведены на рис. 9. Затем их складывают, образуя теоретически рассчитанную кривую сигнала пересечения. Варьируя параметры A , B , τ и r , находят их оптимальные значения, при которых вычисленная результирующая кривая (верхняя кривая на рис. 9) имеет наилучшее совпадение с экспериментальной. Согласно работе⁵¹ они таковы: $A = 18,80 \pm 0,15 \text{ Мгц}$, $B = 2,9 \pm 0,3 \text{ Мгц}$, $\tau = (1,59 \pm 0,04) \times 10^{-8} \text{ сек}$, $r = 1,44$. Вычисленные с помощью этих параметров относительная амплитуда сигнала каждого пересечения и значения магнитного поля, при котором наступают пересечения с $\Delta m = 2$, приведены в таблице.

Для сравнения отметим, что константы A , B и τ , найденные методом двойного радиооптического резонанса, в пределах ошибки измерения совпадают с вышеприведенными ^{52, 53}. Эксперименты по пересечениям позволяют определить и величину квадрупольного момента. Для Na^{23} он найден равным ^{38a}

$$Q = (0,109 \pm 0,03) \cdot 10^{-24} \text{ см}^2.$$

С помощью сигнала пересечения уровней с $\Delta m = 1$ может быть получена та же информация о спектре состояния, что и в случае пересечений с $\Delta m = 2$. На рис. 10 приведены вычисленная (сплошная) и экспериментальная кривые, полученные в ранее цитированной работе ⁵¹, представляющие сигнал пересечения сверхтонких подуровней $3^2P_{3/2}$ -состояния натрия.

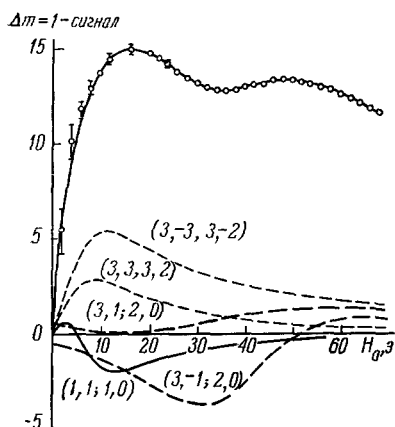


Рис. 10. Сигнал пересечений с $|\Delta m| = 1$.

Результирующий сигнал суммирует сигналы пересечения с $\Delta m = 1$ (обозначения те же, что и на рис. 9) в нулевом магнитном поле и два сигнала $(1, 1; 1, 0)$ и $(3, -1; 2, 0)$ в полях около 5 и 52 э. Для рассчитанной кривой используются те же оптимальные параметры, что и для расчета кривой пересечений с $\Delta m = 2$. Значение же g здесь для наиболее удовлетворительного согласия с экспериментальной кривой взято равным 1,28. Различие в значениях g для рассмотренных случаев обусловлено изменением геометрии опыта.

Рассмотренный пример неплохо демонстрирует возможности методики пересечений уровней для изучения спектра возбужденных атомных состояний.

Правда, для его успешного применения необходимы сведения, вычисленные или полученные другими методами. Так, например, при получении вышеприведенных атомных констант значение атомного g -фактора бралось из экспериментов по двойному радиооптическому резонансу ⁵². Ввиду этого обстоятельства всегда желательно сочетание обоих методов, обеспечивающих практически одинаковую точность опытных результатов. К настоящему времени имеются данные более чем о пятидесяти возбужденных состояниях, полученные этими методами для таких, например, систем, как In^{54} , Yb^{55} , C^{56} , Ca^{57} , Ba^{42} , Cd^{48} , Pb^{58} , K^{59} , Cs^{60} , $\text{Hg}^{46, 61}$, Xe^{62} и др.

ж) Способы увеличения разрешения кривых пересечения. В настоящее время известны три способа, позволяющие хотя бы частично выделить сигналы пересечений, которые при обычных экспериментальных условиях, рассмотренных в предыдущих разделах, полностью неразрешимы.

Первый метод в оптику был перенесен из ядерной физики, где он уже давно использовался при исследовании структуры ядерных состояний. Наибольшее развитие он получил в экспериментах по эффекту Мёсбауэра, в которых изучалась сверхтонкая структура ядерных состояний по резонансной γ -флуоресценции ⁶³. Эти работы подтвердили, что при измерении спектра фотонов, которые были испущены через короткий промежуток времени θ после образования возбужденного состояния ядер (коротким по сравнению со средним временем жизни τ), испущенная

линия шире, чем в нормальных мёсбауэровских экспериментах (порядка Г). Однако линия становится уже, даже уже естественной ширины, если время задержки θ увеличивается, т. е. если детектор регистрирует только те кванты, которые были испущены через значительный промежуток времени после образования возбужденного состояния. Физически это означает, что детектируются только фотоны, испущенные ядрами с временем жизни больше среднего значения τ в этом состоянии.

На рис. 11 приведена зависимость ширины линии испускания γ -излучения Co^{57} от времени распада⁶⁴. Из него видно, что при задержке θ , превосходящей τ , линия становится уже обычно измеряемой (стрелка указывает на ширину нормально измеренной линии).

Для сигнала пересечения в резонансной флуоресценции атомов будет наблюдаться аналогичное явление. Пусть вероятность испускания фотона двумя пересекающимися уровнями к моменту после возбуждения при определенной геометрии возбуждения и наблюдения равна^{65 *}

$$P(t, \omega_0) = (1 - \cos \omega_0 t) e^{-t/\tau},$$

где ω_0 — расстояние между подуровнями. Если все фотоны до момента θ после возбуждения атомов не попадают на детектор (фотоумножитель заперт), то вероятность наблюдения фотона с этого момента постоянна:

$$P(\omega_0, \theta) = \int_{\theta}^{\infty} P(t, \omega_0) dt = \tau e^{-\theta/\tau} [1 - (\cos \omega_0 \theta - \sin \omega_0 \theta) (1 + \omega_0^2 \tau^2)^{-1}].$$

График этой функции представлен на рис. 12. Из графика следует, что начиная с $\theta = \tau$ частотное распределение вероятности имеет волнистый

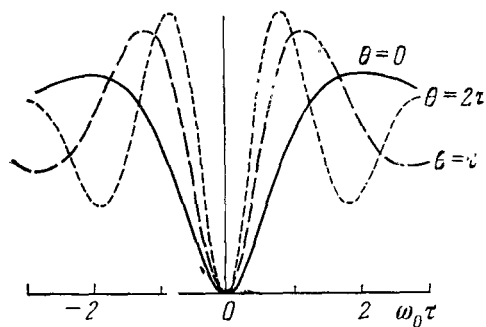


Рис. 12. Функция $P(\omega_0, \theta)$ при различных значениях θ .

характер, причем с увеличением времени задержки центральный пик сужается. Принцип задержанных наблюдений был использован для изучения пересечений уровней $3^2P_{3/2}$ -состояния натрия⁶⁵. Ячейка с парами натрия облучалась импульсами (протяженностью порядка 20 нсек) резонансного света. Для регистрации света флуоресценции, возникающего через время θ после возбуждения, применялась техника запаздывающих совпадений. На рис. 13, а приведена кривая сигнала пересечений с $\Delta t = 2$ для $\theta = 0$. Из него видно, как сигнал пересечения в нулевом поле сглаживается и искажает кривые от пересечений a и $b \rightarrow c$, делая невозможным определение положения последних. Результаты эксперимента

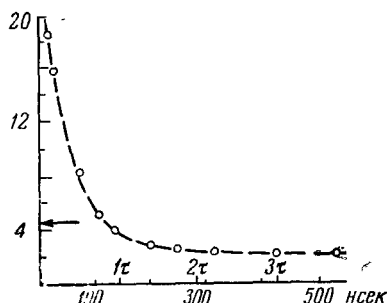


Рис. 11. Ширина линии как функция времени, полученная с помощью поглотителя γ -лучей $\text{K}_4\text{Fe}(\text{CN})_6$.

