

ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЯДЕРНО-РЕЗОНАНСНОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ ПРИ БРЭГГОВСКОМ ОТРАЖЕНИИ ОТ МУЛЬТИСЛОЕВ

М.А. Андреева

*Московский государственный университет им.М.В.Ломоносова
119899 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 26 апреля 1999 г.

"Мессбауэровские" эксперименты на синхротронном излучении открыли новый способ исследования ядерно-резонансного рассеяния – на временной шкале. Показано, что распределение поля в многослойной структуре, включающей периодические прослойки резонансного изотопа, в условиях брэгговского отражения существенно различно в дифференциальных по энергии и времени режимах исследования. Для отдельных моментов времени задержки поле не затухает вглубь среды, а претерпевает сложные динамические биения. Положения пучностей "энергетических" и "временных" стоячих волн также различаются. Вследствие этого энергетические (мессбауэровские) и временные спектры ядерно-резонансного отражения содержат существенно различную информацию о структуре пленок.

PACS: 75.25.+z, 76.80.+y

Эффекты коллективного возбуждения низкоэнергетичных (мессбауэровских) ядерных уровней, возникающие в условиях когерентного рассеяния резонансного излучения, являются предметом неослабевающего интереса. В 70-х годах был предсказан и экспериментально изучен эффект подавления неупругих каналов ядерных реакций (эффект Кагана – Афанасьева) при дифракции мессбауэровского излучения на кристаллах, содержащих мессбауэровские ядра ([1], а также см. обзорные работы [2, 3]). В последние годы возможности исследования когерентных эффектов при ядерно-резонансном рассеянии существенно расширились благодаря использованию остронаправленного синхротронного излучения (СИ). "Мессбауэровские" эксперименты на СИ вышли на качественно новый уровень: ядерно-резонансное рассеяние теперь можно исследовать на временной шкале, поскольку СИ характеризуется практически белым спектром и имеет импульсную структуру (более подробно об экспериментальной реализации ядерно-резонансных экспериментов на СИ см. [4]). В таких временных экспериментах при брэгговском отражении от мессбауэровских кристаллов, а также в рассеянии вперед сразу же были обнаружены новые проявления коллективных эффектов, таких как усиление и ускорение распада ядерной системы, динамические биения, эффекты акустической модуляции и модуляции переменным магнитным полем [5–7].

В данной работе теоретически рассмотрено необычное распределение поля излучения в периодической многослойной резонансной среде в условиях брэгговского отражения при дифференциальном по времени методе исследования.

Расчет проводился для 26 бислоев $\text{Cr}(1.7 \text{ нм})/^{57}\text{Fe}(1.6 \text{ нм})$ с периодом 3.3 нм на стеклянной подложке, пик брэгговского отражения от этой структуры для резонансной длины волны излучения 0.086 нм возникал при угле скольжения $\theta = \theta_B = 13.545$ мрад. Магнитное сверхтонкое расщепление в слоях железа было выбрано как в фазе $\alpha\text{-Fe}$, кроме того, предполагалось, что вторая и пятая линии магнитного

