

700 1130
5.

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория высоких энергий

P - 491

М.И. Подгорецкий

К ВОПРОСУ О МОДУЛЯЦИИ
И "БИЕНИЯХ" В КВАНТОВЫХ
ПЕРЕХОДАХ

Дубна 1960 год

С уважением
М. Подгорец
5.5.60г.

P - 491

М.И. Подгорецкий

К ВОПРОСУ О МОДУЛЯЦИИ
И "БИЕНИЯХ" В КВАНТОВЫХ
ПЕРЕХОДАХ

§ 1. Пусть некоторая квантовая система /атом, ядро, "элементарная" частица/ может находиться в двух близких энергетических состояниях E_1 и E_2 которым соответствуют частоты $\omega_1 = E_1/\hbar$ и $\omega_2 = E_2/\hbar$. Это значит, что ее волновая функция имеет вид

$$\psi = \frac{a_1 \psi_1}{\sqrt{|a_1|^2 + |a_2|^2}} e^{i\omega_1 t} + \frac{a_2 \psi_2}{\sqrt{|a_1|^2 + |a_2|^2}} e^{i\omega_2 t}, \quad /1/$$

где ψ_1 и ψ_2 - волновые функции, соответствующие каждому из рассматриваемых состояний, а коэффициенты a_1 и a_2 определяются характером процесса, приведшего к образованию системы. В силу различия частот ω_1 и ω_2 состояние /1/ не является стационарным; с течением времени волновая функция периодически изменяет свой вид от

$$\psi = \chi_1 = \frac{a_1 \psi_1 + a_2 \psi_2}{\sqrt{|a_1|^2 + |a_2|^2}} \quad /1'/$$

до

$$\psi = \chi_2 = \frac{a_1 \psi_1 - a_2 \psi_2}{\sqrt{|a_1|^2 + |a_2|^2}}, \quad /1''/$$

причем переход от /1'/ к /1''/ и затем снова к /1'/ происходит с частотой "биений"

$$\Omega = \omega_1 - \omega_2. \quad /2/$$

Описываемая ситуация аналогична той, которая имеет место при образовании нейтральных K-мезонов: функции ψ_1 и ψ_2 соответствуют θ_1^0 и θ_2^0 -частицам, χ_1 и χ_2 - K^0 - и \bar{K}^0 -мезонам; переход от K^0 -мезонов к \bar{K}^0 -мезонам связан с различием масс θ_1^0 - и θ_2^0 - частиц и происходит с частотой

$$\Omega = \frac{\Delta(mc^2)}{\hbar} = \omega_1 - \omega_2.$$

Аналогия становится еще более полной, если рассматриваемое состояние может переходить в энергетически более низкое, которое для простоты предполагается нерасщепленным /см. рис.1/. Для определенности мы будем считать, что при

рассматриваемом переходе излучается γ - квант /или фотон/, хотя большая часть последующих выводов относится к переходам любого типа.

Если энергию нижнего уровня условно положить равной нулю, то излучаемое электромагнитное поле описывается функцией

$$A = A_1 e^{i(\omega_1 t + \delta_1)} + A_2 e^{i(\omega_2 t + \delta_2)}, \quad /3/$$

где амплитуды A_1 и A_2 и фазы δ_1 и δ_2 зависят от величин a_1 и a_2 , от типа перехода и от угла, под которым наблюдается вылет фотона /угол отсчитывается от какого-либо направления, связанного с процессом образования возбужденного состояния, например, - от направления движения частиц, вызывающих ядерную реакцию/.

Вероятность регистрации фотона

$$P = |A|^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1 A_2 \cos(\Omega t + \delta), \quad /4/$$

где $\Omega = \omega_1 - \omega_2$, $\delta = \delta_1 - \delta_2$. Член $2A_1 A_2 \cos(\Omega t + \delta)$ соответствует тому, что на языке теории колебаний называется "биениями". При усреднении по времени этот член очевидно выпадает; для его наблюдения необходимо иметь малоинерционный регистрирующий прибор, время установления которого мало по сравнению с периодом "биений".^{x/}

x/ Из соотношения неопределенности следует, что энергетическая разрешающая способность такого прибора $\Delta E \gg \hbar \Omega$

т.е. он не в состоянии отличить фотон с энергией E_1 от фотона с энергией E_2 . С другой стороны, для фотона с частотой ω_1 вероятность наблюдения равна A_1^2 , для фотона с частотой ω_2 - A_2^2 . Поэтому, если регистрирующий прибор в состоянии определить энергию фотона с необходимой точностью, то вероятность регистрации фотона равна $A_1^2 + A_2^2$. Это не противоречит соотношению /4/, поскольку в рассматриваемых условиях прибор неминуемо должен обладать большим временем установления, что приводит к исчезновению интерференционного члена.

