3. Goshinaga H.— Phys. Review, 1955, vol. 100, № 3, p. 753; 1956, vol. 101, № 2, p. 526—535.
4. Smakula A.— Optica Acta, 1962, vol. 9, № 3, p. 210.
5. Дитчберн Р. Физическая оптика.— М., 1965.
6. Грибковский В. П. Теория поглощения и испускания света в полупроводниках.— Минск, 1975.

Поступила в редакцию 04.04.83.

*Кафедра спектроскопии и квантовой электроники*

*УДК 539.12.04*

*ЧАН ВАН*

# ВЛИЯНИЕ СВЕРХТОНКОГО РАСЩЕПЛЕНИЯ ЯДЕРНЫХ УРОВНЕЙ НА ПОВОРОТ ПЛОСКОСТИ ПОЛЯРИЗАЦИИ ГАММА-КВАНТОВ В ПОЛЯРИЗОВАННЫХ МИШЕНЯХ

В работах [1, 2] впервые показано, что при движении квантов в мишени с поляризованными ядрами возможны такие явления, как вращение плоскости поляризации и двойное лучепреломление, обусловленные зависимостью амплитуды когерентного рассеяния на поляризованном ядре на угол ноль от состояния поляризации фотона или, что то же самое, от его спинового состояния. Наряду с установленными в [1, 2] известны внешне похожие явления Фарадея, Коттона-Мутона и Керра, обусловленные расщеплением ядерных уровней во внешних магнитных и электрических полях. Практически во всех случаях в мишенях с поляризованными ядрами имеются магнитные и электрические поля, поэтому при исследовании оптической анизотропии поляризованных мишеней необходимо учитывать возможное влияние эффектов Фарадея, Коттона-Мутона и Керра. Общая теория оптической анизотропии поляризованных мишеней при наличии сверхтонких полей дана в [2]. В настоящей работе на основе теории [2] исследуется вращение плоскости поляризации $\gamma$-квантов в поляризованной мишени в условиях, когда ширина ядерного уровня много больше величины сверхтонкого расщепления уровней.

Пусть система уровней ядра, находящегося в веществе под действием некоторых электрических и магнитных полей, описывается совокупностью квантовых чисел $m_0$. Если ядра каким-то образом распределены по состояниям $m_0$ с вероятностью $W(m_0)$, то амплитуда когерентного рассеяния будет [2]

$$f = Sp\rho\hat{f} = \sum_{m_0} W(m_0) f_{m_0} = e_i^* \sum_{m_0} W(m_0) f_{ij}^{(m_0)} e_j = e_i^* f_{ij} e_j, \tag{1}$$

где $\rho$ — спиновая матрица плотности ядра; $\hat{f}$ — амплитуда рассеяния, являющаяся оператором в спиновом пространстве ядра;

$$f_{ij} = \sum_{m_0} W(m_0) f_{ij}^{(m_0)}. \tag{2}$$

При этом

$$f_{ij}^{(m_0)} = -\frac{k_0 V}{2\pi\hbar c} f_{\text{мёссб}} \sum_{m_1} \frac{\langle k_0 p' I_0 m_0 | H' | I_1 m_1 \rangle \langle I_1 m_1 | H' | k_0 p I_0 m_0 \rangle}{E_{k_0} - E_{m_0} - E_1 + \frac{i\Gamma}{2}}, \tag{3}$$

где $H'$ — взаимодействие между ядром и электромагнитным полем; $f_{\text{мёссб}}$ — амплитуда вероятности эффекта Мессбауэра; $I_0(I_1)$, $m_0(m_1)$ — спин и магнитные квантовые числа основного (возбужденного) состояния; $\bar{k}_0$ — волновой вектор падающего фотона с поляризацией $p$; $p'$ — поляризация рассеянного излучения; $p$ и $p'$ могут принимать два значения $-1$ и $+1$ в зависимости от того, будет ли право- или левокруговая поляризация.