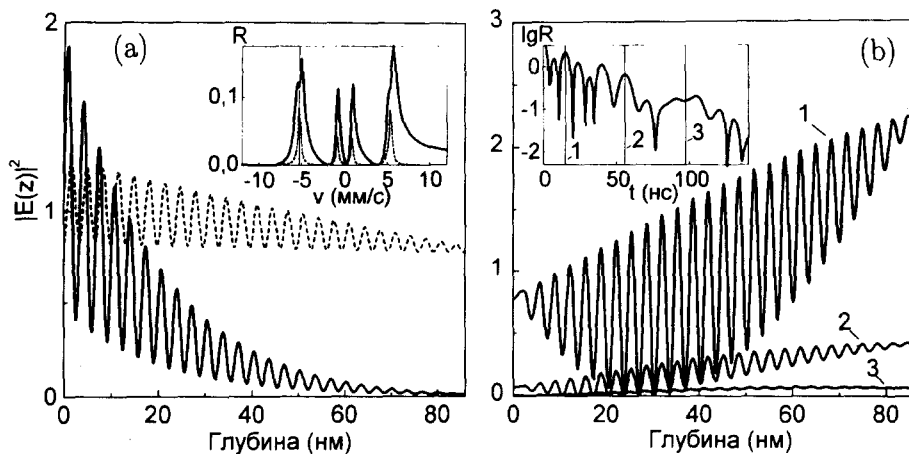


Рис.1. Распределение поля излучения $|E(z)|^2$ в многослойной пленке $[\text{Cr}(1.7 \text{ нм})/\text{}^{57}\text{Fe}(1.6 \text{ нм})]_{26}$ на стекле в условиях брэгговского отражения ($\theta = \theta_B$) при дифференциальном по энергии (а) и по времени (б) режимах исследования. На вставках сплошными жирными линиями изображены соответственно энергетический (слева) и временной (справа в логарифмическом масштабе) спектры отражения R при $\theta = \theta_B$; сплошные тонкие линии обозначают значения энергии ($v = -5.31 \text{ мм/с}$) или времени задержки после мгновенного импульса возбуждения ($1 - t = 15.2 \text{ нс}$, $2 - t = 55.7 \text{ нс}$, $3 - t = 97.1 \text{ нс}$), для которых представлено распределение поля; штриховая линия на вставке слева – теоретический спектр ядерного резонансного поглощения (в произвольном масштабе). Штриховая линия на рисунке (а) представляет распределение поля в периодической структуре в отсутствие ядерного резонансного взаимодействия

спектра отсутствуют, что имеет место при планарной ориентации магнитных моментов атомов железа в плоскости пленок, скользящей геометрии эксперимента и σ -поляризации излучения (см. штриховой спектр на вставке к рис.1а). Схема расчета была следующей: вычислялся энергетический (мессбауэровский) спектр амплитуды зеркального отражения для заданного угла скольжения $E_R(\omega)$ с учетом ядерного резонансного взаимодействия, таким образом амплитуда поля излучения на поверхности оказывалась известной: $E(z=0, \omega) = E_0 + E_R(\omega)$ (E_0 – амплитуда падающей волны), затем последовательно, начиная с $z=0$, вычислялся энергетический спектр амплитуды поля излучения на каждой глубине (с шагом $\Delta z = 0.1 \text{ нм}$) с помощью матриц распространения [8]. С каждым спектром $E(z, \omega)$ сопоставлялся с помощью фурье-преобразования временной спектр амплитуды поля $E(z, t)$ [9, 7]:

$$E(z, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} E(z, \omega) e^{-i\omega t} d\omega, \quad \omega = E_\gamma/\hbar.$$

Несмотря на кажущуюся эквивалентность этих двух режимов (энергетического и временного) исследования, характер изменения $E(z, \omega = \text{const})$ и $E(z, t = \text{const})$ с глубиной оказался совершенно различным (рис.1,2). Если амплитуда и осцилляции $|E(z, \omega = \text{const})|^2$, как и следовало ожидать, достаточно быстро затухают с глубиной (быстрее, чем в отсутствие ядерно-резонансного канала взаимодействия), то $|E(z, t = \text{const})|^2$ возрастает (!) с глубиной до нижней границы рассмотренной периодической резонансной структуры. То есть для отдельного момента времени задержки после мгновенного импульса возбуждения системы максимально не на по-

верхности отражающей структуры, а в ее глубине. Отметим также, что осцилляции интенсивности $|E(z, t)|^2$ достигают максимума в центральной части пленки.

Положения пучностей стоячих волн $|E(z, \omega = \text{const})|^2$ и $|E(z, t = \text{const})|^2$ также совершенно различны (рис.2). Осцилляции $|E(z, \omega = \omega_{\text{ре}\theta})|^2$ для точного резонанса имеют минимум в середине резонансных слоев, благодаря чему коэффициент отражения в резонансе увеличивается (этот эффект аналогичен усилению отражения от поглощающих периодических структур, описанному в [10], здесь прослеживается также аналогия с известным эффектом подавления неупругих каналов ядерной реакции [1-3]). В дифференциальном по времени взаимодействии пучности $|E(z, t = \text{const})|^2$ в рассмотренные моменты времени задержки t (см. вставку на рис.2 справа), то есть в максимумах осцилляций временного спектра коэффициента брэгговского отражения, приходится на резонансные слои, что приводит к эффекту усиления взаимодействия с ядерно-резонансными слоями. Однако следует отметить, что при других энергетических смещениях относительно резонанса или в другие моменты времени задержки фаза осцилляций поля относительно резонансных слоев иная, так что в целом форма энергетического или временного спектров квадрата модуля амплитуды поля драматически меняется на глубине одного бислоя [11]. Это обстоятельство может быть использовано при исследованиях вторичного излучения для локализации атомов примеси.