Время t в выражении /4/ отсчитывается от момента образования возбужденного состояния. Поэтому, для фактического наблюдения "биений" необходимо как либо "привязаться" к этому моменту. Если речь идет о возбуждении атома импульсным пучком электронов или фотонов, то можно "привязаться" к моментам прохождения импульсов; если речь идет о ядерной реакции, то можно исследовать запаздывающие совпадения между первичными частицами и связанными с ними вторичными фотонами; методику запаздывающих совпадений можно использовать и в случае двух последовательных γ -переходов, идущих по схеме рис. 2.

При усреднении по всем углам интерференционный член обычно выпадает. Поэтому для наблюдения "биений" необходимо также фиксировать угол, под которым регистрируются наблюдаемые фотоны, а в случае последовательных γ -переходов - угол между направлениями вылета обоих фотонов. Следует, наконец, заметить, что рассматриваемые "биения" наблюдаются только при расщеплении верхнего уровня и не наблюдаются при расщеплении нижнего /рис. 3/. В этом случае конечное состояние описывается суперпозицией двух ортогональных функций ψ' и ψ'' , при интеграции по которым интерференционный член выпадает.

Если верхний уровень расщеплен не на две, а на большее число составляющих, то

$$A = \sum_k A_k e^{i(\omega_k t + \delta_k)} \quad /3'/$$

$$\rho = \sum_k A_k^2 + 2 \sum_{k \neq e} \sum_l A_k A_l \cos(\Omega_{kl} t + \delta_{kl}), \quad /4'/$$

где $\Omega_{kl} = \omega_k - \omega_l$, $\delta_{kl} = \delta_k - \delta_l$.

Таким образом и в этом случае наблюдаются "биения" несколько более сложной структуры^{х/}.

^{х/} Частным случаем этих "биений" является обычный экспоненциальный распад, который можно считать результатом биений между различными частотами, соответствующими естественной ширине уровня.

Соотношения /3/ и /4/ относятся к явлениям, протекающим в некоторой фиксированной точке пространства. Если интересоваться и другими точками пространства, то вместо /3/ следует записать

$$A = A_1 e^{i(\omega_1 t - k_1 x + \delta_1)} + A_2 e^{i(\omega_2 t - k_2 x + \delta_2)} \quad , \quad /3''/$$

а вместо /4/ -

$$\rho = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1 A_2 \cos(\Omega t - \mathcal{H}x + \mathcal{J}) \quad , \quad /4''/$$

где $\mathcal{H} = k_1 - k_2$.

Из /4''/ следует, что, помимо временных "биений", можно также говорить о "биениях" пространственных, причем оба типа "биений" неотделимы один от другого.

§ 2. Соотношения /4/, /4'/ и /4''/ могут рассматриваться как основа экспериментального метода, позволяющего определить характер расщепления /дублет, триплет и т.д./ и расстояния между соседними уровнями. Границы применимости определяются прежде всего возможностями современной радиотехники. В настоящее время вполне возможна регистрация запаздывающих совпадений при временах $\geq 10^{-9}$ сек, что соответствует "биениям" с частотой $\Omega \leq 10^9$ сек⁻¹ /пространственным периодам $\lambda \sim 10$ см/ и энергетическим расщеплениям

$$\Delta E \leq 10^{-6} \text{ эв.}$$

Вторая граница определяется энергетической шириной перехода, поскольку для наблюдения четких "биений" расстояние между уровнями должно превосходить их ширину. Помимо естественной ширины здесь следует принимать во внимание и некоторые другие источники уширений. Существенно, однако, подчеркнуть, что доплеровское тепловое уширение не играет никакой роли, поскольку все рассматриваемые частоты смещаются одинаково и частота "биений" не изменяется.

Малость поддающихся наблюдению расщеплений и ожидаемая большая точность измерений позволяют надеяться, что описываемый метод можно будет, в

частности, применять для анализа расщеплений, возникающих при наложении внешних полей. Так, например, в магнитном поле $H \sim 10^4$ гаусс ядерные уровни расщепляются на величину $\Delta E \sim 10^{-8}$ эв, находящуюся внутри области применимости метода. Следует отметить, что именно для зеемановского расщепления ядерных уровней временные "биения" γ -квантов фактически уже наблюдались, хотя явление описывалось на другом языке, использующем полуклассическое представление о ларморовской прецессии спина возбужденного состояния. Речь идет о влиянии магнитного поля на угловые $\gamma\gamma$ -корреляции /см., например, [1]/. При излучении первого γ -кванта ядро поляризуется, вследствие чего второй γ -квант, испускаемый поляризованным ядром, имеет анизотропное угловое распределение. Ось симметрии указанного углового распределения "привязана", конечно, к направлению поляризации промежуточного состояния ядра. Во внешнем магнитном поле спин ядра совершает ларморовскую прецессию, а с ним "прецессирует" и угловое распределение. Поэтому при фиксированном направлении вероятность наблюдения вторичного γ -кванта является периодической функцией времени.