*) $|\exp(i\omega_1 t) - \exp(i\omega_2 t)|^2 \exp(-t/\tau) = 2(1 - \cos \omega_0 t) \exp(-t/\tau)$.

для $\theta = 2,5^\circ$ представлены на рис. 13, б. Обнаруживается сильное сужение линии, соответствующей пересечениям в нулевом магнитном поле, даже при плохой статистической точности. Экспериментальная установка позволяла изучать области магнитных полей вблизи пересечений с лучшей

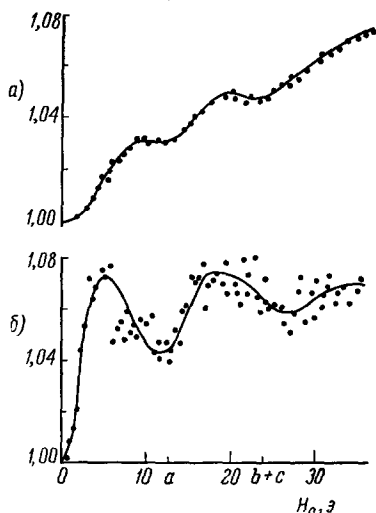


Рис. 13. Сигнал пересечений с $\Delta m = 2$ уровней $3^2P_{3/2}$ -состояния Na^{23} для различных времен задержки.

статистической точностью, по сравнению с результатами, представленными на рис. 13, б. Благодаря этому было достигнуто частичное разрешение пересечений b и c (рис. 14) и более точно выделен сигнал пересечения b , положение которого соответствует полю $H_0 = 124 \pm 0,2$ э, что совпадает со значением, вычисленным в работе ⁵¹. Результаты, получаемые с помощью этого метода, очень хорошие. Однако ввиду чрезвычайной сложности экспериментального устройства работы в этом направлении развиваются весьма медленно.

Чтобы понять суть второго способа, обратимся к выражению (10) для интенсивности сигнала пересечения. Оно было получено в предположении о равноваселенности магнитных подуровней основного состояния, являющемся совершенно справедливым для комнатных температур, принятым способом возбуждения. Из-за этого обстоятельства скорость возбуждения атомов на пересекающиеся уровни с различных подуровней основного состояния зависит только от вероятности оптических переходов и не зависит от населенностей. Эти условия определяют вид экспериментальной кривой сигнала пересечений, хорошо совпадающей с теоретически рассчитанной, как было показано раньше. Естественно, характер этой кривой изменится, если населенности зеемановских подуровней основного состояния существенно различны. В этом случае изменяются скорости заселения различных подуровней возбужденного состояния, а следовательно, и величины относительных сигналов отдельных пересечений. Этот вопрос уже обсуждался в п. а) данной главы. Наиболее эффективным методом создания неравновесного распределения атомов основного состояния по подуровням является метод оптической ориентации. Впервые описываемый метод был применен для изучения пересечений в K^{39} ⁶⁶. Его спектр такой же, как и у натрия, а пересечения с $\Delta m = 2$ наблюдаются в полях $a - 3,02$ э, $b - 6,75$ э, $c - 8,21$ э, $d - 13,21$ э.

Согласно правилам отбора и условиям когерентного возбуждения атомов в «пересечение» следует, что вклад в резонансную флуоресценцию от пересечения уровней в конечном счете определяется поглощением света атомами на определенных подуровнях основного состояния. В случае щелочных металлов пересечения a и b связаны с поглощением света на уровнях ($f = 2, \mu = -1$) и ($1, -1$) основного состояния, пересечение $c - c$ с уровнем ($2, -2$). Селективное увеличение населенностей магнитных подуровней с квантовым числом $\mu = -1, -2$ приводит к увеличению

различных подуровней основного состояния зависит только от вероятности оптических переходов и не зависит от населенностей. Эти условия определяют вид экспериментальной кривой сигнала пересечений, хорошо совпадающей с теоретически рассчитанной, как было показано раньше. Естественно, характер этой кривой изменится, если населенности зеемановских подуровней основного состояния существенно различны. В этом случае изменяются скорости заселения различных подуровней возбужденного состояния, а следовательно, и величины относительных сигналов отдельных пересечений. Этот вопрос уже обсуждался в п. а) данной главы. Наиболее эффективным методом создания неравновесного распределения атомов основного состояния по подуровням является метод оптической ориентации. Впервые описываемый метод был применен для изучения пересечений в K^{39} ⁶⁶. Его спектр такой же, как и у натрия, а пересечения с $\Delta m = 2$ наблюдаются в полях $a - 3,02$ э, $b - 6,75$ э, $c - 8,21$ э, $d - 13,21$ э.

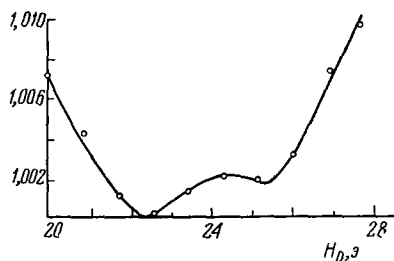


Рис. 14. Частичное разрешение пересечений b и c в Na^{23} .

относительного сигнала упомянутых пересечений. С учетом этого обстоятельства и выбирается геометрия эксперимента. Наряду с линейно поляризованным светом, распространяющимся в направлении H_0 для возбуждения атомов в когерентную суперпозицию состояний, к системе прикладывается циркулярно поляризованное излучение, тоже в направлении H_0 , производящее оптическую ориентацию атомов.

На рис. 15, *a* изображен сигнал пересечений *b* и *c* без света подкачки (оптической ориентации), а на рис. 15, *б* — в присутствии ориентирующего σ -луча. Во втором случае сигнал пересечения увеличился в 2,5 раза по сравнению с первым. В то же время его положение изменилось, оно сдвинуто в область более высокого магнитного поля. Это обусловлено увеличением вклада пересечения *c* в общий сигнал *b* + *c*.

Тем самым продемонстрирована еще одна возможность разрешения сигналов пересечения (правда, без достаточных количественных оценок), которая из-за очевидной простоты заслуживает определенного внимания. Возможно, что при некоторых физических условиях, обсуждаемых, например, в работе ⁶⁷, удастся этим методом выделить и одиночные пересечения. Но пока таких работ нет.

Наконец, совсем недавно был предложен еще один метод, основанный на изменении относительных интенсивностей сверхтонких компонент возбуждающего света ⁶⁸. Он позволяет усиливать одну группу пересечений при одновременном ослаблении других, если их возникновение связано с поглощением различных сверхтонких компонент резонансного облучения. Применения этого метода можно найти в работе ^{36б}.

4. АНТИПЕРЕСЕЧЕНИЯ АТОМНЫХ УРОВНЕЙ *)

Интерференционные эффекты в резонансной флуоресценции возникают не только тогда, когда атомные уровни пересекаются, но и в том случае, если они сближаются на расстояние меньше или порядка их естественной ширины при наличии статического возмущения *V*, связывающего эти уровни. В атомной спектроскопии это явление было предсказано Подгорецким ⁸⁵ и обнаружено сравнительно недавно ^{6, 69}. При исследовании пересечения уровней 2^3P -состояния лития авторы работ ^{6, 69} обнаружили существенную асимметрию ожидаемого сигнала пересечения, что нельзя было объяснить в рамках теории пересечений. Дальнейшие исследования показали, что эта асимметрия была прослежена в присутствии первоначально незамеченного интерференционного сигнала, обусловленного антипересечением атомных подуровней.

