ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

Р - 1840

В.Г. Барышевский, В.Л. Любошиц, М.И. Подгорецкий

О ВЛИЯНИИ ЯДЕРНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НЕЙТРОНОВ НА ПАРАМАГНИТНЫЙ РЕЗОНАНС

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

1964

P – 1840

В.Г. Барышевский, В.Л. Любошиц, М.И. Подгорецкий

О ВЛИЯНИИ ЯДЕРНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НЕЙТРОНОВ НА ПАРАМАГНИТНЫЙ РЕЗОНАНС

Направлено в ЖЯФ

Ранее нами были рассмотрены некоторые резонансные явления, имеющие место в пучках медленных нейтронов. Цель настоящей работы состоит в выяснении вопроса о влиянии ширины уровней на указанные выше явления.

Рассмотрим парамагнитный резонанс нейтронов, проходящих через вещество. Резонансные переходы происходят между уровнями, соответствующими различной потенциальной энергии нейтронов во внешнем постоянном магнитном поле, безотносительно к величине кинетической энергии. При вхождении в мишень полная энергия проходящего нейтрона не изменяется, происходит только перераспределение ее между кинетической и потенциальной энергиями частицы. Вследствие того, что нейтронная волновая функция в кристалле затухает с глубиной, нейтрон имеет неопределенность в импульсе, а значит, и в кинетической энергии. Это приводит, с учетом постоянства полной энергии проходящего нейтрона, к неопределенности в потенциальной энергии взаимодействия нейтрона с постоянным магнитным полем и появлению у уровней, между которыми происходят переходы, некоторой ширины. Поэтому в случае парамагнитного резонанса нейтронов мы имеем дело с двухуровневой системой с конечными ширинами уровней, взаимодействующей с переменным внешним полем. Уравнения, определяющие поведение этой системы с течением времени, имеют вид:

$$i\frac{dC_p(t)}{dt} = W_p C_p(t) + b e^{i\omega t} C_q(t), \qquad (1)$$

$$i\frac{dC_q(t)}{dt} = b e^{-i\omega t} C_p(t) + W_q C_q(t),$$

где $W_{p,q} = E_{p,q} - i\gamma_{p,q}$,

$E_{p,q}$ и $\gamma_{p,q}$ – энергия и затухание уровней p,q соответственно, b – энергия взаимодействия нейтрона с поперечным магнитным полем, ω –частота этого поля.

Величина затухания $\gamma_{p,q}$ определяется всеми процессами, приводяшими к выбыванию из пучка нейтронов со спином, параллельном полю (уровень p), и со спином против поля (уровень q). В частности, для холодных нейтронов $\gamma_{p,q} = \rho v \sigma_{p,q}$, где ρ – плотность ядер в веществе, v–скорость нейтрона, $\sigma_{p,q}$ – полное сечение некогерентного рассеяния на уровнях p и q соответственно. Если в начальный момент времени все нейтроны были поляризованы по полю, то $C_p(0) = 1$, $C_q(0) = 0$ и из известных решений этих уравнений /1/ следует, что вероятность обнаружить в момент времени t нейтрон на уровне q равна

$$|C_q(t)|^2 = \frac{1}{4}\frac{(2b)^2}{(\mathrm{Re}\,a)^2+(\mathrm{Im}\,a)^2}\left(e^{-t\,\mathrm{Im}\,a} + e^{t\,\mathrm{Im}\,a} - 2\cos(t\,\mathrm{Re}\,a)\right)e^{-(\gamma_p+\gamma_q)t},$$

$$a = [(\omega_0-\omega)^2+(2b)^2]^{1/2}, \quad \omega_0 = E_q - E_p - i(\gamma_q-\gamma_p). \qquad (2)$$

Можно показать, что (1) и (2) справедливы для пакетов с размерами $\ell' \gg \lambda$, но много меньшими области, в которой действует магнитное поле. Поэтому для перехода к пространственной картине достаточно подставить в (1) и (2) $t = \frac{z}{v}$, где z отсчитывается вдоль направления движения нейтронов. В частности, вероятность переориентации спина нейтрона по выходе из области взаимодействия определяется формулой (2) $t = \frac{\ell}{v}$, где ℓ –длина этой области. В последнем случае результат (2) верен и для плоских волн; это связано с тем, что задачу о перевороте спина нейтрона после прохождения области взаимодействия мы можем рассматривать в рамках теории рассеяния. С другой стороны, известно, что в теории рассеяния пакетный и волновой подходы эквивалентны /2/.