Пользуясь результатами [3, 4], в случае, когда расщепление уровней ядер вызвано магнитным полем, (2) можно записать следующим образом:

$$f_{ij} = -\frac{\Gamma_\gamma}{4k_0} f_{\text{мёссб}} \sum_{m_0, m_1, M} \frac{W(m_0)}{\left(E_{k_0} - E_{m_0} - E_1 + \frac{i\Gamma}{2}\right)} [(2L+1)^{\frac{1}{2}} \mu_L^* d^L_{Mp'}(\varphi) \times$$

$$\times \langle I_0 m_0, LM | I_1 m_1\rangle - p' (2L+3)^{\frac{1}{2}} \varepsilon^*_{L+1} d^{L+1}_{Mp} \varphi \langle I_0 m_0, L+1M | I_1 m_1\rangle ] \times$$

$$\times [(2L+1)^{\frac{1}{2}} \mu_L d^L_{Mp}(\varphi) \langle I_0 m_0, LM | I_1 m_1\rangle -$$

$$- p (2L+3)^{\frac{1}{2}} \varepsilon_{L+1} d^{L+1}_{Mp}(\varphi) \langle I_0 m_0, L+1M | I_1 m_1\rangle ] \qquad (4)$$

В этом выражении $\Gamma_\gamma = 8\pi k_0 (|M_L|^2 + |E_{L+1}|^2)$; $\mu_2 = \frac{M_L}{(|M_L|^2 + |E_{L+1}|^2)^{\frac{1}{2}}}$; $\varepsilon_{L+1} = \frac{E_{L+1}}{(|M_L|^2 + |E_{L+1}|^2)^{\frac{1}{2}}}$; $\frac{\varepsilon_{L+1}}{\mu_L} = \delta e^{i\alpha}$; $|\mu_L|^2 = \frac{1}{1+\delta^2}$, где $M_L$ и $E_L$ — напряженности соответственно магнитного и электрического $2^L$-поля; $L$ — порядок мультипольности; $\varphi$ — угол между направлением распространения $\gamma$-кванта с направлением поля; $\langle \cdots | \cdots \rangle$ — коэффициент Клебша-Гордана; $d^L_{Mp}(\varphi)$ — матрица конечного вращения.

Рассмотрим случай, когда магнитное поле направлено вдоль оси $z$. При этом гамильтониан магнитного взаимодействия ядра с магнитным полем $\bar{H}$:

$$\hat{H}_H = -\hat{\mu}\bar{H} = -\hat{\mu}_z H. \qquad (5)$$

Собственные значения энергии основного и возбужденного состояний соответственно [3]:

$$E_{m_0} = g_0 \mu_N m_0 H; \quad E_{m_1} = g_1 \mu_N m_1 H + E_1, \qquad (6)$$

где $g_0$ и $g_1$ $g$ — факторы основного и возбужденного состояний; $E_1$ — энергия возбужденного состояния относительно основного состояния при отсутствии магнитного поля; $\mu_N$ — ядерный магнетон.

В случае слабого расщепления, т. е.

$$\Delta\varepsilon = (m_0 g_0 - m_1 g_1) \mu_N H \ll \Gamma \qquad (7)$$

можно привести выражение (4) к виду

$$f_{ij} = -\frac{\Gamma_\gamma}{4k_0} \frac{f_{\text{мёссб}}}{(1+\delta^2)} \sum_{m_0, m_1, M} \left[ \frac{W(m_0)\left(E_{k_0} - E_1 - \frac{i\Gamma}{2}\right)}{(E_{k_0} - E_1)^2 + \left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2} R + \right.$$

$$\left. + \frac{W(m_0)\,\Delta\varepsilon\, R}{(E_{k_0} - E_1)^2 + \left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2} \right], \qquad (8)$$

где введено обозначение:

$$R = [(2L+1)^{\frac{1}{2}} d^L_{Mp'}(\varphi) \langle I_0 m_0, LM | I_1 m_1\rangle - p' (2L+3)^{\frac{1}{2}} \delta e^{-i\alpha} d^{L+1}_{Mp'}(\varphi) \times$$

$$\times \langle I_0 m_0, L+1M | I_1 m_1\rangle ] [(2L+1)^{\frac{1}{2}} d^L_{Mp}(\varphi) \langle I_0 m_0 LM | I_1 m_1\rangle -$$

$$- p (2L+3)^{\frac{1}{2}} \delta e^{i\alpha} d^{L+1}_{Mp}(\varphi) \langle I_0 m_0, L+1M | I_1 m_1\rangle ].$$

В выражении (8) первое слагаемое описывает вращение плоскости поляризации $\gamma$-квантов в мишени с поляризованными ядрами в отсутствие сверхтонкого расщепления, т. е. эффект Барышевского [1]. Второе слагаемое описывает вклад, обусловленный расщеплением ядерных уровней в магнитном поле.