Поскольку частота ларморовской прецессии совпадает с частотой биений Ω , мы имеем, очевидно, дело с двумя совершенно эквивалентными подходами к одному и тому же явлению^{х/}. Язык "биений" кажется нам более предпочтительным в силу своей общности; он охватывает все типы "биений," в том числе и такие, которые не имеют никакого отношения к ларморовской прецессии^{хх/}. С общей точки зрения облегчается также установление различного рода

х/ Второй типичный пример наблюдения "биений" связан с известным методом определения гиромагнитного отношения M -мезона по наблюдению ларморовской прецессии углового распределения электронов, образующихся при его распаде /см., например, [2]/.

хх/ Само собой разумеется, что в каждом конкретном случае можно указать свой специфический периодический процесс, играющий для данного случая роль ларморовской прецессии. Иными словами, в каждом конкретном случае существует соответствующий частный полуклассический способ описания явления, эквивалентный общему подходу, рассматриваемому квантово-механические "биения".

связей и аналогий. Ниже указаны некоторые эксперименты по наблюдению "биений", осуществление которых кажется полезным и возможным.

1. $\gamma\gamma$ - совпадения для газообразных источников в случае, когда радиоактивные атомы обладают магнитным моментом. "Биения" связаны с зеемановским расщеплением промежуточного состояния ядра в магнитном поле атомной оболочки. Ожидаемая частота $\Omega \sim 10^8 \text{ сек}^{-1}$; точное ее измерение позволило бы определять величины гиромангнитных отношений возбужденных ядер.

2. В оптике удобно использовать прерывистое возбуждение исследуемых атомов с помощью модулированного по интенсивности пучка электронов, возбуждающего света и т.д.

В интенсивности излучаемого света должны проявиться "биения", связанные со сверхтонким расщеплением уровней возбужденного атома $\Omega \sim 10^8 \text{ сек}^{-1}$. При наложении внешнего поля /электрического либо магнитного/ появляются "биения" за счет штарковского либо зеемановского расщепления. Необходимые поля оказываются малыми / $H \sim 10$ гаусс/, а метод наблюдения кажется светосильным.

3. При наличии современных фотоумножителей, регистрирующих со сравнительно высокой эффективностью отдельные кванты видимого света, кажется реальным проведение опытов по исследованию обычных и запаздывающих совпадений между последовательно излучаемыми фотонами /аналогично $\gamma\gamma$ -совпадениям/. При наложении внешнего поля возникают "биения", позволяющие исследовать зеемановское и штарковское расщепление промежуточного атомного уровня^{x/}.

4. В некоторых из описанных опытов возможно, по-видимому, наблюдение и пространственных "биений".

§ 3. Выше уже отмечалось, что для наблюдения интерференции между двумя расщепленными уровнями необходима "привязка" к моменту образования

^{x/} Без наложения внешнего поля из опытов такого рода можно извлечь сведения о наличии или отсутствии генетической связи между рассматриваемыми фотонами, о порядке следования переходов, о времени жизни и сверхтонкой структуре промежуточного состояния.

возбужденного состояния. Сказанное следует из того, что при усреднении "биений" по времени интерференционный член в выражении /4/ выпадает. Следует, однако, иметь в виду, что формула /4/ записана для случая, когда энергетическое расщепление много больше естественной ширины уровня. В противном случае она принимает вид

$$P = \{ A_1^2 + A_2^2 + 2A_1 A_2 \cos(\Omega t + \delta) \} e^{-\lambda t}, \quad /4''/$$

где λ - вероятность перехода из верхнего состояния в нижнее в единицу времени. Усреднение по времени не приводит теперь к полному исчезновению интерференции, что позволяет обойтись без "привязки" к моменту возникновения возбужденного состояния. После усреднения по времени получаем

$$\bar{P} = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1 A_2 \frac{\cos \delta - \frac{\Omega}{\lambda} \sin \delta}{1 + \frac{\Omega^2}{\lambda^2}}. \quad /5/$$

При $\Omega/\lambda \rightarrow \infty$ интерференционный член, как и следовало ожидать, выпадает. В обратном предельном случае получаем

$$\bar{P} = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1 A_2 \cos \delta,$$

что совпадает с /4/ при условии отсутствия "биений" $\Omega = 0$.