Антипересечения энергетических уровней известны в атомной физике давно. Наиболее полно их теория, как самостоятельного вопроса, изложена в работах ^{19, 69}, вследствие чего здесь будут рассмотрены некоторые общие рассуждения и простые вычисления для качественной интерпретации результатов, получаемых с помощью сигнала флуоресценции. Пусть

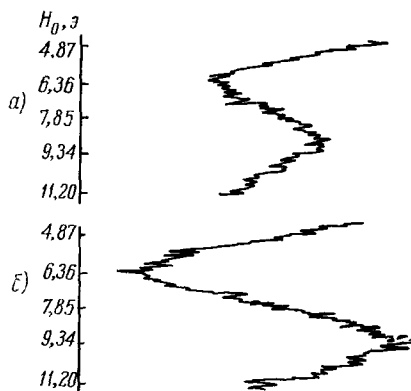


Рис. 15. Сигнал пересечений *b* и *c* $3^2P_{3/2}P_{3/2}$ -состояния K^{39} .

*) Обширная библиография по рассматриваемым здесь вопросам приведена в обзоре ⁷.

$\mathcal{H} = \mathcal{H}_0 + V$ — гамильтониан системы, где V — оператор не зависящего от времени возмущения, связывающего состояния $|a\rangle$ и $|b\rangle$ невозмущенного гамильтониана $\mathcal{H}_0$. В качестве исходного нулевого приближения вместо $|a\rangle$ и $|b\rangle$ можно взять линейные комбинации вида

$$|\psi\rangle = a|a\rangle + b|b\rangle.$$

Подставляя это выражение в «возмущенное» уравнение Шрёдингера

$$\mathcal{H}|\psi\rangle = E|\psi\rangle,$$

получаем после несложных преобразований искомые собственные значения энергии в первом приближении по возмущению

$$E = (1/2)(\mathcal{H}_{aa} + \mathcal{H}_{bb}) \pm [(1/4)(\mathcal{H}_{aa} - \mathcal{H}_{bb})^2 + |V_{ab}|^2]^{1/2}. \quad (22)$$

Если значения энергии обоих термов становятся равными (уровни пересекаются), то это значит, что оба значения E , определяемых формулой (22), совпадают. Для этого необходимо, чтобы подкоренное выражение в (22) обратилось в нуль, т. е.

$$\mathcal{H}_{aa} - \mathcal{H}_{bb} = E_a - E_b + V_{aa} - V_{bb} = 0, \quad V_{ab} = 0.$$

Эти уравнения удовлетворяются одновременно, если $V = 0$. Отсюда видно, что если между обоими состояниями есть переходы ($V_{ab} \neq 0$), то пересечение уровней, которое имело бы место в отсутствие возмущения, исчезает и расстояние между ними становится равным

$$\Delta E = [(E_a - V_{aa} - E_b + V_{bb})^2 + 4|V_{ab}|^2]^{1/2}.$$

На рис. 16 приведена диаграмма двух антипересекающихся уровней.

Символы a и b относятся к уровням и волновым функциям в отсутствие связи, а a' и b' — к уровням и состояниям, когда $V \neq 0$. Уровни a и b (штриховые линии) пересекаются при $E_a = E_b$, в то время как a' и b' не пересекаются. Для этого случая волновая функция каждого состояния имеет вид

$$\begin{aligned} |a'\rangle &= \cos(\beta/2)|a\rangle + \sin(\beta/2)|b\rangle, \\ |b'\rangle &= -\sin(\beta/2)|a\rangle + \cos(\beta/2)|b\rangle, \\ \operatorname{tg} \beta &= 2V_{ab}/\varepsilon, \quad \varepsilon = E_a - E_b - V_{aa} + V_{bb}. \end{aligned} \quad (23)$$

Для $\beta = \pi/2$ она является 50%-ной смесью волновых функций несвязанных состояний. Отсюда следует, что при наличии возмущения, связывающего состояния $|a\rangle$ и $|b\rangle$, даже некогерентное возбуждение этих чистых состояний приведет к возникновению суперпозиционных состояний (23) в области антипересечения. В этом и состоит основная причина того, что антипересечения могут наблюдаться для таких уровней, когерентное возбуждение которых запрещено правилами отбора и для которых принципиально не может быть использован метод пересечений. Если в экспериментах по пересечению уровней «связь» между соответствующими магнитными подуровнями является неотъемлемой чертой когерентного оптического возбуждения, то в экспериментах по антипересечению она осуществляется за счет некоторого статического возмущения (в двойном

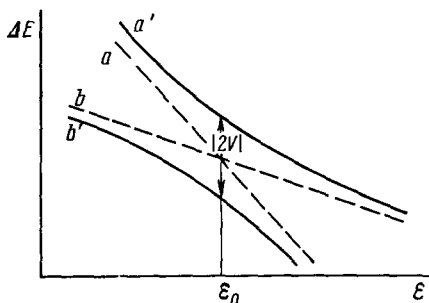


Рис. 16. Положение возмущенных состояний $|a'\rangle$ и $|b'\rangle$ в зависимости от $\mathcal{H}_{aa} - \mathcal{H}_{bb} = \varepsilon$ (наименьшее сближение уровней при $\varepsilon = \varepsilon_0$).

радиооптическом резонансе эта связь осуществляется радиочастотным полем подходящей частоты *)).

Эти качественные результаты относительно характера резонансной флуоресценции в состоянии антипересечения атомных уровней подтверждаются теорией ⁶⁹. Пусть $|a\rangle$ и $|b\rangle$ — собственные состояния оператора $\mathcal{H}_0$ с энергиями ω_a и ω_b , а V , как и раньше, — оператор связи этих состояний. Тогда изменение возбужденного состояния атома $|t\rangle$ со временем определяется уравнением

$$i \frac{\partial}{\partial t} |t\rangle = (\mathcal{H}_0 + \mathcal{H}_D + V) |t\rangle, \quad (24)$$

где для учета затухания состояний $|a\rangle$ и $|b\rangle$ введен оператор $\mathcal{H}_D$, имеющий собственные значения $-i\Gamma_a/2$ и $-i\Gamma_b/2$ в представлении $\mathcal{H}_0$. Решение (24) ищется в виде

$$|t\rangle = a(t) e^{-i\omega_a t} + b(t) e^{-i\omega_b t}$$

при условии, что в момент $t = 0$ атом был возбужден. Тогда вместо (24) получаем

$$i\dot{a} = -i(\Gamma_a/2)a + 2\pi V e^{i\omega t} b, \quad i\dot{b} = -i(\Gamma_b/2)b + 2\pi V^* e^{-i\omega t} a, \quad (25)$$

причем

$$\omega = \omega_a - \omega_b, \quad V = \langle a | V | b \rangle / 2\pi.$$

Подстановка очевидного решения

$$a = \sum_{n=1}^2 A_n e^{(\alpha_n + i\omega_a)t}, \quad b = \sum_{n=1}^2 B_n e^{(\alpha_n + i\omega_b)t}$$

в (25) дает

$$\left. \begin{aligned} \alpha_{1,2} &= -[(1/4)(\Gamma_a + \Gamma_b) + (1/2)i(\omega_a + \omega_b)] \pm \\ &\quad \pm \{[(1/4)(\Gamma_a - \Gamma_b) + (1/2)i\omega]^2 - |2\pi V|^2\}^{1/2}, \\ B_n &= (A_n/2\pi V) i(\alpha_n + i\omega_a + (1/2)\Gamma_a), \\ A_1 &= -[(\alpha_2 + i\omega_2 + (1/2)\Gamma_a) f_{a\mu} + 2\pi i V f_{b\mu}] / (\alpha_1 - \alpha_2), \\ A_2 &= [(\alpha_1 + i\omega_a + (1/2)\Gamma_a) f_{a\mu} + 2\pi i V f_{b\mu}] / (\alpha_1 - \alpha_2), \end{aligned} \right\} \quad (26)$$

где было принято, что в момент времени $t = 0$ $a(0) = f_{a\mu}$, $b(0) = f_{b\mu}$, причем $\mathbf{f}$ с точностью до несущественной константы — вектор поляризации возбуждающего света, $|\mu\rangle$ — магнитный подуровень основного состояния.