Выражение для вероятности перехода (2) имеет довольно сложную зависимость от ширины уровней, между которыми происходят переходы x/. Рассмотрим несколько частных случаев. Пусть $\gamma_p = \gamma_q = \gamma$, что соответствует парамагнитному резонансу в неполяризованной мишени. Тогда $\mathrm{Re}\,a = \sqrt{(E_q-E_p-\omega)^2+(2b)^2}$, $\mathrm{Im}\,a = 0$. Из общего выражения (2) получаем:

$$|C_q(t)|^2 = \frac{(2b)^2}{(E_q-E_p-\omega)^2+(2b)^2}\sin^2\frac{t}{2}\sqrt{(E_q-E_p-\omega)^2+(2b)^2}\,e^{-2\gamma t}. \qquad (3)$$

Зависимость вероятности $|C_q(t)|^2$ от частоты приложенного поля ω в данный момент времени такая же, как и в отсутствие затухания. Отсюда следует, что измерение интенсивности проходящего пучка в некоторой точке мишени в зависимости от частоты не дает сведений о затухании пучка.

Пусть теперь выполнено условие

$$|\gamma_q - \gamma_p| \gg 2b,$$

которое реализуется в частичнополяризованной мишени при достаточно малой амплитуде переменного поля. Решение (2) можно тогда записать в виде

---

x/ Заметим, что в связи с соотношением $\Delta t \Delta E > \hbar$ эффективная ширина резонанса зависит и от ℓ. При $\frac{v}{\ell} > \gamma_p - \gamma_q$ и b эта зависимость становится определяющей. Если же $\frac{v}{\ell} > |E_q - E_p|$, то ширина становится настолько большой, что резонансные эффекты вообще не могут быть замечены.

$$|C_q(t)|^2 = \frac{1}{4}\frac{(2b)^2}{(E_q-E_p-\omega)^2+(\gamma_q-\gamma_p)^2}\{e^{-2\gamma_p t}+e^{-2\gamma_q t} -$$

$$-2\cos(E_q-E_p-\omega)t\, e^{-(\gamma_p+\gamma_q)t}\} . \qquad (4)$$

Если $\gamma_p \gg \gamma_q$ или $\gamma_q \gg \gamma_p$, то, как можно видеть, найдутся такие значения времени, что в формуле (4) выражение, заключенное в фигурные скобки, примет значение, близкое к единице. Зависимость вероятности $|C_q(t)|^2$ от ω имеет тогда лоренцевскую форму с шириной, определяемой разностью ширины уровней p и q. Легко проверить, что разность ширин

$$\gamma_p - \gamma_q = a\mathcal{P} ,$$

где $\mathcal{P}$ степень поляризации мишени. В частном случае рассеяния холодных нейтронов на частичнополяризованной мишени $a = \rho v \sigma$, σ – сечение некогерентного рассеяния нейтрона на ядре со спином, антипараллельным спину нейтрона.

В стационарных условиях полное число нейтронов на уровене q для достаточно толстой мишени равно

$$N = I_0\int_0^\infty |C_q(t)|^2 dt = \frac{A}{(E_q-E_p-\omega)^2+\Gamma^2} , \qquad (5)$$

где

$$A = \frac{I_0}{8}\frac{(2b)^2(\gamma_p+\gamma_q)}{\gamma_p\gamma_q} ,$$

$$\Gamma^2 = (\gamma_p+\gamma_q)^2(1+\frac{b^2}{\gamma_p\gamma_q}) ,$$

I_0 – интенсивность падающего пучка. Как видим, зависимость полного числа нейтронов N на уровне q от частоты приложенного поля ω в общем случае имеет лоренцевскую форму с шириной, определяемой Γ. В случае достаточно малого поля, когда $\frac{b^2}{\gamma_p\gamma_q} \ll 1$, ширина линии определяется чисто ядерными эффектами затухания и равна сумме ширин уровней p и q.