Формула /5/ описывает такие явления как влияние магнитного поля на угловое распределение $\gamma\gamma$ -совпадений при условии, что разрешающее время схемы совпадений больше времени жизни промежуточного состояния ядра^{x/}. Аналогичные применения возможны, конечно, и в оптике при наблюдении совпадений между последовательно испускаемыми фотонами. К этой же категории относится и влияние внешнего поля на угловое распределение резо-

x/ Если разрешающее время схемы совпадений $\tau \sim 1/\lambda$, то формула /5/ заменяется другой, несколько более сложной. Совпадения используются в данном случае не для привязки к моменту образования промежуточного уровня ядра, а для выделения γ -квантов фиксированного направления.

нансно рассеянного света^{x/}, если спектральная ширина возбуждающего света превосходит естественную ширину рассматриваемого перехода. Указанное явление кажется экспериментально легко наблюдаемым. Вместе с тем, насколько нам известно, оно подробно не исследовалось, хотя вполне аналогичное с рассматриваемой точки зрения явление деполяризации резонансного излучения под действием внешних полей обследовано весьма подробно.

§ 4. "Биеция", как известно, тесно связаны с модуляцией гармонических колебаний. По существу, мы сталкиваемся здесь с двумя сторонами одного и того же процесса. При амплитудной модуляции электромагнитное поле

$$A = A_0 (1 + a \cos \nu t) e^{i\omega t} \quad /6/$$

может быть также представлено в виде

$$A = A_0 e^{i\omega t} + \frac{A_0 a}{2} e^{i(\omega + \nu)t} + \frac{A_0 a}{2} e^{i(\omega - \nu)t} \quad /6'/$$

Величина a называется глубиной амплитудной модуляции. Далее нас будет особенно интересовать так называемая частная модуляция, при которой частота изменяется во времени по закону

$$\omega(\tau) = \omega(1 + q \cos \nu t), \quad /7/$$

где q - глубина частотной модуляции.

Электромагнитное поле

$$A = A_0 e^{i \int_0^t \omega(\tau) d\tau} = A_0 e^{i(\omega t + \frac{\omega q}{\nu} \sin \nu t)} \quad /8/$$

может быть в этом случае представлено в виде

x/

Экспериментальное исследование этого влияния позволяет определить величину \mathcal{R} / λ , т.е. является удобным методом измерения времени жизни атомных уровней. В отсутствие внешнего поля вид углового распределения зависит от полного спина рассеивающей системы, что может быть использовано для определения спина ядра и исследования сверхтонкой структуры атома. Указанные возможности вполне аналогичны тем, которые фактически используются при наблюдении поляризации резонансного излучения и его деполяризации под действием внешних полей.

$$A = A_0 \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} J_n \left(\frac{\omega q}{v} \right) e^{i(\omega + n\nu)t} \quad /8'/$$

Существенно заметить, что аргументом бесселевых функций является величина $\frac{\omega q}{v}$. Отсюда следует, что амплитуды боковых частот могут быть большими даже при ничтожной глубине модуляции q , если только отношение $\frac{\omega q}{v}$ достаточно велико. Именно это обстоятельство является с рассматриваемой ниже точки зрения наиболее ценным свойством частотной модуляции.

Предположим, что с помощью методики "охлажденных кристаллов" [3,4] производится наблюдение резонансного поглощения γ -лучей. Предположим далее, что с помощью магнитного поля /либо каким-нибудь еще способом/ энергетические уровни поглотителя /либо излучателя/ смещены или расщеплены. Резонансное поглощение при этом исчезает. Оно может быть восстановлено путем частотной модуляции, если частота модуляции совпадает с величиной смещения /расщепления/ или меньше ее в целое число раз. Сказанное может быть использовано для экспериментального определения гиромангнитных отношений ядер и в других аналогичных целях.

Для фактического осуществления частотной модуляции в некоторых случаях можно, по-видимому, использовать ультразвуковые колебания источника /либо поглотителя/ γ -лучей, приводящие к периодическому изменению расстояния между источником и поглотителем. Физической причиной частотной модуляции является при этом эффект Доплера^{x/}. Если скорость источника u изменяется по закону

$$u = v \cos \nu t,$$

то поле, воспринимаемое неподвижным поглотителем, имеет вид /8/, причем $q = \frac{v}{c}$. Поэтому в /8'/ в качестве аргумента входит величина $\frac{\omega v}{c}$ и для наблюдения заметного эффекта должно быть выполнено условие

x/ Можно также сказать, что боковые частоты появляются в результате изменения колебательного состояния источника при излучении γ -кванта. Колеблющийся источник рассматривается при этом как квантовый осциллятор, энергия которого кратна величине $\hbar\nu$. Таково же и квантомеханическое объяснение амплитудной модуляции [5].

$$\frac{\omega \nu}{\nu c} \approx 1 \quad /9/$$

Так как наблюдаемые смещения могут быть порядка естественной ширины $\frac{1}{\tau}$, где τ - время жизни, то условие /9/ может быть также записано в виде

$$\frac{\omega \tau \nu}{c} \approx 1 \quad /9'/$$

В качестве конкретного примера укажем, что для γ - излучения Zn^{67*} время жизни $\tau \approx 10^{-5}$ сек, $\nu \approx 10^5$ сек⁻¹, $\omega \tau \approx 10^{15}$ и условие /9'/ выполняется при $\nu \approx 10^{-5}$ см/сек.

