ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

4 - 3954

Г.В. Мицельмахер

О НЕКОТОРЫХ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫХ ЯВЛЕНИЯХ, СВЯЗАННЫХ С ЭФФЕКТОМ МЕССБАУЭРА ПРИ ОБЛУЧЕНИИ НЕМОНОХРОМАТИЧЕСКИМИ γ -КВАНТАМИ

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

1968

4 - 3954

Г.В. Мицельмахер

О НЕКОТОРЫХ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫХ ЯВЛЕНИЯХ, СВЯЗАННЫХ С ЭФФЕКТОМ МЕССБАУЭРА ПРИ ОБЛУЧЕНИИ НЕМОНОХРОМАТИЧЕСКИМИ γ -КВАНТАМИ

Известно, что при резонансном рассеянии без отдачи на ядрах, связанных в кристалле, γ -кванты, рассеянные на различных зеемановских уровнях ядер, интерферируют. Эту интерференцию можно наблюдать как при зеркальном отражении, так и при прохождении излучения сквозь поглотитель под нулевым углом. В настоящей работе обсуждаются типичные примеры возникающих при этом эффектов.

1. Рассмотрим отражение короткого импульса рентгеновского излучения от зеркальной поверхности резонансного поглотителя. В качестве примера возьмем поглотитель ^{57}Fe или ^{119}Sn. Предположим, что ядерные уровни расщеплены во внешнем магнитном поле, направленном перпендикулярно плоскости отражения. Показатель преломления связан с амплитудой упругого когерентного рассеяния вперед $f(0)$ соотношением:

$$n \approx 1 + \frac{2\pi}{k^2} N f(0), \tag{1}$$

где k – волновое число падающего излучения, N – число ядер в единице объема. Из соображений симметрии ясно, что при заданной ориентации поля состояния с линейными поляризациями $\vec{e}_1$ и $\vec{e}_2$ ($\vec{e}_1$ перпендикулярно плоскости отражения, $\vec{e}_2$ лежит в этой плоскости) не переходят друг в друга. Для каждого из них, используя (1), введем свой показатель преломления. Соответствующие амплитуды $f_1(0)$ и $f_2(0)$

можно найти с помощью формулы (39) из работы /1/. Проводя вычисления, получим:

$$n_1 - 1 = \frac{aN\gamma}{\omega - \omega_2 + \frac{i\gamma}{2}} + \frac{aN\gamma}{\omega - \omega_5 + \frac{i\gamma}{2}}, \qquad (2')$$

$$n_2 - 1 = \frac{3}{4}\frac{aN\gamma}{\omega - \omega_1 + \frac{i\gamma}{2}} + \frac{1}{4}\frac{aN\gamma}{\omega - \omega_3 + \frac{i\gamma}{2}} + \frac{1}{4}\frac{aN\gamma}{\omega - \omega_4 + \frac{i\gamma}{2}} + \frac{3}{4}\frac{aN\gamma}{\omega - \omega_6 + \frac{i\gamma}{2}}, \qquad (2'')$$

где $a = -\frac{\pi c^3}{\omega_1^3}\frac{\gamma_e}{\gamma}$, γ_e – ширина упругого канала, а резонансные значения частот ω_a соответствуют переходам, изображенным на рис.1.

В большинстве экспериментов по эффекту Мёссбауэра имеют место дипольные переходы M1; в частности, это относится и к мессбауэровским переходам в ^{57}Fe и ^{119}Sn. В этом случае справедливы обычные формулы Френеля /2/, дающие выражение для амплитуды отраженной волны

при единичной амплитуде падающей. Дальнейшее рассмотрение упрощается, если угол падения ϕ удовлетворяет условию

$$\left(\frac{\pi}{2} - \phi\right)^2 \gg 2|n-1|, \qquad (3)$$

при котором формулы Френеля преобразуются в

$$A = \frac{n-1}{2\cos^2\phi}, \qquad (4')$$

когда электрический вектор перпендикулярен плоскости падения, и

$$A = \frac{(n-1)\cos 2\phi}{2\cos^2\phi}, \qquad (4'')$$

когда электрический вектор лежит в этой плоскости /3/.