Интенсивность флуоресценции пропорциональна квадрату матричного элемента $\langle \mu' | \mathbf{g} | t \rangle$, где $\mathbf{g}$ — вектор поляризации излученного света. Чтобы найти стационарный сигнал излучения от атомов, возбужденных к моменту $t = 0$ с неодинаковой скоростью, нужно t заменить на $t - t_0$ и $|\langle \mu' | \mathbf{g} | t - t_0 \rangle|^2$ проинтегрировать по t_0 от $-\infty$ до t . С учетом (26) это дает

$$\begin{aligned} S &= \Gamma_a^{-1} \sum |f_a|^2 |g_a|^2 + \Gamma_b^{-1} \sum |f_b|^2 |g_b|^2 + \\ &\quad + (\Gamma_a \Gamma_b / \gamma D) \sum (f_a f_b^* g_a g_b^* + \text{компл. сопр.}) - \\ &\quad - i \Gamma_a \Gamma_b \Delta / (\gamma D) \sum (f_a f_b^* g_a g_b^* + \text{компл. сопр.}) - \\ &\quad - (2\Gamma_a \Gamma_b / \gamma D) |V|^2 \sum [fg] + (2/\gamma^2 D) \sum (V^* f_a f_b^* + V f_a^* f_b) (V^* g_a g_b^* + V g_a^* g_b) + \\ &\quad + (\Delta \Gamma_a \Gamma_b / \gamma^2 D) \sum [f(V g_a g_b^* + V g_a^* g_b) + g(V^* f_a f_b^* + V f_a^* f_b)] + \\ &\quad + i(\Gamma_a \Gamma_b / \gamma D) \sum [f(V g_a g_b^* - V^* g_a^* g_b) + g(V^* f_a f_b^* - V f_a^* f_b)], \quad (27) \end{aligned}$$

*) Можно показать, что с позиций двойного радиооптического резонанса в экспериментах по антипересечениям переходы индуцируются поперечным магнитным полем, которое можно представить в виде двух компонент, вращающихся в противоположные стороны с нулевой частотой ⁷⁰. Иначе говоря, двойной резонанс во вращающейся системе координат можно представить как антипересечение уровней.

где

$$D = \Gamma_a \Gamma_b + 2 |V|^2 + |\Gamma_a \Gamma_b \Delta^2 / \gamma^2|,$$

$$f = (|f_a|^2 / \Gamma_a) - (|f_b|^2 / \Gamma_b), \quad g = (|g_a|^2 / \Gamma_a) - (|g_b|^2 / \Gamma_b),$$

$$\gamma = (\Gamma_a + \Gamma_b) / 2.$$

Суммирование здесь проводится по магнитным квантовым числам основного состояния.

Первые два члена в этом выражении представляют собой ранее рассмотренное некогерентное излучение, представляющее фон. Третий и четвертый описывают уже известный нам сигнал пересечения, исправленный с учетом возмущения V , для наблюдения которого необходимо когерентное возбуждение и детектирование. Этот известный критерий сигнала пересечения означает, что оптическое возбуждение должно переводить атомы в состояния $|a\rangle$ и $|b\rangle$ с одного и того же или нескольких подуровней основного состояния, а детектор должен «наблюдать» переходы с $|a\rangle$ и $|b\rangle$ на один и тот же или несколько подуровней конечного состояния.

Пятый член в (27) является единственным чистым сигналом антипересечения. Для его наблюдения не требуется ни когерентного возбуждения, ни когерентного детектирования. Более того, он становится максимальным, когда возбуждается только одно из состояний $|a\rangle$ или $|b\rangle$, а детектируется излучение только с одного из них. Если $\Gamma_a = \Gamma_b$ и возбужденные подуровни заселены одинаково, то $\sum |f_a|^2 = \sum |f_b|^2$ и сигнал антипересечения исчезает. Исчезает он и в том случае, если при детектировании не удастся разделить излучение с подуровней $|a\rangle$ и $|b\rangle$, поскольку $\sum |g_a|^2 = \sum |g_b|^2$, а следовательно, и $g = 0$.

Последние три члена в (27) описывают излучение, представляющее собой смесь сигналов пересечений и антипересечений, требующих для своего обнаружения как $V \neq 0$, так и когерентности на одном из участков процесса резонансной флуоресценции — либо в канале возбуждения, либо в канале детектирования. Недавно такие сигналы наблюдались экспериментально⁷¹.

Когда возмущение отсутствует, последние четыре члена в (27) выпадают и остается сигнал пересечения, т. е. в нулевом приближении по V . Если Γ_a или $\Gamma_b = 0$, т. е. один из уровней безызлучательный, то в (27) исчезают все члены, за исключением первых двух. Таковы общие характеристики света флуоресценции, содержащего информацию о пересечениях и антипересечениях в присутствии статического возмущения, связываемого рассматриваемые состояния.

Для выяснения особенностей сигнала антипересечения и выявления возможности использования этого эффекта для целей спектроскопии атомных состояний рассмотрим

некоторые экспериментальные результаты, полученные для атомов лития. В 2P -состоянии лития имеют место два пересечения уровней тонкой структуры: $(J = 3/2, m_J = -3/2) - (J = 1/2, m_J = 1/2)$ — пересечение в поле 3200 э и $(3/2, -3/2) - (1/2, -1/2)$ — пересечение в поле 4800 э (рис. 17). Последнее пересечение относится к области сильных магнитных полей. Однако из-за того, что спин ядра атома лития отличен от нуля

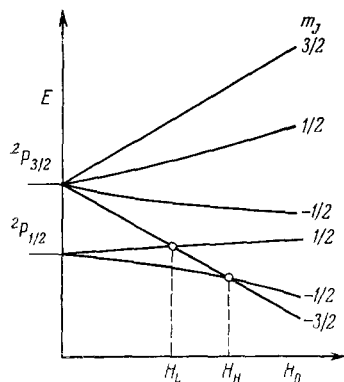


Рис. 17. Тонкая структура 2P -состояния Li без учета сверхтонкого взаимодействия.

$I(\text{Li}^6) = 1$, $I(\text{Li})^7 = 3/2$, благодаря сверхтонкому взаимодействию каждый m_J -уровень тонкой структуры расщепляется на $2I + 1$ магнитных подуровней. На рис. 18 приведен энергетический спектр атомов Li^7 в области пересечения уровней с $m_J = -1/2$ и $m_J = -3/2$ с учетом сверхтонкого взаимодействия. Уровни, полученные при пренебрежении связывающего возмущения, обозначаются слева на рисунке квантовыми числами m_I , действительные же уровни характеризуются числами $m_F = m_I + m_J$ и представлены сплошными линиями. Связь приводит к своеобразному отталкиванию тех уровней, для которых квантовые числа m_F одинаковы, но различны m_J . Из этого условия находят три положения антипересечения, они обведены квадратиками на рисунке. Кругами отмечены положения пересечений, которые бы наблюдались, если бы связи не было. Хотя сигнал пересечения все же наблюдается (в согласии с (27)), он искажается из-за сдвигов положения пересечений и из-за того, что волновые функции шести из восьми состояний сильно изменяются в области пересечения. Это означает, что очень трудно извлечь информацию о тонкой и сверхтонкой структуре из сигнала пересечения в сильном магнитном поле. К счастью, сигнал антипересечения не искажается и может быть обнаружен в чистом виде. Поскольку пара уровней каждого из трех пересечений имеет различные m_I , они не могут ни возбуждаться с одного подуровня основного состояния, ни распадаться на него: в сильных магнитных полях это запрещено правилами отбора для электрических дипольных переходов. С учетом этого факта и условия $\Gamma_a = \Gamma_b = \Gamma$ выражение для сигнала антипересечения становится более простым для интерпретации экспериментальных результатов:

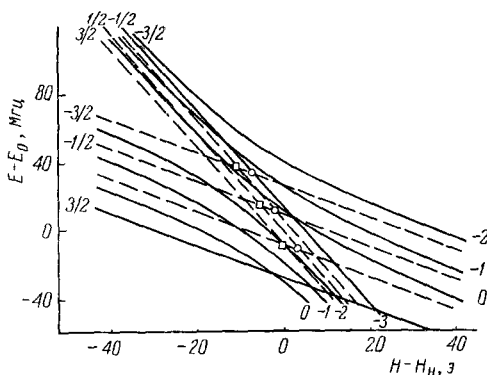


Рис. 18. Сверхтонкая структура атомов Li^7 в 2P -состоянии.

