



**ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ**

**ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ**

**ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ**

**Л. Заставенко, М. Подгорецкий**

**P-1222**

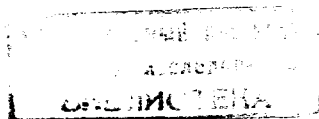
**ЗАМЕЧАНИЕ О ВЛИЯНИИ ВНЕШНИХ ПОЛЕЙ  
НА КВАНТОВЫЕ УРОВНИ АТОМОВ И ЯДЕР**

**Дубна 1963 год**

Л. Заставенко, М. Подгорецкий

P-1222

13 2  
ЗАМЕЧАНИЕ О ВЛИЯНИИ ВНЕШНИХ ПОЛЕЙ  
НА КВАНТОВЫЕ УРОВНИ АТОМОВ И ЯДЕР



Дубна 1963 год

Этот вопрос неоднократно обсуждался в общем виде; цель настоящей работы состоит в физическом анализе некоторых частных случаев. Рассмотрим, например, систему /атом, ядро/ со спином  $I = 1$ . Квадрупольное расщепление либо квадратичный эффект Штарка дает картину уровней, изображенную на рис. 1а. Включение магнитного поля  $\vec{H}$  параллельного электрическому полю  $E$ , приводит к дополнительному расщеплению /рис. 1б/. При увеличении  $H$  уровень с  $m = 0$  остается на месте, энергия уровня с  $m = -1$  монотонно падает; при некотором значении поля  $H_0$  уровни "пересекаются", затем расходятся, причем каждый из них сохраняет прежнее значение  $m$ .

Пусть теперь магнитное поле имеет небольшую поперечную составляющую  $h$ . Она не играет заметной роли, пока величина  $H$  далека от критического значения  $H_0$ . Однако при  $H \rightarrow H_0$  наличие даже малого  $h$  приводит к существенному изменению всей картины. С интересующей нас сейчас точки зрения главное изменение - отсутствие "пересечения" /см. также<sup>1/</sup>, § 76/. Сначала, как и раньше, уровень с  $m = 0$  неподвижен, а уровень с  $m = -1$  перемещается вниз. Постепенно его движение замедляется и он останавливается, приближаясь асимптотически к тому положению, которое занимал ранее уровень  $m = 0$  /см. рис. 2/. Мы говорим "ранее", потому что при  $H \rightarrow H_0$  уровень с  $m = 0$  начинает двигаться вниз и при достаточно больших  $H$  его энергия  $\epsilon$  начинает изменяться по такому же закону, как для уровня с  $m = -1$ . Иными словами, оба уровня как бы обмениваются величиной  $m$ : уровень с  $m = -1$  переходит в  $m = 0$ , а  $m = 0$  переходит в  $m = -1$ ; вблизи "области пересечения" стационарные состояния вообще не обладают определенными значениями проекции углового момента на продольное направление<sup>x/</sup>.

Аналогичные явления имеют место и для систем с другими значениями спина. Например, при  $I = 3/2$  речь может идти о "пересечении" уровней с  $m = -3/2$  и  $m = +1/2$ , которое осуществляется только, если  $h = 0$ . В противном случае "пересечения" нет, и при  $H > H_0$  уровни расходятся, "обмениваясь" квантовыми числами  $m$ , как это показано на рис. 3.

Сказанное может иметь различные применения. В работах<sup>2-4/</sup> было рассмотрено совместное влияние электрического и магнитного полей на резонансное рассеяние света. В частности, было показано, что в случае параллельных полей при "пересечении" уровней возбужденного состояния атома происходит интерференционное изменение интенсивности рассеянного света. Аналогичное явление имеет место и для  $\gamma\gamma$ -совпадений при наличии внешнего магнитного поля и квадрупольного расщепления уровней промежуточного состояния. Если  $\vec{E}$  и  $\vec{H}$  не вполне параллельны, то появляется поперечная составляющая магнитного поля и пересекающиеся уровни расходятся на некоторую величину  $\delta$ . Это не влияет на механизм рассеяния, если  $\delta \ll \Gamma$ , где  $\Gamma$  - естественная ширина рассматриваемых уровней. Отсюда легко получить оценку допустимого угла непараллельности<sup>5/</sup>. В случае  $I = 1$  имеем