Для конкретности предположим далее, что $\gamma$-кванты падают на мишень с ядрами типа $^{57}$Fe $\left(I_0 = \frac{1}{2},\ I_1 = \frac{3}{2}\right)$. Учитывая, $W(m_0) = z^{-1} e^{-\frac{E_{m_0}}{T}}$, где $z = \sum_{m_0} e^{-\frac{E_{m_0}}{T}}$; $T$ — температура в энергетических единицах, можно вычислить в явном виде выражение (8). Из-за громоздкого вида последнего приведем его в предельных случаях:

1. Левополяризованные $\gamma$-кванты: а) при $\varphi = 0$

$$f_{ij}^{+} = -A_1 [B_1 (3 + \delta^2 - 2\sqrt{3}\ \delta\cos\alpha) + B_2 (1 + 3\delta^2 + 2\sqrt{3}\ \delta\cos\alpha)] - \\ - A_2 \left[B_1 \left(\frac{g_0 - 3g_1}{2}\right)(3 + \delta^2 - 2\sqrt{3}\ \delta\cos\alpha) - B_2 \left(\frac{g_0 + g_1}{2}\right)(1 + \\ + 3\delta^2 + 2\sqrt{3}\ \delta\cos\alpha), \tag{9}$$

где
$$A_1 = \frac{\Gamma_\gamma}{4k_0} \cdot \frac{f_{\text{мёссб}}}{(1 + \delta^2)} \frac{\left(E_{k_0} - E_1 - \frac{i\Gamma}{2}\right)}{(E_{k_0} - E_1)^2 + \left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2};\ A_2 = \\ = \frac{\Gamma_\gamma}{4k_0} \frac{f_{\text{мёссб}}}{(1 + \delta^2)} \frac{\mu_N H}{(E_{k_0} - E_1)^2 + \left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2};\ B_1 = z^{-1} e^{-\frac{E_{1/2}}{T}};\ B_2 = z^{-1} e^{-\frac{E_{1/2}}{T}}.$$

б) при $\varphi = \pi$

$$f_{ij}^{+} = -A_1 [B_1 (1 + 3\delta^2 + 2\sqrt{3}\ \delta\cos\alpha) + B_2 (3 + \delta^2 - 2\sqrt{3}\cos\alpha)] - \\ - A_2 \left[B_1 \left(\frac{g_0 + g_1}{2}\right)(1 + 3\delta^2 + 2\sqrt{3}\ \delta\cos\alpha) + B_2 \left(\frac{3g_1 - g_0}{2}\right) \times \\ \times (3 + \delta^2 - 2\sqrt{3}\cos\alpha)\right]. \tag{10}$$

в) при $\varphi = \frac{\pi}{2}$

$$f_{ij}^{+} = -A_1 (B_1 + B_2)(\delta^2 + 2) - A_2 (B_1 - B_2)\left[\frac{g_0}{2}(\delta^2 + 2) - \\ - \frac{g_1}{2}(3 + 2\sqrt{3}\cos\alpha)\right]. \tag{11}$$

2. Правополяризованные $\gamma$-кванты: а) при $\varphi = 0$

$$f_{ij}^{-} = -A_1 [B_1 (1 + 3\delta^2 + 2\sqrt{3}\ \delta\cos\alpha) + B_2 (3 + \delta^2 - 2\sqrt{3}\ \delta\cos\alpha)] - \\ - A_2 \left[B_1 \left(\frac{g_0 + g_1}{2}\right)(1 + 3\delta^2 + 2\sqrt{3}\ \delta\cos\alpha) + \\ + B_2 \left(\frac{3g_1 - g_0}{2}\right)(3 + \delta^2 - 2\sqrt{3}\ \delta\cos\alpha)\right]. \tag{12}$$

б) при $\varphi = \pi$

$$f_{ij}^{-} = -A_1 [B_1 (3 + \delta^2 - 2\sqrt{3}\ \delta\cos\alpha) - B_2 (1 + 3\delta^2 + 2\sqrt{3}\ \delta\cos\alpha)] - \\ - A_2 \left[B_1 \left(\frac{g_0 - 3g_1}{2}\right)(3 + \delta^2 - 2\sqrt{3}\ \delta\cos\alpha) - \\ - B_2 \left(\frac{g_0 - g_1}{2}\right)(1 + 3\delta^2 + 2\sqrt{3}\ \delta\cos\alpha)\right]. \tag{13}$$