(в согласии с (27)), он искажается из-за сдвигов положения пересечений и из-за того, что волновые функции шести из восьми состояний сильно изменяются в области пересечения. Это означает, что очень трудно извлечь информацию о тонкой и сверхтонкой структуре из сигнала пересечения в сильном магнитном поле. К счастью, сигнал антипересечения не искажается и может быть обнаружен в чистом виде. Поскольку пара уровней каждого из трех пересечений имеет различные m_I , они не могут ни возбуждаться с одного подуровня основного состояния, ни распадаться на него: в сильных магнитных полях это запрещено правилами отбора для электрических дипольных переходов. С учетом этого факта и условия $\Gamma_a = \Gamma_b = \Gamma$ выражение для сигнала антипересечения становится более простым для интерпретации экспериментальных результатов:

$$S_a = -[2|V|^2/\Gamma(\Gamma^2 + \Delta^2 + 2|V|^2)] \left[\sum_{\mu} |f_{a\mu}|^2 - \sum_{\mu'} |f_{b\mu}|^2 \right] \left[\sum_{\mu} |g_{a\mu}|^2 - \sum_{\mu'} |g_{b\mu}|^2 \right], \quad (28)$$

где суммы по μ и μ' не перекрываются.

Общий сигнал антипересечения является суперпозицией трех таких сигналов (с **сильным** перекрытием) для Li^7 и двух — для Li^6 . Интересно отметить, что согласно (28) сигнал имеет форму лоренцевой линии при любой геометрии опыта; здесь нет того смешивания лоренцевой и дисперсионной кривых, которое имеет место в экспериментах по пересечению уровней. Зависимость сигнала антипересечения от поляризации возбуждающего и детектируемого света может быть определена в результате оценки матричных элементов $f_{a\mu}$, как это было сделано в п. а) гл. 3. Для случая, когда векторы распространения возбуждающего и переизлученного света перпендикулярны друг другу и направлению постоянного магнитного поля $\mathbf{H}_0$,

$$S_a \sim (3\cos^2 \theta - 1)(3\cos^2 \theta' - 1), \quad (29)$$

где θ и θ' — углы между H_0 и плоскостями поляризации падающего и детектируемого света. Правда, имеется некоторое расхождение между этой зависимостью и экспериментально полученной. Мы опускаем здесь обсуждение этого вопроса, подробно рассмотренного в работе ⁶⁹.

На основе выражения (27) можно оценить зависимость сигнала пересечения для той же геометрии опыта в отсутствие возмущения:

$$S_F \sim \sin 2\theta \cdot \sin 2\theta'. \quad (30)$$

Возмущение искажает форму линии сигнала, но не изменяет характера зависимости S_F от θ и θ' . Уравнения (29) и (30) приводят к очень важному выводу: чистый сигнал антипересечения может быть получен для θ или $\theta' = 0$, или $\pi/2$, чистый сигнал пересечения — для углов θ или $\theta' = \arccos(\sqrt{3}/3)$. Эти условия определяют выбор геометрии опыта по изучению антипересечения уровней в чистом виде.

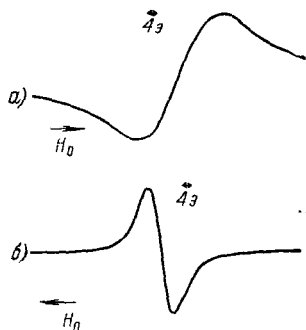


Рис. 19. Запись сигнала антипересечения в 2P -состоянии атомов Li^7 (а) и Li^6 (б).

На рис. 19 приведены записи чистых сигналов антипересечения для случая Li^7 и Li^6 . Ширина кривой для Li^6 получена равной 18.22 ± 0.20 Мгц, для Li^7 — 58.71 ± 0.67 Мгц. Если известна ширина уровня Γ , то V можно определить по ширине наблюдаемого сигнала. Для Li^6 и Li^7 величина взаимодействия равна

$$V(Li^6) = 7.33 \pm 0.08 \text{ Мгц},$$

$$V(Li^7) = 25.25 \pm 0.30 \text{ Мгц}.$$

Теоретические оценки приводят к этим же результатам.

Таким образом, используя технику антипересечения, можно успешно проводить исследование по определению структуры возбужденных атомных состояний, когда техника пересечения неприменима или дает неудовлетворительные результаты. Его применения могут быть самыми разнообразными. С помощью сигнала антипересечения можно исследовать первый и второй порядки штарковского взаимодействия в атомах и лэмбовский сдвиг ⁷², характер взаимодействия между состояниями с различными орбитальными моментами ⁷³, а также изучение возбужденных состояний, которые не связаны с основными электрическими дипольными переходами. Для щелочных металлов таким является D -состояние, которое заселяется при распаде S -состояния. Обычный эксперимент по пересечению становится невозможным из-за почти полной потери угловой корреляции, обусловленной добавочным шагом в процессе образования D -состояния. Хотя приведенное рассмотрение относится к свободным атомам, не следует думать, что метод антипересечения неприменим к конденсированным средам. Например, в работе ⁷⁴ показано, что сигнал антипересечения можно использовать для изучения кристаллических полей в твердых телах по возмущению узких энергетических уровней замещенных редкоземельных ионов.

Не следует забывать, что сам свет может рассматриваться как возмущение, осуществляющее связь между магнитными подуровнями, а следовательно, привести к снятию пересечения. Так, в эксперименте Дюпон-Рока и др. ⁷⁵ удалось наблюдать возникновение когерентной суперпозиции состояний Hg^{199} в нулевом магнитном поле при снятии вырождения атомных магнитных подуровней основного состояния дополнительным оптически нерезонансным возбуждением. Подробно этот эксперимент описан в обзоре ¹⁷.

В заключение следует отметить, что, в принципе, пересечения в атомных системах никогда не реализуются, поскольку все состояния атома связаны друг с другом в определенном порядке по величине возмущения, определяемого случайными электрическими и магнитными полями. Если сигнал пересечения наблюдается, то это обусловлено малостью V по сравнению с Γ_a и Γ_b . В этом случае сигнал почти не отличается от сигнала при $V = 0$.

5. ПЕРЕСЕЧЕНИЕ УРОВНЕЙ В ОСНОВНОМ СОСТОЯНИИ

Если интерференция состояний является одним из общих законов природы, то нельзя ли создать когерентность в атомной системе также и при пересечении магнитных подуровней основного состояния, и если можно, то при каких условиях и как ее обнаружить²²? Эксперименты¹¹ и теория^{15a} позволяют ответить на этот вопрос утвердительно; более того, условия создания ее аналогичны рассмотренным для случая возбужденного состояния: расстояние между пересекающимися подуровнями должно быть меньше или порядка их ширины, а оптическое возбуждение — когерентным.

С другой стороны, в опытах по оптической ориентации атомов эти условия определяют возможность реализации так называемой *поперечной накачки*, т. е. ориентации атомов в направлении, перпендикулярном направлению постоянного магнитного поля H_0 ^{15b}. Если использовать формализм теории оптической ориентации^{15a, 76}, можно получить уравнение, описывающее изменение когерентности $\rho_{\mu\mu'}$ основного состояния атомов, определяемое полем H_0 и свойствами оптического возбуждения, и показать, что эффект Ханле в основном состоянии и поперечная оптическая накачка — сходные явления.

