5786

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
Дубна

Р4 - 5786

В.Г. Барышевский, М.И. Подгорецкий

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

ЗАМЕЧАНИЕ ОБ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ ПРИ ПЕРЕСЕЧЕНИИ УРОВНЕЙ

1971

P4 - 5786

В.Г. Барышевский*, М.И. Подгорецкий

ЗАМЕЧАНИЕ ОБ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ ПРИ ПЕРЕСЕЧЕНИИ УРОВНЕЙ

* Белорусский государственный университет им. В.И. Ленина.

Хорошо известно, что ширина линий испускания и поглощения существенно зависит от разнообразных флюктуирующих электрических и магнитных полей, действующих на атомы и ядра в среде. Для изучения влияния различных механизмов уширения на форму линии в последние годы применяется метод пересечения уровней, позволяющий исключить влияние эффекта Допплера /1/.

В этой связи мы хотим обратить внимание на то, что метод пересечения уровней в некоторых случаях дает возможность разделить вклады в ширину линии, вызванные процессами распада атомов (ядер) и неоднородным уширением (т.е. уширением, возникающим из-за модуляции положения пересекающихся уровней флюктуирующим полем). Указанная возможность вызвана следующим обстоятельством. Как известно, интенсивность излучения $J(H)$ как функция внешнего поля, вызывающего расщепление при отсутствии флюктуирующих полей, имеет вид

$$J(H) = const \left| a + \frac{b}{aH + i\gamma} \right|^2 , \qquad (1)$$

где γ - распадная ширина, вызванная процессами, приводящими к переходу атома (ядра) из возбужденного состояния в основное; считается для конкретности, что расщепление вызывается магнитным полем H.

Согласно (1) максимум кривой $J(H)$ лежит при значении $H = 0$. Пусть теперь на излучатели подействовало добавочное параллельное поле h, вызвавшее изменение расщепления на некоторую величину $\Delta\omega$. В этом случае максимум кривой $J(H)$ как функции H будет не при

$H = 0$, а при значении $H = -h$. Очевидно, что появление добавочного поля вызывает сдвиг максимума кривой, но не изменяет ее вида. Как следствие, площадь $S = \int_{-H_m}^{H_m} J(H)\,dH$ под кривой $J(H)$, взятая в достаточно широких пределах $H_m \gg |h|, |\gamma/a|$, не будет зависеть от h. Если мы имеем теперь совокупность атомов (ядер), помещенных во внешнее неоднородное поле, неоднородность которого имеет случайный характер, то на каждое ядро (атом) действует свое h, случайным образом зависящее от положения излучателя в пространстве.

Следовательно, кривая, описывающая интенсивность излучения $J(H)$, есть сумма кривых (1) со случайно сдвинутыми максимумами. Это приводит к эффективному уширению линии. Однако вследствие того, что все кривые подобны друг другу, площадь под кривой $J(H)$, взятая в достаточно широких пределах $H_m \gg h_m, \frac{\gamma}{a}$ (h_m – максимальное характерное изменение h в указанном неоднородном поле), не будет зависеть от распределения h и будет равна той же площади в отсутствие случайного разброса h. Независимость рассматриваемой площади от максимума уширения дает возможность определения величины γ.

Рассмотрим этот вопрос более подробно. Предположим, что мы изучаем пересечение двух уровней. Волновая функция, описывающая эволюцию этих уровней во времени, имеет вид

$$\psi(t) = \psi_1(t) + \psi_2(t), \tag{2}$$

где

$$\psi_i(t) = c_i\, e^{-\frac{i}{\hbar} E_i t}\, e^{-\frac{\gamma}{2} t}\, \phi_i(t)|i>, \; i = 1,2, \quad c_i = \psi_i(0),$$

E_i – энергия i уровня в постоянном поле, вызывающем расщепление, γ – распадная ширина изучаемых уровней; $\phi_i(t)$ – амплитуда вероятности обнаружить атом в момент времени t в состоянии $|i>$, изменение во времени которой подчиняется уравнению

$$i\hbar \frac{\partial \phi_i(t)}{\partial t} = \sum_{\ell=1,2} V_{i\ell}(t)\, e^{\frac{i}{\hbar}(E_i - E_\ell)t}\, \phi_\ell(t); \tag{2'}$$

$V(t)$ – взаимодействие атома с флюктуирующими полями (например, $V(t)=-\vec{\mu}\vec{H}(t)$, $\vec{\mu}$ – магнитный момент атома, $\vec{H}(t)$ – флюктуирующее магнитное поле).

Из (2) следует, что амплитуда распада атома в некоторый момент времени $A(t)$ может быть записана в виде

$$A(t)=A_1(t)+A_2(t), \tag{3}$$

где
$$A_1=c_1 e^{-\frac{i}{\hbar}E_1 t}\, e^{-\frac{\gamma}{2}t}\, \phi_1(t)\, a_1 ,$$

a_1 – амплитуда распада из состояния $|i>$. Следовательно, интенсивность излучения в момент времени t после возбуждения $J(t)$ равна

$$J(t)=const\ \overline{\{|A_1(t)|^2+|A_2(t)|^2+2Re\, A_1(t)A_2^*(t)\}}, \tag{4}$$

где черта означает статистическое усреднение по состояниям системы.

При непрерывном возбуждении интенсивность излучения равна:

$$J=const\int_0^\infty J(t)\,dt. \tag{5}$$

Предположим, теперь, что поля, вызывающие перемешивание уровней, либо отсутствуют, либо малы (о роли таких полей в различных случаях см., например, /2/). Это означает, что в системе (2') недиагональные члены можно отбросить. Как следствие, $\phi_i(t)=exp\{-\frac{i}{\hbar}\int_0^t V_{ii}(\tau)\,d\tau\}$.