<sup>x/</sup> Можно показать, что описанная ситуация с "обменом квантовыми числами" относится не только к рассматриваемому частному случаю, но и имеет общее значение.

$$\theta \ll \frac{1}{\Delta}$$

/1/

а для  $J = 3/2$  -

$$\theta \ll \left(\frac{\Gamma}{\Delta}\right)^{1/2}$$

/1/

При  $H \approx H_0$  даже небольшое поперечное поле приводит к радикальному "перемешиванию" собственных функций возбужденного состояния. Можно следовательно ожидать, что в этой области интенсивность рассеянного света сильно зависит от величины  $h$ . Предположим, что основное состояние имеет спин  $I = 0$ , возбужденное -  $I = 1$ . Пусть полярная ось совпадает с  $\vec{E}$ , азимутальные углы отсчитываются от направления  $h$ , направления падающего и рассеянного света соответствуют углы  $(\theta_1, \phi_1)$  и  $(\theta_2, \phi_2)$ . Тогда, при  $H \approx H_0$  интенсивность рассеянного света определяется выражением

$$I \approx 1 + \frac{1}{4} \left\{ \sin^2 \theta_1 \cdot \sin^2 \theta_2 + 2 \left( \frac{1 + \cos^2 \theta_1}{2} \cdot \frac{1 + \cos^2 \theta_2}{2} + 2 \sin \theta_1 \cdot \sin \theta_2 \cdot \cos \theta_1 \cdot \cos \theta_2 \cdot \cos \phi_1 \cdot \cos \phi_2 \right) + \right.$$

/2/

$$\left. \left[ \left( \cos \theta_2 + \frac{\sin \theta_2 e^{i\phi_2}}{\sqrt{2}} \right) \left( \cos \theta_1 + \frac{\sin \theta_1 e^{-i\phi_1}}{\sqrt{2}} \right) \left( \cos \theta - \frac{\sin \theta_2 e^{-i\phi_2}}{\sqrt{2}} \right) \left( \cos \theta_1 - \frac{\sin \theta_1 e^{i\phi_1}}{\sqrt{2}} \right) \cdot \frac{\Gamma}{\Gamma + i\epsilon} + \text{компл.} \right] \right\} \text{сопр.}$$

где величина

$$\epsilon = \sqrt{2} \frac{\Delta \cdot h}{H_0}$$

/3/

равна расщеплению уровней с  $m = -1$  и  $m = 0$  под действием поперечного поля  $h$ . Если, например,  $\theta_1 = \theta_2 = \phi_1 = \phi_2 = 0$ , то из /2/ следует

$$I \approx \frac{1}{2} \left( 3 + \frac{\Gamma^2}{\Gamma^2 + \epsilon^2} \right),$$

/4/

т.е. включение поперечного магнитного поля действительно вызывает резкое изменение интенсивности. В отличие от явлений, описанных в /2-4/, обсуждаемый эффект достигает существенно большей величины и имеет место в другой области углов. Вместе с тем, с принципиальной точки зрения оба эффекта близки друг к другу: один из них дает зависимость интенсивности рассеянного света от величины продольного магнитного поля, второй - от поперечного.