Мы ограничимся здесь рассмотрением случая пересечения в нулевом поле, который принято называть «эффектом Ханле в основном состоянии». Этот случай допускает весьма простую и наглядную интерпретацию результатов на основе полуклассической модели явления оптической ориентации атомов^{16, 77}.

а) *П о п е р е ч н а я « н а к а ч к а »*. Для простоты будем считать, что исследуемые атомы могут находиться на двух зеемановских подуровнях как в основном, так и в возбужденном состояниях. Пусть резонансная ячейка освещается в нулевом магнитном поле циркулярно (σ^+) поляризованным светом, распространяющимся в направлении оси Ox . Так как единственным физически выделенным направлением является направление распространения пучка света, примем Ox за ось квантования. На рис. 20 представлены энергетические уровни атома в нулевом поле (магнитные квантовые числа m возбужденного и μ основного состояния относятся к оси Ox). В условиях теплового равновесия и в отсутствие оптических переходов два подуровня с $\mu = \pm 1/2$ одинаково заселены и общая намагниченность пара $\mathbf{M}$ в основном состоянии равна нулю.

Благодаря σ^+ -поляризации возбуждающего света (некогерентное возбуждение) атомы, находящиеся на подуровне с $\mu = -1/2$, поглощают фотоны и переходят на возбужденный подуровень с $m = 1/2$. Затем в результате распада возбужденного состояния они возвращаются

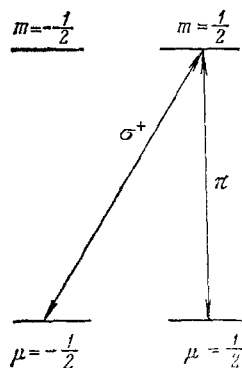


Рис. 20. Схема зеемановских подуровней основного и возбужденного состояний.

в основном, частично на подуровень с $\mu = -1/2$, частично на подуровень с $\mu = 1/2$. Результирующий эффект рассмотренного цикла состоит в «перекачке» атомов с подуровня с $\mu = -1/2$ на подуровень с $\mu = 1/2$ и в создании таким образом неравенства их населенностей, что приводит к появлению намагниченности вдоль оси Ox . Другими словами, часть углового момента поля излучения передается атомам. Если пренебречь всеми процессами релаксации, то после определенного числа циклов «накачки» все атомы перейдут на подуровень с $\mu = 1/2$ и намагниченность в направлении Ox достигает насыщения, M_0 . Если обозначить через $d^{(1)}M/dt$ скорость изменения M под действием только света накачки, легко получить уравнение

$$d^{(1)}M/dt = T_p^{-1}(M_0 - M), \quad (31)$$

т. е. M стремится к M_0 с характеристической постоянной T_p , называемой временем накачки, зависящей от интенсивности облучения. Заметим, что интенсивность поглощенного света S_A пропорциональна числу атомов, способных поглотить σ^+ -свет, другими словами, — числу атомов на подуровне с $\mu = -1/2$. Она равна нулю, когда $M = M_0$, и максимальна, когда $M = -M_0$. Легко проверить, что интенсивность поглощенного света S_A пропорциональна величине $(M_0 - M_x/T_p)$ или с точностью до константы — просто M_x .

В процессе тепловой релаксации M стремится к равновесной величине, т. е. к нулю, с константой времени T . Если обозначить скорость изменения M благодаря тепловой релаксации через $dM/dt = -M/T$, уравнение для намагниченности с учетом (31) можно теперь записать в виде

$$dM/dt = \tau^{-1}(M'_0 - M), \quad (32)$$

где $\tau^{-1} = T^{-1} + T_p^{-1}$ — общая константа времени, описывающая комбинированный эффект оптической и тепловой релаксации. $M'_0 = M_0\tau/T_p$ — общая намагниченность, получаемая в стационарном режиме. Она становится равной M_0 , если $1/T_p > 1/T$, т. е. если процесс оптической накачки опережает тепловую релаксацию.

Если система спинов находится в магнитном поле H_0 , то вместо (32) справедливо уравнение

$$dM/dt = \tau^{-1}(M'_0 - M) + \gamma[MH_0]. \quad (33)$$

Оно имеет ту же структуру, что и уравнение Блоха. Однако природа возникновения M'_0 здесь иная: в уравнениях Блоха намагниченность в тепловом равновесии, определяемая полем H_0 , параллельна последнему; M'_0 в данном случае не параллельна H_0 . Если выбрать $H_0 \parallel Oz$, то $M'_0 \perp H_0$, и в этом случае говорят о поперечной накачке.

Последнее уравнение можно получить путем строгого квантовомеханического рассмотрения. Здесь нас устраивает полуклассическое рассмотрение, поскольку величины τ и M'_0 , вычисляемые в квантовой теории, рассматриваются как константы, характеризующие физическую систему в определенных условиях.

б) Эффект Ханле в основном состоянии. Рассмотрим поперечную накачку в магнитном поле H_0 , медленно меняющемся вблизи нулевого значения. Циркулярно поляризованный свет распространяется в направлении Ox ; детектируется интенсивность S_A поглощенного света, пропорционального M_x . Необходимо выяснить, как изменяется сигнал поглощения при изменении поля H_0 .

Для этого найдем стационарное решение (33). Произведя замену $\omega_0 = \gamma H_0$, $M_{\pm} = M_x \pm iM_y$ в уравнении (33), получаем

$$dM_{\pm}/dt = (M'_0/\tau) - (M_{\pm}/\tau) \mp i\omega_0 M_{\pm}, \quad dM_z/dt = -M_z/\tau.$$

Если $\dot{M}_{\pm} = \dot{M}_z = 0$, то непосредственно из предыдущих уравнений получаем стационарное решение

$$M_z = 0, \quad M_{\pm} = M'_0/(1 + i\omega_0\tau),$$

или

$$M_x = M'_0/(1 + \omega_0^2\tau^2), \quad M_y = -M'_0\omega_0\tau/(1 + \omega_0^2\tau^2), \quad M_z = 0.$$

Компонента M_z всегда равна нулю, M_x и M_y представляют кривые поглощения и дисперсии в функции $\omega_0\tau$ с центром в нулевом поле и с шириной линии $\Delta = 2$ или $\Delta\omega = 2/\tau$. Таким образом, величина

$$\Delta H_0 = 2/\gamma\tau, \quad (34)$$

прямо пропорциональная ширине магнитных подуровней, определяет ширину линии сигнала в эрстедах. В нулевом поле M_y и M_z равны нулю, а $M_x = M_0$, т. е. намагниченности в направлении Ox , как мы уже видели раньше. В сильном поле ($\omega_0\tau \gg 1$) все три компоненты $\mathbf{M}$ равны нулю, оптическое возбуждение не создает преимущественной ориентации атомов. Эти результаты можно понять на основе следующего рассмотрения. Накачка пучком света создает систему атомных спинов, ориентированных в направлении Ox . После того, как они будут ориентированы, начинается их прецессия в плоскости x, y с частотой ω_0 вокруг направления поля $\mathbf{H}_0$. Однако со временем их ориентация разрушается (с константой времени τ) благодаря оптическому и тепловому механизмам релаксации. Если поле таково, что за время жизни $\sim \tau$ спины совершат много оборотов в плоскости x, y ($\tau\omega_0 \gg 1$), то результирующая намагниченность, усредненная за этот промежуток времени, равна нулю. Если же $\omega_0\tau \ll 1$, т. е. внешнее поле очень мало по сравнению с $1/\gamma\tau$ — полушириной сигнала пересечения, определяемого (34), а следовательно, и шириной уровней, все векторы практически параллельны друг другу. В результате достигается максимальная намагниченность в направлении оси Ox . При этом следует отметить важность поперечного направления накачки по отношению к $\mathbf{H}_0$: именно в этом случае M_x и M_y изменяются вблизи $H_0 = 0$. Если накачка продольная ($\mathbf{H}_0 \parallel Ox$), то спины ориентируются вдоль оси Ox и остаются неподвижными, каково бы не было магнитное поле.