В дальнейшем мы будем считать падение скользящим, т.е. $\cos 2\phi \approx 1$. Это обеспечивает достаточно большую интенсивность отраженной волны и не противоречит условию (3), поскольку $|n-1| \approx 10^{-3}$.

Спектральная амплитуда падающего рентгеновского излучения B в резонансной области частот поглощения постоянна. Предположим также, что падающее излучение неполяризовано. Представим его как некогерентную "смесь" двух линейных состояний поляризации $\vec{e}_1$ и $\vec{e}_2$ с равными весами. Используя (2) и (4), получим выражение для амплитуды отраженной волны в зависимости от времени:

$$C_1(t) = \frac{1}{2\pi i}\int_{-\infty}^{\infty} C_1(\omega)\,d\omega = \frac{\vec{e}_1 B a N \gamma}{2\sqrt{2}\cos^2\phi}\, e^{-i\omega_2 t - \frac{\gamma t}{2}} \left(1 + e^{i\Delta_{25} t}\right), \quad (5')$$

$$C_2(t) = \frac{1}{2\pi i}\int_{-\infty}^{\infty} C_2(\omega)\,d\omega = -\frac{\vec{e}_2 B a N \gamma}{2\sqrt{2}\cos^2\phi}\, \frac{1}{4}\left(3 + e^{i\Delta_{23} t} + e^{i\Delta_{14} t} + 3e^{i\Delta_{16} t}\right). \quad (5'')$$

Здесь и далее $\Delta_{\alpha\beta} = \omega_\alpha - \omega_\beta$; отсчет времени ведется от момента прихода импульса рентгеновского излучения к отражающей поверхности. Сравнивая (5') с (5''), видим, что законы развития во времени составляющих амплитуды с поляризациями $\vec{e}_1$ и $\vec{e}_2$ различны. Это означает, что отраженное излучение приобрело частичную поляризацию, меняющуюся со временем по закону, зависящему от величин $\Delta_{\alpha\beta}$ (т.е. от расщепления). Вычисляя интенсивность отраженной волны в зависимости от времени, получим:

$$J(t) = |C_1(t)|^2 + |C_2(t)|^2 =$$

$$= \frac{B^2 a^2 N^2 \gamma^2}{64\cos^4\phi}\, e^{-\gamma t}\left(26 + 16\cos\Delta_{25} t + 3\cos\Delta_{13} t + 3\cos\Delta_{14} t + \right. \quad (6)$$

$$\left. + 9\cos\Delta_{16} t + \cos\Delta_{34} t + 3\cos\Delta_{36} t + 3\cos\Delta_{46} t\right).$$

Интерференция переходов между различными зеемановскими уровнями вызвала появление "биений" интенсивности отраженного излучения. Подобные явления можно наблюдать и на отдельных (не связанных) ядрах и атомах [4]; специфика рассеяния на связанных ядрах состоит, как уже говорилось, в когерентном характере явления (на который явно указывает то, что интенсивность пропорциональна квадрату числа ядер), из-за чего появляются биения с разностью частот переходов на различные подуровни основного состояния.

От величин $\Delta_{\alpha\beta}$ должна зависеть и усредненная по времени интенсивность отраженного излучения, благодаря чему мы можем исследовать расщепление уровней без временной привязки к импульсу рентгеновского излучения или даже при непрерывном облучении "белым" рентгеновским светом. Качественно эту зависимость можно пояснить следующим образом. Состояние с поляризацией $\vec{e}_1$ рассеивается на двух резонансных уровнях. (переходы ω_2 и ω_5 рис.1). Если расщепление этих уровней велико (много больше γ), то резонансные пики не перекрываются, и после усреднения по времени волны, рассеянные на двух резонансах, не интерферируют. Амплитуда волны, рассеянной на одном резонансе, пропорциональна $\frac{N}{2}$, интенсивность - $\frac{N^2}{4}$, и суммарная интенсивность - $\frac{N^2}{2}$. В отсутствие же расщепления амплитуда рассеянной волны пропорциональна N , а интенсивность - N^2 , т.е. вдвое больше. Аналогичные рассуждения можно провести и для состояния с поляризацией $\vec{e}_2$, рассеивающегося на четырех резонансных уровнях.