в) при $\varphi = \frac{\pi}{2}$

$$f_{ij}^{-} = -A_1 \left[(B_1 + B_2)(\delta^2 + 2) - A_2 (B_1 - B_2)\left[\frac{g_0}{2}(\delta^2 + 2) - \\ - \frac{g_1}{2}(3 + 2\sqrt{3}\cos\alpha)\right]\right]. \tag{14}$$

Общее выражение $f_{ij}$ для произвольного угла $\varphi$ указывает на угловую зависимость амплитуд, содержащих коэффициент смешивания мультиполей $\delta$. В случае спина основного состояния, равного 1/2, из (9) и (12) следует также

$$f_{ij}^{+}(0) - f_{ij}^{-}(0) \neq 0. \tag{15}$$

Неравенство нулю этой разности означает, что показатель преломления право- и левополяризованных $\gamma$-квантов отличают друг от друга, т. е. в среде возникает поворот плоскости поляризации $\gamma$-квантов. Рассмотрим внимательно вклады в амплитуды (8)—(14), обусловленные сверхтонким взаимодействием. Видно, что расщепление уровней приводит к тому, что даже при совпадении энергии $\gamma$-кванта с энергией ядерного перехода амплитуда рассеяния в этом случае уже не является чисто мнимой, а имеет действительную добавку, приводящую к тому, что даже при строгом выполнении резонансных уровней имеется поворот плоскости поляризации.

Пусть теперь вдоль оси $Y$ на мишень падает $\gamma$-квант с линейной поляризацией $\bar{e}$

$$\bar{e} = \alpha\bar{e}_1 + \beta\bar{e}_2, \tag{16}$$

где $\bar{e}_1$ — единичный вектор, параллельный оси $z$; $\bar{e}_2$ — единичный вектор, перпендикулярный к оси $z$; $\alpha^2+\beta^2=1$.

$$\bar{e}_1 = \frac{\bar{e}_+ - \bar{e}_-}{\sqrt{2}}; \quad \bar{e}_2 = \frac{\bar{e}_+ - \bar{e}_-}{i\sqrt{2}}, \tag{17}$$

где $\bar{e}_+$ и $\bar{e}_-$ — циркулярные поляризации. Используя (17) для амплитуды рассеяния на ядерном переходе «чистой» мультипольности в случае, когда фотоны были линейно поляризованы вдоль направления $\bar{e}_1$, будем иметь:

$$f_{ij}^{(e_1)} = -\frac{\Gamma_\gamma}{2k_0}\,\frac{f_{\text{мёссб}}\left(E_{k_0} - E_1 - \frac{i\Gamma}{2}\right)}{(E_{k_0}-E_1)^2 + \left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2}(B_1+B_2) -$$
$$-\frac{\Gamma_\gamma}{4k_0}\,\frac{f_{\text{мёссб}}\,\mu_N H}{(E_{k_0}-E_1)^2 + \left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2}(B_1-B_2)\left[g_0 - 2g_1\left(1+\sqrt{3}\right)\right]. \tag{18}$$

Аналогично можно писать выражение амплитуды для случая, когда фотоны были линейно поляризованы вдоль направления $\bar{e}_2$:

$$f_{ij}^{(l_2)} = -\frac{\Gamma_\gamma}{2k_0}\,\frac{f_{\text{мёссб}}\left(E_{k_0} - E_1 - \frac{i\Gamma}{2}\right)}{(E_{k_0}-E_1)^2 + \left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2}(B_1+B_2) -$$
$$-\frac{\Gamma_\gamma}{4k_0}\,\frac{f_{\text{мёссб}}\,\mu_N H}{(E_{k_0}-E_1)^2 + \left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2}(B_1-B_2)\left[g_0 - g_1\left(\frac{3}{2} - \sqrt{6}\right)\right]. \tag{19}$$

Из (18), (19) следует, что при наличии сверхтонкого расщепления ядерных уровней для $\gamma$-квантов, проходящих через мишень с поляризованными ядрами, спин которых равен половине, возможен зависящий от степени поляризации ядер эффект двойного лучепреломления. Если сверхтонкое расщепление равно нулю, то отмеченное явление отсутствует [1, 2].