Другой способ частотной модуляции связан, по существу, с модуляцией самого процесса излучения /либо поглощения/ с помощью переменного магнитного поля [6]. Наложение постоянного магнитного поля H приводит к изменению частоты какой-либо одной из зеемановских компонент излучаемых γ -лучей на величину порядка $\frac{\mu H}{\hbar}$, где μ - ядерный магнитный момент. Поэтому наложение переменного магнитного поля $H \cos \nu t$ вызывает частотную модуляцию^{x/}. В выражения /7/ и /8/ входит величина

$$q = \frac{\mu H}{\hbar \omega}$$

а аргумент функций Бесселя в /8'/ равен

$$\frac{\mu H}{\hbar \nu} = \frac{\Omega_{L1}}{\nu} \quad /10/$$

где Ω_{L1} - частота ларморовской прецессии при амплитудном значении переменного поля. Для Zn^{67*} условие типа /9/ выполняется в данном случае при $H \approx 10-100$ гаусс.

x/ Появление боковых частот связано в данном случае с тем, что при излучении γ -кванта поглощается либо дополнительно излучается некоторое количество квантов радиочастотного поля. Аналогичные явления имеют место и при модуляции процесса поглощения γ -лучей.

§ 5. Пусть верхний уровень излучающей системы расщеплен на два /или большее число/ подуровня. Предположим также, что имеет место некоторая модуляция, приводящая к дополнительному расщеплению каждого из подуровней /см. рис. 4/. Тогда при усреднении по времени, независимо от частоты модуляции ν , наблюдаемая интенсивность излучения будет равна сумме интенсивностей, относящихся ко всем уровням. Исключением являются такие частоты модуляции, при которых некоторые из уровней совпадают друг с другом, например, a' совпадает с b'' либо a' совпадает с b и одновременно b'' совпадает с a . Указанное положение достигается при выполнении очевидного равенства.

$$N\nu = \Omega, \quad /11/$$

где Ω - расстояние между начальными уровнями a и b , выраженное в частотах, а N - любое целое число.

Если равенство /11/ выполнено, то имеются совпадающие уровни, для которых следует складывать не интенсивности, а амплитуды. Это приводит к интерференционному скачку интенсивности, исчезающему при дальнейшем изменении ν . Величина скачка может быть как положительной, так и отрицательной в зависимости от того, в какой момент времени образовалось возбужденное состояние. При соответствующем усреднении интерференционный член выпадает, и для наблюдения интерференции необходимо осуществить "привязку" фазы модуляции к моменту образования возбужденного состояния. Кроме того, необходимо, как обычно, фиксировать направление наблюдения γ - квантов /а для $\gamma\gamma$ - переходов - направления обоих γ -квантов/, так как при усреднении по всем направлениям интерференционный член также выпадает.

Для амплитудной модуляции, которую можно связывать с работой какого-либо прерывателя света, описываемое явление имеет простой кинематический смысл. В совместном излучении с уровнями a и b имеют место "биения", происходящие с частотой Ω . При выполнении условия /11/ прерыватель работает синхронно с "биениями" и количество прошедшего света зависит

от соотношения фаз между ними^{x/}. Если условие /11/ не выполнено, то количество света, прошедшего через прерыватель за достаточно большое время, не зависит от частоты и фазы прерываний.

В случае частотной модуляции явление не столь тривиально. Если без модуляции излучаемое поле имеет вид

$$A = A_1 e^{i(\omega_1 t + \delta_1)} + A_2 e^{i(\omega_2 t + \delta_2)},$$

то при наличии частотной модуляции

$$A = A_1 e^{i(\omega_1 t + \alpha_1 \sin \nu t + \delta_1)} + A_2 e^{i(\omega_2 t + \alpha_2 \sin \nu t + \delta_2)}, \quad /12/$$

причем, в общем случае $\alpha_1 \neq \alpha_2$. Вероятность обнаружения фотона $p = |A|^2$. На основании /8'/ имеем:

$$p = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1 A_2 \sum_e \sum_m J_e(\alpha_1) J_m(\alpha_2) \cos[(e-m)\nu t + \Omega t + \delta], \quad /13/$$

где $\Omega = \omega_1 - \omega_2$, $\delta = \delta_1 - \delta_2$.