Усреднение по времени дает следующую зависимость отраженной интенсивности от величины расщепления уровней:

$$\gamma\int_0^\infty J(t)\,dt = \frac{B^2 a^2 N^2 \gamma^2}{64\cos^4\phi}\left(26 + \frac{16\gamma^2}{\gamma^2+\Delta_{25}^2} + \frac{3\gamma^2}{\gamma^2+\Delta_{13}^2} + \frac{3\gamma^2}{\gamma^2+\Delta_{14}^2} + \frac{9\gamma^2}{\gamma^2+\Delta_{16}^2} + \frac{\gamma^2}{\gamma^2+\Delta_{34}^2} + \frac{3\gamma^2}{\gamma^2+\Delta_{36}^2} + \frac{3\gamma^2}{\gamma^2+\Delta_{46}^2}\right). \tag{7}$$

2. Рассмотрим прохождение импульса рентгеновского излучения сквозь пластинку резонансного поглотителя, помещенную в магнитное поле. Расчет наиболее прост, если поле на поглотителе ориентировано по направлению падающих на пластинку рентгеновских лучей. Из соображений сим-

метрии ясно, что при такой ориентации стационарны циркулярно поляризованные состояния. Вычисляя соответствующие показатели преломления n_1 и n_2, с помощью формулы (39) из работы /1/ и соотношения (1), получим:

$$n_1 - 1 \approx \frac{1}{4}\,\frac{aN\gamma}{\omega - \omega_1 + \frac{i\gamma}{2}} + \frac{3}{4}\,\frac{aN\gamma}{\omega - \omega_4 + \frac{i\gamma}{2}}, \tag{8'}$$

для состояния с поляризацией $\frac{\vec{e}_1 - i\,\vec{e}_2}{\sqrt{2}}$, и

$$n_2 - 1 \approx \frac{3}{4}\,\frac{aN\gamma}{\omega - \omega_3 + \frac{i\gamma}{2}} + \frac{1}{4}\,\frac{aN\gamma}{\omega - \omega_6 + \frac{i\gamma}{2}}, \tag{8''}$$

для состояния с поляризацией $\frac{\vec{e}_1 + i\,\vec{e}_2}{\sqrt{2}}$; резонансные значения частот переходов соответствуют указанным на рис.1. Падающее излучение считаем неполяризованным. Его спектральная амплитуда есть некогерентная "смесь" амплитуд $B\frac{\vec{e}_1 - i\,\vec{e}_2}{\sqrt{2}}$ и $B\frac{\vec{e}_1 + i\,\vec{e}_2}{\sqrt{2}}$, которые можно рассматривать независимо. Амплитуда волны с поляризацией $\frac{\vec{e}_1 - i\,\vec{e}_2}{\sqrt{2}}$ на глубине z дается выражением:

$$C_1(t) = B\,\frac{\vec{e}_1 - i\vec{e}_2}{\sqrt{2}}\,\frac{1}{2\pi i}\int_{-\infty}^{\infty} e^{\,i n_1 \frac{\omega}{c} z - i\omega t}\, d\omega =$$

$$= B\,\frac{\vec{e}_1 - i\,\vec{e}_2}{\sqrt{2}}\,\frac{1}{2\pi i}\int_{-\infty}^{\infty} e^{-i\omega(t - \frac{z}{c})} \exp\left[-\frac{3i}{4}\,\frac{bz}{\omega - \omega_1 + \frac{i\gamma}{2}} - \frac{i}{4}\,\frac{bz}{\omega - \omega_4 + \frac{i\gamma}{2}}\right] d\omega, \tag{9}$$

где $b = -\frac{aN\gamma\,\omega_1}{c}$. Простой заменой частоты ω_1 на ω_6, а ω_4 на ω_3 получаем формулу для амплитуды $C_2(t)$ волны с поляризацией $\frac{\vec{e}_1 + i\,\vec{e}_2}{\sqrt{2}}$. При вычислении разложим экспоненты в ряды по параметру $\beta = \beta_1 z = \frac{4b}{\gamma} z$ и ограничимся членами второго порядка, т.е. предположим, что толщина ℓ пластинки мала в сравнении с длиной свободного пробега $\frac{1}{N\sigma_0} = \frac{\gamma}{4b}$ фотона с резонансной энергией.