Теперь попробуем связать полученные результаты с когерентностью основного состояния. Относительно оси Ox оптическое возбуждение некогерентно. Но по отношению к магнитному полю оно когерентно и будет создавать в цикле оптической накачки когерентную суперпозицию состояний $|\zeta\rangle$ и $|\zeta'\rangle$, если $\omega_0\tau \lesssim 1$ (ζ и ζ' характеризуют магнитные подуровни относительно поля H_0). Действительно, среднее значение намагниченности, определяемое с помощью матрицы плотности $\rho_{\zeta\zeta'}$, есть как раз $M_x = M'_0$, которая отлична от нуля при справедливости приведенного неравенства. Следовательно, при тех же условиях отличны от нуля недиагональные матричные элементы $\rho_{\zeta\zeta'}$, являющиеся признаком существования когерентности в атомной системе.

Таким образом, эффект Ханле в основном состоянии наблюдается при когерентном оптическом возбуждении, если при этом $\omega_0\tau \lesssim 1$.

В противоположность эффекту Ханле в возбужденном состоянии сигнал пересечения уровней в нулевом поле основного состояния характеризуется чрезвычайно узкой линией. Рассмотрим для примера атомы Hg и Cd. Для них парамагнетизм в основном состоянии является чисто

ядерным: $\gamma/2\pi \sim 1 \text{ кгц/э}$. Если принять $\tau \sim 1 \text{ сек}$, а это обычные времена релаксации для ячеек с парафиновым покрытием, то согласно (34) ΔH_0 порядка миллизрест. Для щелочных металлов парамагнетизм имеет электронную природу, γ примерно в 1000 раз больше и ΔH_0 порядка микрорест. Легко видеть, что это обстоятельство обеспечивает весьма

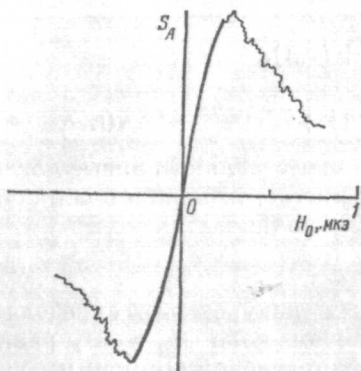


Рис. 21. Сигнал пересечения магнитных подуровней основного состояния атомов Rb^{87} .

чувствительный метод для изучения зеемановской структуры атомов и ядер в слабых магнитных полях, а также метод измерения сверхслабых постоянных магнитных полей^{14, 78}.
Недавно эффект пересечения магнитных подуровней основного состояния атомов Rb^{87} был обнаружен экспериментально^{9, 14}. Запись сигнала приведена на рис. 21. Из него видно, что ширина линии очень узкая, $\Delta H_0 \sim 0,5 \text{ мкэ}$. Это позволяет измерить магнитные поля с точностью до 10^{-9} э^{14} .
Наконец, хотелось бы отметить интересную особенность, обнаруживаемую в экспериментах по эффекту Ханле в основном состоянии. Создание когерентности при пересечении уровней основного состояния приводит к зависимости матрицы плотности $\rho_{mm'}$ возбужденного состояния от недиагональных элементов $\rho_{\text{ст}}$ основного состояния (формула (7)). Это означает, что сигнал пересечения в основном состоянии можно обнаружить по свету флуоресценции. Явление передачи когерентности из основного состояния в возбужденное уже давно известно в области двойного радиооптического резонанса и неоднократно применялось для изучения влияния основного состояния на поведение возбужденных атомов. Недавно возможность этого явления в экспериментах по эффекту Ханле была подтверждена в работе⁷⁹. На рис. 22 представлены кривые дисперсии и поглощения сигнала пересечения магнитных подуровней основного состояния атомов Cd , полученные с помощью резонансной флуоресценции. Результаты этой работы свидетельствуют о том, что оптическое возбуждение может вносить когерентность в возбужденное состояние двумя путями: а) если оно когерентно и уровни в возбужденном состоянии пересекаются, б) если существует когерентность в основном состоянии.

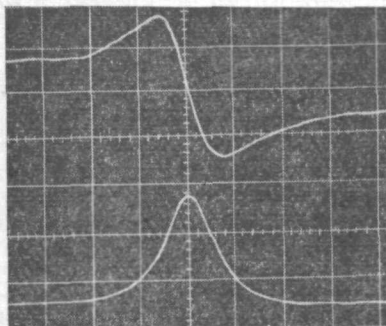


Рис. 22. Сигналы пересечения в основном состоянии Cd , обнаруженные по свету флуоресценции.

Следует отметить, что передача когерентности из основного состояния в возбужденное может иметь место как при когерентном, так и некогерентном облучении. Если когерентность в основном состоянии индуцируется светом, то возбуждение должно быть, как в вышерассмотренном случае, когерентным.

Уральский политехнический институт,
Свердловск
Московский физико-технический институт