Предположим, что некоторое ядро со спином  $I = 3/2$ , обладающее квадрупольным расщеплением, заполяризовано и находится преимущественно в состоянии с  $m = -3/2$ . Включим небольшое поперечное поле и начнем адиабатически увеличивать продольное магнитное поле. Выше было показано, что при  $H \approx H_0$  очень незначительные изменения  $H$  приводят к изменению  $m$  от  $-3/2$  до  $+1/2$ . Иными словами, возникает возможность одновременной реполяризации всех ядер монокристаллического образца. Если взглянуть на дело с другой стороны, то можно также сказать, что мы имеем дело с некоторым триггером, который может принимать только два дискретных состояния /  $m = -3/2$  и  $m = +1/2$  /. В промежуточной области магнитный момент увеличивается с ростом  $H$  ;

для другого состояния поляризации с исходным значением  $m = +\frac{1}{2}$  имеет место обратная зависимость. Аналогичные явления должны быть и при фиксированном  $H \approx H_0$ , если адиабатически изменять величину  $\Delta$ . Практически этого нельзя сделать с ядрами, но можно сделать с атомами, помещенными в электрическое поле. Мы сталкиваемся здесь с интересным случаем, когда магнитный момент системы зависит от величины  $\vec{E}$ .

Следует снова подчеркнуть, что все перечисленные особенности связаны с узкой областью вблизи  $H \approx H_0$ , ширина которой определяется очень малым поперечным полем. Его можно считать управляющим полем, поскольку даже небольшие изменения  $h$  резко сказываются на свойствах управляемой системы. В указанной области изменяются и магнитные свойства тела, находящегося в тепловом равновесии. Этот вопрос заслуживает специального рассмотрения. Здесь мы отметим только, что, например, при спине  $I = 1$  и для  $H \approx H_0$  магнитный момент единицы объема растет с полем вдвое медленней, чем обычно, и что характер связи между этими величинами зависит также от напряженности электрического поля.

Выше мы рассматривали явления при адиабатическом изменении поля. Полученные результаты справедливы, если время  $\tau$ , в течение которого происходит существенное изменение величины поля, достаточно велико. Количественно требуется, чтобы неопределенность энергии системы  $h/\tau$  была очень мала по сравнению с наименьшим расстоянием между рассматриваемыми уровнями. В противном случае возможны переходы между различными ветвями рис. 2 и 3. Ниже мы рассмотрим для простоты только предельный случай, когда поле изменяется мгновенно от  $H_1 < H_0$  до  $H_1 > H_0$ , предполагая, что  $H_1$  и  $H_2$  достаточно далеки от  $H_0$ , т.е. находятся вне аномальной области.

Предположим, что первоначально система находилась в состоянии с определенным значением  $m$ , скажем, с  $m = -3/2$ . Для вычисления вероятности перехода  $\mathcal{P}$  нужно, как известно, разложить старую волновую функцию по новым. В данном случае новые волновые функции снова соответствуют состояниям с  $m = -3/2$  и  $m = +\frac{1}{2}$ , т.е. разложение будет содержать один только член с  $m = -3/2$ . Иными словами, величина  $m$  не изменится, а система с вероятностью  $\mathcal{P} = 1$  перейдет с верхней ветви рис. 3 на нижнюю. Этот результат имеет, конечно, общее значение: при достаточно быстром изменении магнитного поля величина  $m$  не изменяется, т.е. наличие малой поперечной составляющей не оказывает никакого влияния на поведение системы.

Если рассмотрение относится к возбужденному состоянию, то по самому смыслу задачи поле должно изменяться много быстрее времени жизни. Отсюда сразу следует, что поперечная составляющая  $h$  играет существенную роль только тогда, когда минимальное сближение между уровнями  $\delta$  велико по сравнению с их естественной шириной  $\Gamma$ . Таким образом, мы с другой точки зрения снова приходим к условию, введенному ранее в связи с анализом особенностей резонансного рассеяния света. Помимо естественной ширины следует также учитывать и некоторые типы ударных уширений, например, уширения, связанные с быстрым хаотическим изменением полей, действующих на систему внутри макроскопической среды. Для основных состояний именно эти уширения являются определяющими. С другой стороны, доплеровская ширина никак не влияет на рассматриваемые явления, поскольку все уровни смещаются за счет эффекта Доплера одинаково.