При усреднении по времени все члены, содержащие косинусы, вообще говоря, выпадают^{xx/}, т.е. интенсивность равна сумме интенсивностей. Исключением является случай, когда выполнено соотношение /11/. При этом условии

$$\sum_e \sum_m J_e(\alpha_1) J_m(\alpha_2) \cos[(e-m)\nu t + \Omega t + \delta] = \cos \delta \sum_e J_e(\alpha_1) J_{e+N}(\alpha_2)$$

Известно, что

$$\sum_e J_e(\alpha_1) J_{e+N}(\alpha_2) = J_N(\alpha_1 - \alpha_2).$$

x/ В этом случае прерыватель может быть по существу заменен счетчиком или каким-либо другим устройством, регистрирующим свет только в определенные моменты времени. Мы приходим к постановке вопроса, при-
мыкающей к содержанию § 2.

xx/ Здесь предполагается, что частоты ν и Ω велики по сравнению с $1/\tau$, где τ - время жизни рассматриваемого уровня.

Поэтому, окончательно получаем:

$$\bar{P} = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 J_N(\alpha_1 - \alpha_2) \cos \delta. \quad \text{x/} \quad /14/$$

Аналогичное, но несколько более сложное соотношение можно получить и для мультиплетного расщепления.

Если модуляция производится с помощью переменного магнитного поля, то на основании /10/ и /11/ имеем:

$$\alpha_1 \approx -\alpha_2 \approx \frac{\Omega_{k1}}{\nu}, \quad \alpha_1 - \alpha_2 \approx \frac{2\Omega_{k1}}{\nu} \approx \frac{2\Omega_{k1}}{\Omega}. \quad \text{xx/}$$

Полученные результаты можно, по-видимому, использовать для экспериментального определения величины различных расщеплений уровней квантовых систем. Ниже рассмотрены некоторые возможные эксперименты.

1. С помощью двух счетчиков наблюдаются $\gamma\gamma$ -совпадения; источник γ -лучей помещен в постоянное магнитное поле и одновременно - в переменное магнитное поле, направленное параллельно постоянному. Регистрирующая схема отбирает только те совпадения, в которых первый γ -квант образуется в момент времени, соответствующий определенной фазе переменного поля. В этих условиях число регистрируемых совпадений, вообще говоря, не зависит от соотношения между Ω и ν , испытывая вместе с тем резонансные "выбросы" при выполнении /11/. Разрешающее время схемы совпадений может при этом находиться в любом соотношении с временем жизни изучаемого перехода.

x/ При смещении момента образования возбужденного состояния на некоторое время T , фаза δ изменяется на величину $(\omega_1 - \omega_2)T = \Omega T$. Поэтому, усреднение по T приводит к исчезновению интерференционного члена. Т.о. мы снова приходим к выводу о необходимости "привязки" момента образования возбужденного состояния по отношению к фазе модулирующих колебаний.

xx/ При модуляции за счет механических колебаний

$$\alpha_1 - \alpha_2 = \frac{\omega_1 \nu}{\nu c} - \frac{\omega_2 \nu}{\nu c} = \frac{\Omega \nu}{\nu c} \approx \frac{\nu}{c} \ll 1$$

По этой причине интерференция практически не наблюдается.

Следует отметить отличие предлагаемого эксперимента от экспериментов, в которых переменное магнитное поле ориентировано перпендикулярно к постоянному /см., например, [7, 8] /. В последнем случае радиочастотное поле вызывает переориентацию спинов возбужденных ядер, причем в результате этого процесса изменяется состояние самого поля - происходит поглощение энергии, характерное для ядерного магнитного резонанса. С другой стороны, если переменное поле направлено параллельно постоянному, то его прямое поглощение оказывается невозможным и в результате рассматриваемых нами процессов состояние переменного поля, по-видимому, не изменяется.

2. С помощью описанной выше методики фотон-фотонных совпадений аналогичный эксперимент можно, конечно, выполнить и для атомных переходов^{x/}. Однако, в оптике удобнее использовать импульсное возбуждение исследуемых атомов, производимое синхронно с модуляцией. Таким образом, можно, по-видимому, исследовать также штарковское и сверхтонкое расщепления оптических уровней.

В заключение настоящего параграфа заметим, что при $\Omega = 0$, формулы /13/ и /14/ могут быть непосредственно использованы для исследования влияния переменного магнитного поля на угловое распределение резонансного излучения и других сходных явлений^{xx/}. Одно из них - влияние переменного поля на поляризацию резонансного излучения уже изучалось экспериментально и теоретически /см., например, [9, 10] /.

§ 6. Выше рассматривались интерференционные явления, возникающие при совмещении первоначально разведенных уровней с помощью модуляции. Аналогичная ситуация должна иметь место и при любом другом способе совмещения. Соответствующие интерференционные эффекты можно рассматривать как предельный случай "биений", при условии, что частота "биений" $\Omega \rightarrow 0$ /"замороженные биения"/.

x/ При этом возможно также использовать и обычные радиорезонансные методы, связанные с переориентацией спина атома.

xx/ Интересно отметить, что при $\Omega = 0$, момент возникновения возбужденного состояния может быть не связан с фазой модулирующей колебаний.