В интенсивности прошедшего излучения $J(t)=|C_1(t)|^2+|C_2(t)|^2$ будет всплеск, соответствующий прохождению переднего фронта импульса; при $t>0$ в интенсивности появятся затухающие биения

$$J(t)_{t>0}=\frac{B^2}{128}\;\beta_1^2\,\gamma^2\,\ell^2\,(10+3\cos\Delta_{14}t+3\cos\Delta_{36}t)\,e^{-\gamma t}. \tag{10}$$

Частоты биений Δ_{14} и Δ_{36} задаются расщеплением резонансных уровней. Если с помощью временной задержки ϵ отсекать первый всплеск прошедшего излучения, то расщепление уровней можно исследовать и по усредненной интенсивности $\gamma\int\limits_{\epsilon\to 0}^{\infty}J(t)\,dt$, которая тоже зависит от величин Δ_{14} и Δ_{36} :

$$\gamma\int\limits_{\epsilon\to 0}^{\infty}J(t)\,dt=\frac{B^2}{128}\;\beta^2\,\gamma^2\,\ell^2\left(10+\frac{3\gamma^2}{\gamma^2+\Delta_{14}^2}+\frac{3\gamma^2}{\gamma^2+\Delta_{36}^2}\right). \tag{11}$$

Из соотношений (10) и (11) видно, что интенсивность при $t>0$ пропорциональна квадрату числа ядер. Это связано с когерентным излучением ядер поглотителя, возбужденных передним фронтом проходящего импульса; суммарная амплитуда пропорциональна числу ядер в первой степени, а интенсивность – во второй. Заметим также, что на тонкой пластинке эффект зависимости интенсивности от расщепления нельзя наблюдать, если регистрируется все прошедшее излучение, включая и первый всплеск.

3. При прохождении сквозь достаточно толстую пластинку резонансного поглотителя спектральная плотность электромагнитной волны перераспределяется. В результате этого вероятность резонансного возбуждения ядер глубоких слоев оказывается зависящей от параметров резонанса, а если резонансный уровень расщеплен, то и от степени перекрывания подуровней. Возбужденные ядра с вероятностью $\frac{a}{a+1}$, где a – коэффициент внутренней конверсии, переходят в основное состояние с испусканием электрона конверсии. Таким образом, регулируя расщепление зеемановских подуровней внешним полем, можно влиять на интенсивность

процесса образования электронов конверсии (или характеристического излучения) в достаточно толстой пластинке резонансного поглотителя. По существу мы имеем дело с аналогом известного метода "самоиндикации" (см., например, /5/), но в специфических условиях, когда существует возможность изменять степень перекрывания резонансных уровней.

Проведем вычисления для случая, когда магнитное поле ориентировано перпендикулярно пластинке. Нас интересует следующий процесс: на глубине z γ-квант, не вызывая отдачи, возбуждает ядро, которое затем возвращается в основное состояние с испусканием электрона конверсии. Ради определенности будем говорить о левополяризованных γ-квантах. Для них процесс может идти по двум каналам в соответствии с тем, что левополяризованные γ-кванты могут возбуждать два зеемановских уровня ^{57}Fe. Так как исследуется поглощение разными начальными уровнями, эти каналы следует рассматривать независимо друг от друга. Это означает, что вероятность $J_1(z,t)$ возбуждения ядер на глубине z в момент времени t при прохождении левополяризованного света равна сумме двух соответствующих вероятностей $J_1'(z,t)$ и $J_2''(z,t)$:

$$J_1(z,t) = J_2'(z,t) + J_1''(z,t) \approx$$

$$\approx 3\left|\frac{\vec{e}_1 - i\vec{e}_2}{\sqrt{2}} \frac{1}{2\pi i}\int_{-\infty}^{\infty} e^{-i\omega(t-\frac{z}{c})} \exp\left[-\frac{3i}{4}\frac{bz}{\omega-\omega_1+\frac{i\gamma}{2}} - \frac{i}{4}\frac{bz}{\omega-\omega_4+\frac{i\gamma}{2}}\right]\frac{d\omega}{\omega-\omega_1+\frac{i\gamma}{2}}\right|^2 + \tag{12}$$