Различие в поведении системы при быстром и медленном изменении магнитного поля можно использовать для получения образцов с инвертированной заселенностью уровней. Пусть, например, за счет квадрупольного или штарковского расщепления уровень с  $m = -3/2$  обладает большей энергией, чем уровень с  $m = +1/2$ . Тогда при тепловом равновесии его заселенность соответственно меньше. Адиабатическое увеличение продольного магнитного поля, при наличии небольшого поперечного, приведет, в соответствии с рис. 3, к замене  $m = -3/2$  на  $m = +1/2$ , т.е. менее заселенным станет уровень с  $m = +1/2$ . Здесь еще нет инвертирования, так как в новых условиях уровень с  $m = +1/2$  обладает большей энергией. Однако быстрое выключение продольного поля вызывает переходы с одной ветви рис. 3 на другую, в результате чего энергия уровня с  $m = +1/2$  уменьшается, а величина  $m$  и заселенность не изменяются; аналогично ведет себя и уровень с  $m = -3/2$ . В итоге мы получим термодинамически неравновесную совокупность систем, в которых уровень с меньшей энергией заселен меньше, чем уровень с большим значением энергии. Что касается поперечного поля  $H$ , то оно, как и раньше, играет в этом процессе роль управляющего фактора.

Авторы рады поблагодарить С. Герштейна, Я. Грановского и Л. Кестхейи (L. Keszhelyi) за интересные обсуждения.

#### Л и т е р а т у р а

1. Л. Ландау, Е. Лифшиц. "Квантовая механика" /1948/.
2. М.И. Подгорецкий. ОИЯИ Р-491 /1960/.
3. Л.Г. Заставенко, М.И. Подгорецкий, ЖЭТФ 39, 1023 /1960/.
4. Л.Г. Заставенко, О.А. Хрусталева. "Оптика и спектроскопия". 1X, 441 /1961/.
5. Л. Заставенко, М. Подгорецкий. ЖЭТФ /в печати/.

Рукопись поступила в издательский отдел  
5 марта 1963 года.

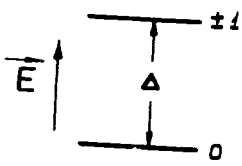


Рис. 1а

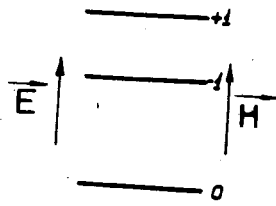


Рис. 1б

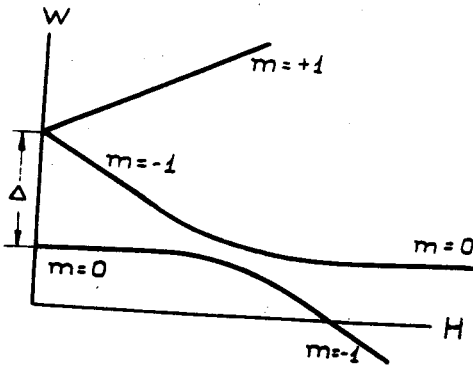


Рис. 2

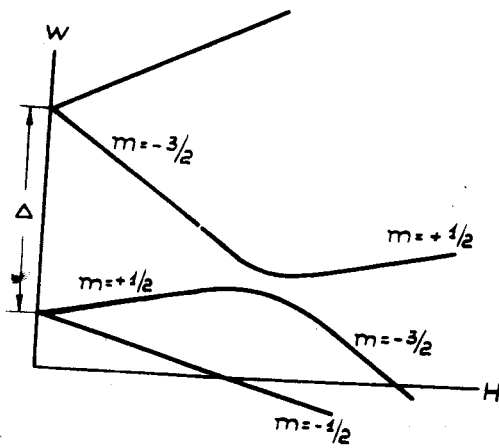


Рис. 3