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. W. Hanle, *Naturwiss.* **11**, 691 (1923); *Zs. Phys.* **30**, 93 (1924); **35**, 346 (1926); **41**, 164 (1927); **85**, 300 (1933); W. Hanle, R. Perperl, *Phys. Bl.* **27**, 19 (1971).
2. P. Soleillet, *C.R. Ac. Sci.* **185**, 198 (1927); **187**, 212 (1928); *J. Phys. Rad.* **7**, 478 (1936).
3. G. Breit, а) *Rev. Mod. Phys.* **5**, 91 (1933); б) *Phys. Rev.* **46**, 590 (1934).
4. А. Митчелл, М. Земанский, Резонансное излучение и возбужденные атомы, М.—Л., ОНТИ, 1937, гл. 5; П. П. Феофилов, Поляризованная люминесценция атомов, молекул и кристаллов, М., Физматгиз, 1959, гл. 2.
5. а) R. Sands et al., The Ann Arbor Conference on Optical Pumping (Ann Arbor, Michigan, June 15—18, 1959), Ann. Arbor, Univ. of Michigan, p. 184; F. Colegrove et al., *Phys. Rev. Lett.* **3**, 420 (1959); б) P. A. Franken, *Phys. Rev.* **121**, 508 (1961).
6. T. Eck et al., *Phys. Rev. Lett.* **10**, 239 (1963).
7. G. Puttitz, Atomic Physics (Proc. of the 1st Intern. Conference on Atomic Physics (New York, 1968)), ed. by B. Bederson et al., N.Y., Plenum Press, 1969, p. 227.
8. а) М. И. Подгорецкий, Сообщение ОИЯИ Р-491, Дубна, 1960; О. А. Хрусталев, Препринт ОИЯИ Р-574, Дубна, 1960; М. И. Подгорецкий, О. А. Хрусталев, *УФН* **81**, 217 (1963); Л. Г. Заставенко, М. И. Подгорецкий, *ЖЭТФ* **39**, 1023 (1966); б) Л. Г. Заставенко, М. И. Подгорецкий, *ЖЭТФ* **45**, 706 (1968); Сообщение ОИЯИ Р-1222, Дубна, 1963; в) Л. Г. Заставенко, О. А. Хрусталев, Сообщение ОИЯИ Р-629, Дубна, 1960; г) Л. Г. Заставенко, О. А. Хрусталев, *Опт. и спектр.* **11**, 441 (1961); В. А. Онищук, М. И. Подгорецкий, Сообщение ОИЯИ Р-2897, Дубна, 1966; *Опт. и спектр.* **24**, 170 (1968).
9. J. Dupont-Roc et al., *Phys. Lett.* **A26**, 638 (1969).
10. E. Geneux et al.,—*Adv. Electron. and Electron. Phys.* **27**, 19 (1969).
11. A. Kastler, *C.R. Ac. Sci.* **252**, 2396 (1961).
12. В. Г. Барышевский, М. И. Подгорецкий, Сообщение ОИЯИ Р4-5786, Дубна, 1971.
13. Л. И. Мандельштам, Полное собрание трудов, т. 4, М., Изд-во АН СССР, 1955, лекция [по колебаниям] № 23 (стр. 234).
14. Colloqué Intern. «Champ Magnetiques Faibles d'Interet Geophysique et Spatial», *Rev. Phys. Appl.* **5** (1), 95, 102 (1970).
15. C. Cohen-Tannoudji, а) *Thèse* (Paris, 1962), б) *C.R. Ac. Sci.* **258**, 4463 (1964).
16. Ф. Бертен, Основы квантовой электроники, М., «Мир», 1971, гл. 4—5.
17. Л. Н. Новиков, В. Г. Показаньев, Г. В. Скроцкий, *УФН* **101**, 273 (1970).
18. J. C. Pebauc-Peyroula, *Thèse*, *J. Phys. Rad. L'Univ. de Paris*, ser. A, Nr. 3296 et 4168 (1959); *J. de Phys.* **20**, 669 (1959).
19. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Квантовая механика, 2-е изд., М., Физматгиз, 1963, гл. XIV; см. также ¹⁶, стр. 607.
20. Ж. Броссель, сборник «Лазеры», М., ИЛ, 1965, стр. 245.
21. O. Nédélec et al., *C.R. Ac. Sci.* **257**, 3130 (1963); J. P. Desoubes, *ibid.* **259**, 3733 (1964).
22. M. Dumont, B. Decomps, *J. de Phys.* **29**, 181 (1968).
23. J. Meunier et al., *C.R. Ac. Sci.* **261**, 5033 (1965).
24. W. Furssow, A. Wlassow, *Phys. Zs. Sowjetunion* **10**, 378 (1936).
25. M. Grance, A. Omont, *C.R. Ac. Sci.* **B269**, 1230 (1969).
26. а) J. Barrat, J. Brosset, *C.R. Ac. Sci.* **246**, 2744 (1958); E. Otten, A. Winnacker, *Phys. Lett.* **23**, 462 (1966); б) J. Barrat, *C.R. Ac. Sci.* **244**, 2785 (1957); в) *J. de Phys. Rad.* **20**, 541, 633, 657 (1959).
27. E. Otten, *Naturwiss.* **7**, 157 (1964).
28. A. Omont, *J. de Phys. Rad.* **26**, 2785 (1965).
29. C. Cohen-Tannoudji, S. Haroche, *J. de Phys.* **30**, 125 (1969).
30. J. Meunier, A. Omont, *C.R. Ac. Sci.* **262**, 260 (1966).
31. Г. В. Маркова, М. П. Чайка, *Опт. и спектр.* **17**, 319 (1964).
32. B. Kibble et al., *Phys. Rev.* **153**, 9 (1967).
33. H. Hirsch, G. Stager, *J. Opt. Soc. Am.* **50**, 1052 (1960).
34. C. Cohen-Tannoudji, A. Kastler,—*Progr. Opt.* **5**, 3 (1966).
35. Г. Маркова и др., *Опт. и спектр.* **23**, 835 (1963); Э. Альтман, М. Чайка, *ibid.* **19**, 968 (1965); Э. Альтман, С. Казанцев, *ibid.* **28**, 805 (1970); Э. Альтман, *ibid.*, стр. 1029; Н. Виска et al., *Zs. Phys.* **194**, 193 (1966); J. Feichtner et al., *Phys. Rev.* **164**, 44 (1967).
36. А. Машинский, *Опт. и спектр.* **28**, а) 3, б) 201 (1970).

37. V. Meyer-Bekkhaut, Zs. Phys. **141**, 185 (1955).
38. F. Handrich et al., Proc. of the Intern. Conference on Optical Pumping and Atomic Line Shape (OPALS) (Warsow, June 25—28, 1968), ed. by T. Skalinski, Warszawa, PWN, 1969, p. 417.
39. R. De Zafrá, A. Marshall, Phys. Rev. **170**, 28 (1968).
40. B. Budick, Phys. Rev. **168**, 89 (1968).
41. M. Hartrott, Zs. Naturforsch. **24a**, 1202 (1969).
42. M. Chenevier et al., Phys. Lett. **A26**, 291 (1968).
43. A. Khadjavi et al., Phys. Lett. **17**, 463 (1965).
44. М. А. Е л ь ш е в и ч, Атомная и молекулярная спектроскопия, М., Физматгиз, 1963, гл. 14, § 5.
45. B. Budick et al., Phys. Rev. **A140**, 1041 (1965).
46. G. Oppen, Zs. Phys. **213**, 254 (1968).
47. M. Chantepic, J. Margeril, C.R. Ac. Sci. **B265**, 302 (1967).
48. M. Chantepic, C.R.Ac. Sci. *a* **B269**, 522 (1969); *б* **B270**, 596 (1970).
49. R. Isler et al., Bull. Am. Phys. Soc. **10**, 1096 (1965); B. Budick et al., Phys. Rev. **147**, 1 (1966); K. Brog et al., *ibid.* **153**, 91 (1967).
50. F. Pichanick et al., Phys. Rev. **169**, 55 (1968).
51. M. Baumann, Zs. Naturforsch. **24a**, 1049 (1969).
52. J. Dodd, R. Kinneer, Proc. Phys. Soc. **75**, 51 (1960).
53. H. Ackermann, Zs. Phys. **194**, 253 (1966); M. Baumann et al., *ibid.* **194**, 270 (1966).
54. M. Briger et al., Zs. Naturforsch. **24a**, 903 (1969).
55. M. Baumann et al., Zs. Phys. **221**, 245 (1969).
56. S. Stromberg, S. Rydberg, Zs. Phys. **227**, 216 (1969).
57. H. Kluge et al., J. Phys. **30**, 15 (1970).
58. E. Solomon, W. Happer, Phys. Rev. **144**, 7 (1966).
59. J. Ney, Zs. Phys. **223**, 126 (1969).
60. F. Ackermann et al., см. ³⁸, p. 545.
61. D. Leclerc, J. Phys. **30**, 10 (1969).
62. J. Levine et al., Phys. Rev. Lett. **22**, 267 (1969).
63. F. Lynch et al., Phys. Rev. **120**, 513 (1960); C. Wu et al., Phys. Rev. Lett. **5**, 432 (1960); W. Newirth, Zs. Phys. **197**, 473 (1966).
64. K. Albrecht et al.,—Hyperfine Structure and Nuclear Radiation (Proc. of the Conference), Amsterdam, North-Holland, 1968, p. 357.
65. B. Kibble et al., см. ³⁸, p. 445.
66. M. Krainska-Miszczak, см. ³⁸, p. 441.
67. B. Baglis, Phys. Lett. **A26**, 414 (1968).
68. Э. Альтман и др., Опт. и спектр. **26**, 127 (1969).
69. H. Wieder, T. Eck, Phys. Rev. **153**, 103 (1967).
70. G. W. Series, Phys. Rev. Lett. **11**, 13 (1963).
71. B. Budock, J. Snir, Phys. Rev. Lett. **20**, 177 (1968).
72. R. Robiscoil, Phys. Rev. **A138**, 22 (1965).
73. M. Leventhal, Phys. Lett. **20**, 625 (1966).
74. J. Van der Ziel, N. Bloembergen, Phys. Rev. **A138**, 1287 (1965).
75. J. Dupont-Roc et al., Phys. Lett. **A25**, 87 (1967); C.R. Ac. Sci. **B264**, 1811 (1967).
76. J. Barrat, C. Cohen-Tannoudji, J. de Phys. Rad. **22**, 329 (1961).
77. W. Bell, A. Bloom, Phys. Rev. **107**, 1539 (1957); Г. В. Скродцкий, Т. Г. Изюмова, УФН **73**, 423 (1961); Т. Карвер, УФН **84**, 325 (1964).
78. Е. Б. Александров и др., Опт. и спектр. **23**, 282 (1967).
79. J. Lehman, Thèse, Ann. de Paris **2**, 345 (1967).