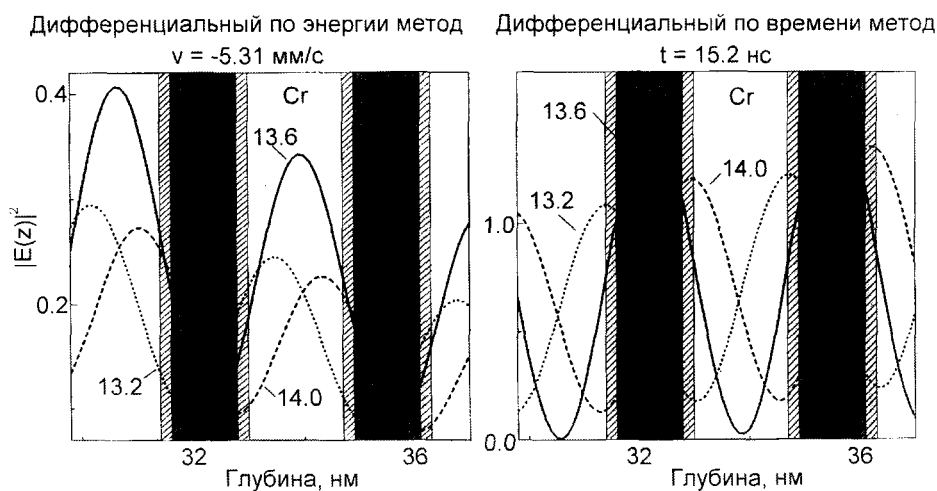


Рис.2. Смещения пучностей поля относительно резонансных слоев (представлена в увеличенном масштабе средняя часть рассматриваемой структуры) при изменении угла скольжения θ в окрестности угла Брэгга θ_B при $v = -5.31 \text{ мм/с}$ (слева) и при $t = 15.2 \text{ нс}$ (справа). Значения углов скольжения для каждой кривой приведены на рисунке в миллирадианах

Качественно увеличение амплитуды поля с глубиной может быть объяснено эффектами многократного перерассеяния с задержкой, определяемой временем жизни ядерного уровня. Ядра на глубине z в некоторый момент времени возбуждены как начальным импульсом (распад еще не произошел), так и переизлучением других ядер, которое происходит с задержкой, что в целом увеличивает вероятность наличия возбужденных ядер на больших глубинах. С математической точки зрения,

подобный эффект характерен для процессов, описываемых многократной сверткой по времени. Действительно, амплитуда в каждой точке описывается произведением матрицы распространения на амплитуду поля на поверхности. Но произведение двух зависящих от частоты функций при переходе к временному представлению заменяется их сверткой. Подобное рассмотрение для рассеяния вперед представлено в [12]. В условиях отражения процессы перерассеяния более сложны, поскольку необходимо учитывать наличие когерентных волн как в прямом, так и в обратном направлениях (что соответствует преобразованию компонент амплитуды поля с глубиной с помощью матричного экспоненциала). Поэтому без непосредственных расчетов предсказать подобное поведение $|E(z, t)|^2$ было сложно.

Отметим, что увеличение амплитуды поля излучения при распространении через резонансный поглотитель на временной шкале измерений уже наблюдалось. Так, еще при исследованиях временных спектров распада мессбауэровских ядер в методе задержанных совпадений [13, 14] было показано, что в отдельные моменты времени амплитуда прошедшей через резонансный поглотитель волны может быть больше амплитуды, определяемой естественным распадом поглотителя. Для временных спектров рассеяния вперед, возбуждаемого синхротронным импульсом, изменения амплитуды поля с увеличением толщины резонансного рассеивателя теоретически исследовались в работах [7, 12, 15] и было, в частности, отмечено, что как в дифференциальном, так и в интегральном по времени режимах эта амплитуда возрастает до тех пор, пока фотоэлектрическое поглощение не становится преобладающим.

Представляет интерес исследовать, имеются ли аналогичные ограничения на увеличение амплитуды поля излучения в нашем случае периодического многослойного брэгговского отражателя. Для этого мы увеличивали число периодов структуры до тех пор пока эффект насыщения амплитуды поля $|E(z, t = \text{const})|^2$ с глубиной не проявился в полной мере (рис.3). Из расчета следует, что эффект насыщения достигается для различных моментов времени задержки на различных глубинах, причем дальнейшее затухание поля происходит немонотонно, здесь возникают своеобразные динамические биения поля с глубиной. На энергетической шкале ничего подобного происходить не может.