На опыте величину Γ можно определить, например, измеряя зависимость от частоты ω числа рассеянных холодных нейтронов с первоначальными направлениями поляризации. В самом деле, в кристалле холодные нейтроны могут рассеиваться только с переворотом спина /3/. Поэтому только нейтроны, испытавшие вначале резонансный переворот спина в переменном магнитном поле, могут после рассеяния обладать первоначальным направлением спина.

Известно, что парамагнитный резонанс часто рассматривают как процесс, в котором происходит излучение или поглощение радиочастотного фотона. При этом предполагается, что падающее излучение немонохроматическое и имеет некоторый разброс частот $\Delta\omega$ в районе $\omega = E_p - E_q$. Можно показать, что такой подход возможен тогда, когда выполняются неравенства $\frac{1}{|E_q - E_p|} \ll t \ll \frac{1}{b}$. В соответствии со второй частью неравенства при фотонном подходе всегда $\Delta\omega \gg b$. Рассмотрим с этой точки зрения парамагнитный резонанс в нашем случае.

Если разброс частот $\Delta\omega$ больше, чем ширины уровней, то ширина резонанса определяется только величиной $\Delta\omega$ и не зависит от γ_p и γ_q.

Рассмотрим теперь случай, когда $\Delta\omega \ll \gamma_{p,q}$. В этих условиях излучение можно считать монохроматическим. Пусть, для определенности, имеет место переход с уровня p на уровень q. Скорость изменения заселенности q – уровня

$$\frac{d|C_q(t)|^2}{dt} = \frac{dP}{dt} - \gamma_q |C_q(t)|^2, \tag{6}$$

где член $\frac{dP}{dt}$ характеризует изменение заселенности q –уровня за счет поглощения фотонов, а член $-\gamma_q |C_q(t)|^2$ характеризует уменьшение заселенности вследствие наличия ширины γ_q. Отсюда

$$\frac{dP}{dt} = \frac{d|C_q|^2}{dt} + \gamma_q |C_q|^2. \tag{7}$$

Вероятность перехода в единицу времени с уровня p на уровень q, усредненная по времени жизни уровня p, принимает вид:

$$\left\langle\frac{dP}{dt}\right\rangle = \gamma_p \gamma_q \int_0^t |C_q(t)|^2 dt + \gamma_p |C_q(t)|^2 \quad \left(t \gg \frac{1}{\gamma_p}, \frac{1}{\gamma_q}\right) \quad \text{или}$$

$$\left\langle\frac{dP}{dt}\right\rangle \approx \gamma_p \gamma_q \int_0^\infty |C_q(t)|^2 dt = \frac{b^2(\gamma_p + \gamma_q)}{2[(E_q - E_p - \omega)^2 + (\gamma_p + \gamma_q)^2]}. \tag{8}$$

Ясно, что число поглощенных или излученных фотонов пропорционально (8). Как видим, зависимость $\left\langle\frac{dP}{dt}\right\rangle$ от частоты приложенного магнитного поля имеет лоренцевскую форму с шириной, равной сумме ширин уровней. Легко показать, что выражение (8) справедливо и в случае, когда один из уровней имеет ширину, равную нулю.

Литература

1. Н. Рамзей. Молекулярные пучки. М., ИЛ, 1960.
2. С. Швебер. Введение в релятивистскую квантовую теорию поля. М., ИЛ, 1963.
3. А. Ахиезер и И. Померанчук. Некоторые вопросы теории ядра. М., ГТТИ, 1950.

Рукопись поступила в издательский отдел
9 октября 1964 г.