Предположим, что образующееся в результате какого-либо процесса возбужденное состояние имеет два уровня, которым соответствуют частоты ω_1 и ω_2 . Далее, под действием некоторого фактора /например, постоянного магнитного поля/ каждый из уровней дополнительно смещается и расщепляется еще на два с частотами ω_1' , ω_1'' , ω_2' и ω_2'' . Излучаемое поле можно записать в виде

$$A = A_1' e^{i\omega_1' t} + A_1'' e^{i\omega_1'' t} + A_2' e^{i\omega_2' t} + A_2'' e^{i\omega_2'' t}$$

Вероятность обнаружения фотона пропорциональна $|A|^2$. Если среди указанных частот нет совпадающих, то

$$\overline{|A|^2} = |A_1'|^2 + |A_1''|^2 + |A_2'|^2 + |A_2''|^2, \quad /15/$$

т.е. интенсивность излучения оказывается постоянной, не зависящей от величины расщепляющего фактора /напряженности магнитного поля/.

При совпадении каких-либо частот дело изменяется. Если, например, оказывается, что при некоторой величине напряженности поля $\omega_1' = \omega_2''$, то

$$|A|^2 = |A_1' + A_2''|^2 + |A_1''|^2 + |A_2'|^2. \quad /15'/$$

Отличие /15'/ от /15/ можно использовать для определения величины первоначального расщепления $\Omega = \omega_1 - \omega_2$ либо для исследования зависимости дополнительных смещений и расщеплений от величины рассматриваемого расщепляющего фактора.

Указанный метод является весьма светосильным и не зависит от доплеровской тепловой ширины рассматриваемых уровней. Это обстоятельство позволяет использовать его для исследования весьма малых расщеплений различной природы. Применительно к исследованию тонкой структуры атомных уровней описанный метод был использован в появившейся недавно работе [11]; там же указывается на возможность изучения с его помощью также сверхтонкой структуры. Ниже кратко описаны некоторые другие возможные приложения.

1. Атомы возбуждаются направленным пучком электронов, фотонов /резонансное рассеяние/ и т.д. С помощью постоянного магнитного поля производится расщепление уровней образующегося возбужденного состояния так, что, например, уровень с полным моментом $J = 1$ расщепляется на три уровня $m = 0, \pm 1$. Далее с помощью дополнительного постоянного электрического поля подходящей величины можно добиться совпадения положения уровней, соответствующих $m = -1$ и $m = 0$. При этом интенсивность света, излучаемого атомом в некотором фиксированном направлении испытывает резкое изменение, исчезающее при нарушении совпадения уровней^{х/}. Указанный метод позволяет исследовать эффект Штарка при относительно малой величине электрического поля.

2. Ядра кристаллического радиоактивного вещества испытывают два последовательных γ -перехода; соответствующие γ -кванты регистрируются с помощью методики $\gamma\gamma$ -совпадений. Предположим, что промежуточное состояние ядра расщеплено за счет взаимодействия квадрупольного момента ядра с неоднородным электрическим полем, имеющимся в узлах кристаллической решетки. При этом уровни, для которых магнитные квантовые числа m равны по величине, но различаются по знаку, смещаются одинаково. С помощью постоянного магнитного поля можно снять это остающееся вырождение и добиться того, чтобы, например, уровень $m = 0$ совпал с уровнем $m = -1$ и т.д. Этот прием позволяет сопоставлять зеемановское расщепление ядерных уровней с квадрупольным.

3. Предположим теперь, что рассматриваемое радиоактивное вещество находится в газообразном состоянии, причем атомы обладают отличным от нуля магнитным моментом. Тогда в промежуточном состоянии вся система в целом /атом + ядро/ обладает несколькими близкими уровнями, связанными с различными взаимными ориентациями спинов атома и ядра.

^{х/} Аналогичный подход возможен и при замене штарковского расщепления расщеплением, связанным с тонкой или сверхтонкой структурой атома. По этому поводу см. [11].

При наложении внешнего магнитного поля каждый из них испытывает зеемановское расщепление, благодаря чему, при соответствующей величине поля, может произойти перекрывание, приводящее к изменению числа регистрируемых $\gamma\gamma$ -совпадений. Таким образом может быть измерено гироманнитное отношение возбужденного состояния исследуемого ядра^{х/}. Необходимые для этого поля оказываются довольно малыми, поскольку величина зеемановского расщепления определяется полным магнитным моментом системы, который практически равен магнитному моменту атома.