$$+\left|\frac{e_1 - ie_2}{\sqrt{2}} \frac{1}{2\pi i}\int_{-\infty}^{\infty} e^{-i\omega(t-\frac{z}{c})} \exp\left[-\frac{3i}{4}\frac{bz}{\omega-\omega_1+\frac{i\gamma}{2}} - \frac{i}{4}\frac{bz}{\omega-\omega_4+\frac{i\gamma}{2}}\right]\frac{d\omega}{\omega-\omega_4+\frac{i\gamma}{2}}\right]^2 .$$

Коэффициент 3 перед первым слагаемым учитывает относительную вероятность рассматриваемых переходов. Разлагая экспоненты в ряды по параметру $\beta = \beta_1 z = \frac{4b}{\gamma} z$ и ограничиваясь членами первого порядка, получим:

$$J_1(z,t) \approx e^{-\gamma t}\left[4 - -\frac{5}{4}\beta_1 \gamma z t - \frac{3}{4}\beta_1 \gamma z \Delta_{14}^{-1} \sin \Delta_{14} t\right]. \tag{13}$$

При замене величины Δ_{14} на Δ_{36} получается выражение для вероятности $J_2(z,t)$ возбуждения ядер на глубине z в момент времени t при рассеянии правополяризованных рентгеновских лучей.

Используя полученные для $J_1(z,t)$ и $J_2(z,t)$ формулы, нетрудно найти зависимость числа электронов конверсии, образовавшихся в пластинке, от времени. Мы, однако, не будем здесь этого делать, а сразу, интегрируя $J(z,t) = J_1(z,t) + J_2(z,t)$ по толщине пластинки ℓ и усредняя по времени, получим величину, пропорциональную полному числу электронов конверсии, образовавшихся в поглотителе:

$$\gamma \int_0^\infty dt \int_0^\ell J(z,t)\,dz \approx 32\ell - \beta_1 \ell^2 \left(10 + \frac{3\gamma^2}{\gamma^2 + \Delta_{14}^2} + \frac{3\gamma^2}{\gamma^2 + \Delta_{36}^2}\right). \qquad (14)$$

Полученное соотношение описывает зависимость числа электронов конверсии (и характеристических фотонов), образовавшихся при прохождении неполяризованного рентгеновского излучения сквозь поглотитель, от величины расщепления ядерных уровней в магнитном поле. Зависимость сказывается только в том случае, когда вторым слагаемым в (14) нельзя пренебречь, т.е. только при достаточно большой толщине пластинки.

4. Аналогичные эффекты будут существовать и в тех случаях, когда расщепление ядерных уровней вызвано не только магнитным полем, но и любыми другими причинами, например, при квадрупольном расщеплении. В принципе возможно их использование для определения типа расщепления и его характеристик. Заметим также, что с помощью метода, описанного в пункте 1, можно изучать некоторые свойства поверхности резонансного поглотителя /6/.

Вычисления в настоящей работе проведены в предположении, что все γ -кванты рассеиваются без отдачи. Учет появляющегося в реальном случае неупругого рассеяния γ -квантов несложен и не приводит к принципиально новым следствиям. Проделанные вычисления справедливы с тем небольшим изменением, что коэффициент a нужно домножить на фактор, учитывающий вероятность того, что акты поглощения и испускания γ -кванта происходят без отдачи [x)]. Кроме того, поскольку процесс резонансного поглощения γ -квантов может происходить с отдачей, для электронов конверсии появится фон, составляющий $\approx \frac{1-f}{f}$ (f - вероятность поглощения без отдачи) от интенсивности (14).

Соотношения, полученные для электронов конверсии, описывают и процесс неупругого рассеяния γ -квантов, с помощью которых также можно исследовать расщепление ядерных уровней.

Строго говоря, необходимо еще учитывать интерференцию ядерного резонансного и релеевского рассеяния (см., например, /3,6/), но роль этого эффекта мала.