Следовательно,

$$J=const\{\frac{1}{\gamma}\sum_i |C_i|^2|d_i|^2+2Re\, C_1C_2^*\, a_1a_2^*\int_0^\infty dt\, e^{-\gamma t}\, e^{-i\omega t}\phi_1(t)\phi_2^*(t), \tag{6}$$
$$\omega=\frac{E_1-E_2}{\hbar}.$$

Учитывая, что для частот $\Omega_m \gg$ полной ширины уровней $\gamma_{полн.}$

$$\int_{-\Omega_m}^{\Omega_m} e^{-i\omega t}\,d\omega\approx 2\pi\delta(t),$$

нетрудно получить:

$$S = \int\limits_{-\Omega_m}^{\Omega_m} J\, d\,\omega = const\, \{ \frac{2\Omega_m}{\gamma} \sum_l |C_l|^2 |a_l|^2 + 2\,\pi\, Re\, C_1 C_2^* \; a_1 a_2^* \}, \qquad (7)$$

где Ω_m - максимальная величина расщепления, использованная в эксперименте. Как и следовало ожидать для $\Omega_m \gg$ ширины максимума кривой, S не зависит от свойств флюктуирующего поля.

С другой стороны, для $\Omega_m \gg \gamma_{\text{полн.}}$ интеграл

$$\int\limits_0^\infty e^{-\gamma t} e^{-i\Omega_m t} \overline{\phi_1(t)\phi_2^*(t)}\, dt \approx -\frac{i}{\Omega_m} + 0\left(\frac{1}{\Omega_m^2}\right). \qquad (8)$$

Поэтому интенсивность излучения $J(\Omega_m)$ при значении расщепления $\omega = \Omega_m$ равна

$$J(\Omega_m) = const\, \{ \frac{1}{\gamma} \sum_l |C_l|^2 |a_l|^2 - 2\,Re\, C_1 C_2^* \, a_1 a_2^* \frac{i}{\Omega_m} + 0\left(\frac{1}{\Omega_m}\right) \}. \qquad (9)$$

Сравнивая между собой (7) и (9), нетрудно заметить, что

$$F = \frac{S - \Omega_m [J(\Omega_m) + J(-\Omega_m)]}{J(\Omega_m)} \approx \frac{2\,\pi\, Re\, C_1 C_2^* \, a_1 a_2^*}{\sum_l |C_l|^2 |a_l|^2_m} \gamma . \qquad (10)$$

Важно отметить, что отношение, стоящее перед шириной γ в выражении (10), является известной величиной. Коэффициенты c_l характеризуют поляризационное состояние излучателя в момент возбуждения и могут быть найдены, если известны условия возбуждения. Отношение амплитуд распада во многих практически важных случаях выражается только через коэффициенты Клебша-Гордана. Как следствие, равенство (10) позволяет найти распадную ширину γ . Так, в случае дипольного перехода между состояниями с полными моментами 0 и 1 интерференция уровней с $m = \pm 1$ приводит к тому, что при наблюдении под углом 90° к направлению внешнего магнитного поля $F = \pi\gamma$ (предполагается, что атом возбуждается линейно поляризованным светом, падающим вдоль внешнего магнитного поля, первоначальное вырождение между уровнями с $m = \pm 1$ и $m = 0$ снято электрическим полем так, что мы можем рассматривать состояния с $m = \pm 1$ независимо от состояния с $m = 0$).

Таким образом, в тех случаях, когда уширение уровней вызвано модуляцией их положения флюктуирующим полем, а уширением из-за флюктуирующего взаимодействия, смешивающего уровни, можно пренебречь, мы можем отделить друг от друга вклад распадной и флюктуационной ширины x/. Такая ситуация возникает всегда, когда взаимодействие коммутирует с гамильтонианом, вызывающим расщепление (неоднородное уширение). Простейшим примером такого возмущения является неоднородность внешнего поля, вызывающего расщепление. Отметим также, что сказанное выше справедливо и при наличии смешивающих полей, если мы будем отбирать для изучения пересечения уровни, которые такое взаимодействие не может смешать. Например, если на систему действует поперечное флюктуирующее магнитное поле, то, выбирая уровни с $\Delta m = 2$, мы можем, вообще говоря, избавиться от влияния этого поля (предполагается, что другие уровни при помощи внешних полей отодвинуты от интересующих нас уровней достаточно далеко, так что смешиванием их с выбранной нами парой уровней можно пренебречь).

Литература

1. Л. Новиков, В. Показаньев, Г. Скроцкий. УФН, 101, 273 (1970).
2. А. Абрагам. Ядерный магнетизм. ИЛ, Москва, 1963.

Рукопись поступила в издательский отдел
31 мая 1971 года.

x/ Наличие флюктуирующего смешивающего поля приводит к тому, что $\overline{\phi_1(t)\phi_2^*(t)}$ начинает зависеть от величины расщепления ω. Как следствие, после интегрирования $J(\omega)$ по $d\omega$ интеграл $\int_{-\Omega_m}^{\Omega_m} e^{-i\omega t}\, \overline{\phi_1(t)\phi_2^*(t)}\, dt$ не сводится к $\delta(t)$, так что площадь под кривой $J(\omega)$ зависит от величины флюктуаций. Это и понятно, т.к. перемешивание уровней приводит к изменению углового распределения.