§ 7. Выше уже отмечалось, что биения связаны с одновременным действием нескольких близких уровней, не разрешаемых регистрирующим прибором. С другой стороны, если разрешающая способность настолько велика, что каждый из уровней может быть отделен от других, биения исчезают, несмотря на наличие расщепления. Сказанное можно кратко проиллюстрировать на примере резонансного рассеяния γ -лучей по методу "охлажденного кристалла" [3,4].

Предположим, для определенности, что рассматриваемое ядро имеет целый спин. Тогда при наложении достаточно сильного магнитного поля на рассеиватель /либо на излучатель/ произойдет зеемановское расщепление, превышающее естественную ширину уровней. В этих условиях резонансное рассеяние будет связано только с теми магнитными подуровнями верхнего и нижнего состояний, для которых $m = 0$. Поэтому, вероятность обнаружения рассеянного γ -кванта не будет зависеть от времени, как это имело бы место в обычных методах наблюдения резонансного рассеяния γ -лучей, разрешающая способность которых не столь высока. Дальнейшее рассмотрение связанных с этим вопросов /в частности, рассмотрение углового распределения рассеянных γ -квантов/ будет проведено в другом месте.

Автор благодарит Т.Вишки, М.Даныша, Л.Заставенко, И.Кобзарева, В.Огиевца, Л.Окуня, И.Собельмана и Чжоу Гуан-чжао за многочисленные обсуждения и помощь в работе.

^{х/} Интересно отметить, что измерения, по-видимому, возможны и в случае, когда спин ядра равен 1/2.

Л и т е р а т у р а

1. К. Зигбан. "Бета- и гамма-спектроскопия". М. /1959/.
2. R.L. Garwin, L.M. Lederman, M. Weinrich. Phys.Rev. 105, 1415 (1957).
3. R.L. Mössbauer, Zt. f. Phys. 151, 124, (1958).
4. R.L. Mössbauer, Zt. f. Naturforschung 14^a, 211, (1959).
5. G. Breit, A.E. Ruark, F.G. Brickwedde. Phil.Mag. 3, 1306, (1927).
6. М.А. Дивильковский. ЖЭТФ, 7, 650 /1937/.
7. A. Abragam, R.V. Pound. Phys.Rev. 92, 943, (1953).
8. A. Kastler. Proc. Phys.Soc. A67, 853, (1954).
9. А.Митчелл, М.Земанский. "Резонансное излучение и возбужденные атомы" ОНТИ /1937/.
10. E. Fermi, F. Rasetti. Zt. f. Phys. 33, 246, (1925).
11. F.D. Colegrove, P.A. Franken, R.R. Lewis, R.H. Sands. Phys.Rev. 3, 420, (1959).

Рукопись поступила в издательский отдел
20 февраля 1960 года.

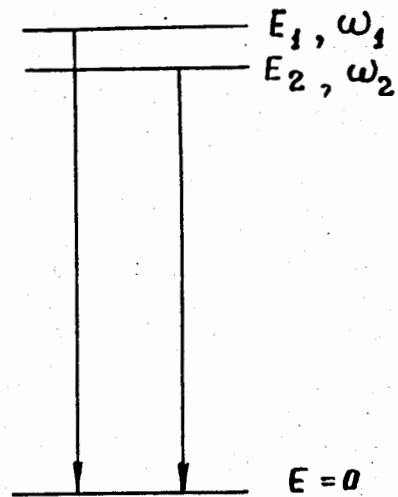


Рис. 1. Энергия нижнего состояния условно принимается равной нулю.

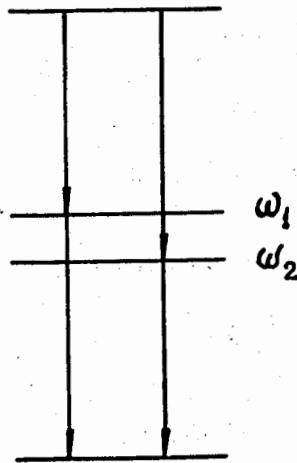


Рис. 2.

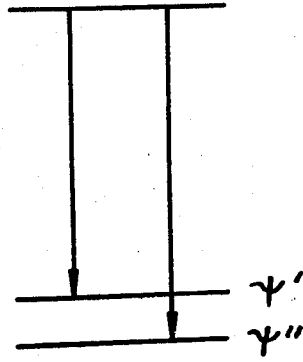


Рис. 3.

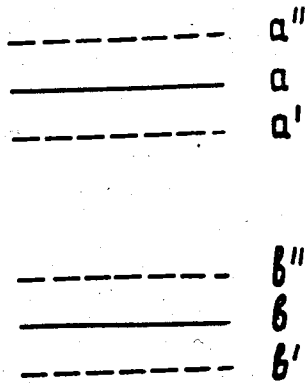


Рис. 4.