В заключение отметим, что явления, подобные описанным в пунктах 1,2 и 3, можно наблюдать и при использовании резонансного излучения. Конечные формулы при этом изменятся. Так, например, в случаях 1 и 2 дополнительно появятся биения на разности резонансных частот падающего излучения и резонансных частот поглощения. Такие биения при отсутствии внешнего поля изучались теоретически и экспериментально в работах /3,12-14/.

Автор благодарит М.И.Подгорецкого за предложенную тему и постоянное внимание к работе, а также В.Г.Барышевского и В.Л.Любошица за многочисленные полезные советы и обсуждения.

Литература

1. G.T.Trammel, Phys. Rev., 126, 3, 1045 (1962).
2. Стрэттон. "Теория электромагнетизма" Гостехиздат М-Л (1949),гл. IX.
3. М.И.Подгорецкий. ЖЭТФ 45, 9, 780 (1963).
4. М.И.Подгорецкий. Препринт ОИЯИ Р-491 (1960).
5. И.Барит, Л. Грошев, М.Подгорецкий. ДАН СССР, 58, 6,1011 (1947).

---

x) *Для кристаллического поглотителя можно было бы ожидать также некоторого изменения коэффициента поглощения (см. /7-11/). В тех случаях, когда коэффициент конверсии достаточно велик, этим эффектом можно пренебречь.*

6. S.Bernstein and E.C.Campbell. Phys. Rev. 132, 4, 1625 (1963).

7. В.Г .Барышевский, В.Л.Любошиц, М.И.Подгорецкий. Препринт ОИЯИ Р-2230 (1965).

8. А.М.Афанасьев, Ю.Каган. ЖЭТФ 49, 5, 1504 (1965).

9. Ю.Каган, А.М.Афанасьев. ЖЭТФ 50, 1, 271 (1966).

10. В.Л.Любошиц. ЖЭТФ 52, 4, 926 (1967).

11. А.М.Афанасьев, Ю.Каган. ЖЭТФ 52, 1, 196 (1967).

12. F.J.Lynch, R.E.Holland, M.Hamermesh. Phys. Rev., 120, 2,513(1960). (Перевод в сб. "Эффект Мессбауэра" И.Л. 1962).

13. Samuel M.Harris. Phys. Rev., 124, 4, 1178 (1961).

14. C.S.Wu, Y.J.Lee, N.Benezer-Koller, P.Simms. Phys. Rev. Lett.,185, 9, 432 (1960).

(Перевод в сб. "Эффект Мёссбауэра" И.Л. 1962).

Рукопись потупила в издательский отдел
1 июля 1968 года.

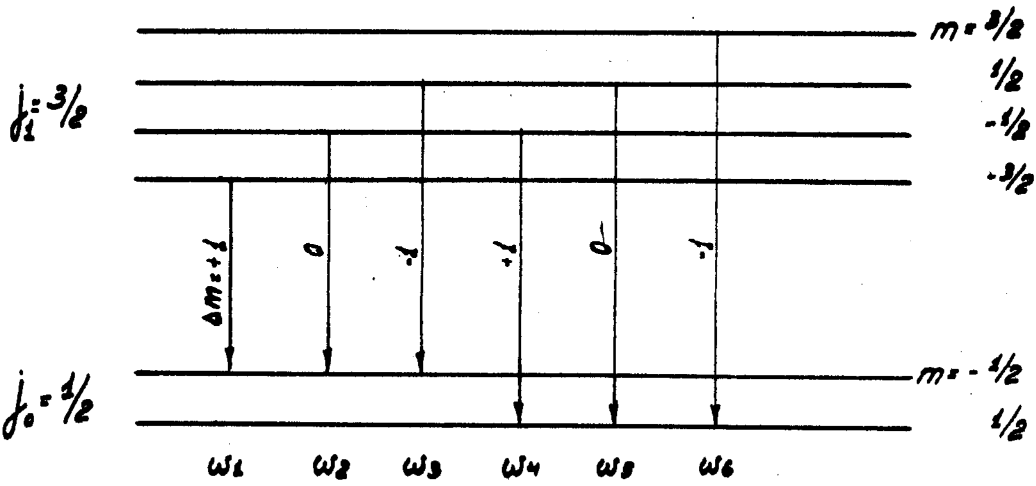

Рис.1.