Полученные результаты могут применяться для мишеней, спины основного и возбужденного состояний ядер которых равны соответственно 1/2 и 3/2. К ним относятся, например, мишени с ядрами типа $^{57}$Fe, $^{119}$Sn и $^{125}$Te.

Автор выражает глубокую благодарность В. Г. Барышевскому за постановку вопроса и полезные обсуждения.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Барышевский В. Р. Ядерная физика, 1966, т. 4, с. 1045.
2. Барышевский В. Г. Ядерная оптика поляризованных сред.— Минск, 1976.
3. Андреева М. А., Кузьмин Р. Н. Мессбауэровская гамма-оптика.— М., 1982.
4. Blum M., Kiotner O.— Phys. Rev., 1968, vol. 171, p. 417.


Поступила в редакцию
08.04.83.

*Кафедра ядерной физики и мирного использования атомной энергии*

*УДК 539.1+539.2*

*О. М. АНШАКОВ, В. Л. ГУРАЧЕВСКИЙ,*
*А. Л. ХОЛМЕЦКИЙ, В. А. ЧУДАКОВ*

# МЕССБАУЭРОВСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ТОНКИХ ПЛЕНОК С РЕГИСТРАЦИЕЙ КОНВЕРСИОННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ

В настоящее время заметно возрос интерес к мессбауэровской спектроскопии тонких поверхностных слоев и покрытий материалов [1]. Если традиционная методика измерений (геометрия прохождения) дает информацию об объемной структуре вещества и при этом накладывается ограничение на толщину образца (несколько десятков микрон при работе с изотопом $^{57}$Co), то методика обратного рассеяния позволяет исследовать поверхностные слои, причем каких-либо ограничений на толщину образца не накладывается. Кроме того, в геометрии обратного рассеяния существует возможность варьирования диапазона глубины изучаемого поверхностного слоя, связанная с тем, что снятие возбуждения мессбауэровского ядра может осуществляться через несколько каналов с испусканием различных видов излучений, пробеги которых в веществе неодинаковы. Так, вероятность переизлучения гамма-кванта с энергией 14,4 кэВ 10 %, в 90 % случаев ядро передает энергию возбуждения конверсионному электрону, имеющему энергию 7,3 КэВ. Этот процесс сопровождается испусканием характеристического рентгеновского кванта с энергией 6,3 КэВ, который, в свою очередь, с вероятностью 63 % выбивает оже-электрон с энергией 5,6 КэВ. Диапазон исследуемой глубины поверхностного слоя определяется тем, какой из перечисленных видов излучений регистрируют. Например, пробеги гамма-квантов с энергиями 14,4 и 6,3 КэВ в железе составляют несколько десятков микрон, максимальный пробег конверсионных электронов $\sim 4000$ Å.

Регистрация обратно-рассеянных 14,4 и 6,3 КэВ гамма-квантов производится либо сцинтилляционным детектором с тонким ($\sim 1$ мм) кристаллом NaI(Tl), либо аргоно-метановым пропорциональным счетчиком, либо германиевым полупроводниковым детектором.

Во многих случаях возникает необходимость изучения очень тонких поверхностных слоев ($\sim 10^2$—$10^3$ Å), например, при исследовании процессов поверхностного окисления материалов [2], механизмов радиационного повреждения веществ и т. д. [3, 4]. При этом следует регистрировать конверсионные и оже-электроны. Регистрация низкоэнергетических электронов сопряжена с определенными трудностями. Например, использование проточного He-метанового пропорционального счетчика ограничено узким диапазоном его рабочих температур, в то время как в мессбауэровских экспериментах зачастую требуются измерения в очень широком интервале температур. Регистрация электронов с помощью магнитных или электростатических систем с малой светосилой [5] приводит к значительному увеличению времени эксперимента.

В настоящей работе предложена сравнительно простая методика для регистрации конверсионных и оже-электронов $^{57}$Fe при помощи сцинтилляционного детектора с тонким пластмассовым сцинтиллятором. На рис. 1 приведена схема экспериментальной установки, реализующей предложенную методику. Детектор электронов включает в себя фотоэлектронный умножитель (ф. э. у.) *1* и тонкий пластмассовый сцинтиллятор *2*. Исследуемый образец *3*, толщина которого должна быть меньше пробега