Рассмотренные особенности пространственно-временной структуры поля излучения в периодической резонансной среде представляют и практический интерес.

Во-первых, мы показали, что глубина, с которой снимается информация при брэгговском отражении, различна для энергетического и временного способов исследования. Это объясняет сложность одновременной обработки мессбауэровских и временных спектров отражения от одного и того же образца, измеренных в рамках одной и той же модели изменения сверхтонких взаимодействий по глубине пленки [16,17].

Во-вторых, в энергетических спектрах точного брэгговского отражения усилен вклад рассеяния на интерфейсах, в то время как во временных спектрах отражения преобладает вклад от средней части резонансных пленок. При изменении угла скольжения θ в окрестности угла Брэгга θ_B положение пучностей $|E(z, t = \text{const})|^2$ смещается, как это всегда имеет место в методе стоячих волн (рис.2), и поскольку амплитуда модуляции $|E(z, t = \text{const})|^2$ гораздо больше, чем $|E(z, \omega = \text{const})|^2$ (по крайней мере в средней части многослойной пленки), последовательное "высвечивание" различных областей в резонансных слоях ^{57}Fe должно быть более ярким эффектом. Таким образом, если сверхтонкие взаимодействия в средней части слоев

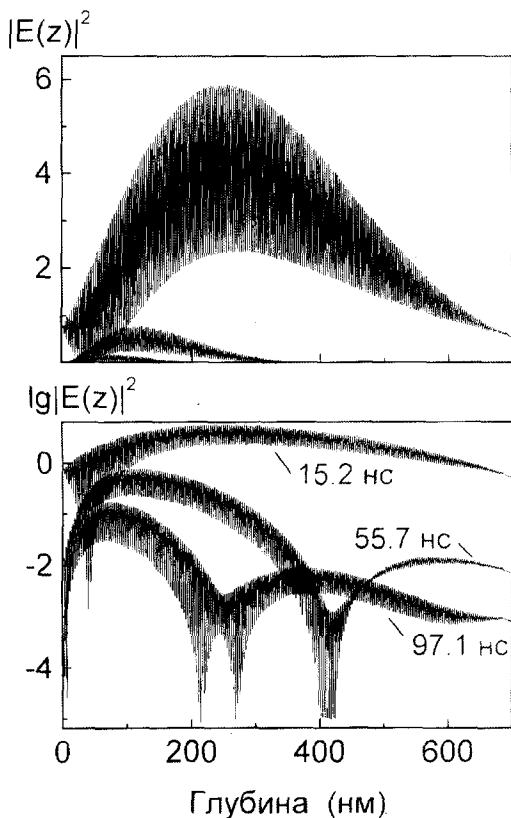


Рис.3 Распределение поля излучения $|E(z, t = \text{const})|^2$ в обычном и логарифмическом масштабах в условиях брэгговского отражения $\theta = \theta_B$ для тех же трех моментов времени, что и на рис.1 справа, но для существенно более толстой периодической структуры (число периодов увеличено по сравнению с рис.1 в 8 раз: $N = 208$)

^{57}Fe и интерфейсах различаются (а это, по-видимому, всегда имеет место), временные спектры отражения при изменении θ в окрестности θ_B будут различаться очень существенно. Нет никаких принципиальных трудностей для осуществления таких селективных исследований по глубине резонансного слоя в многослойных периодических структурах, поскольку расходимость пучка СИ ($\sim 20 - 30$ мкрад) существенно меньше ширины брэгговского отражения, а угловые настройки на мессбауэровских станциях СИ очень точны.

И, наконец, в третьих, драматическое изменение формы временного спектра $|E(z, t = \text{const})|^2$ (так же, как и $|E(z, \omega = \text{const})|^2$) при изменении z в пределах одного бислоя предоставляет возможность локализации положения примеси в структуре по форме "мессбауэровского спектра" ее флуоресценции, как это делается в методе стоячих рентгеновских волн [18, 19].

Автор благодарит А.И. Чумакова и Г.В.Смирнова за обсуждение результатов.

Работа проводилась при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 97-02-17686).

1. А.М.Афанасьев, Ю.Каган, ЖЭТФ **64**, 1958 (1973).
2. G.V.Smirnov, Hyperfine Interact. **27**, 203 (1986).

3. Yu.V.Shvyd'ko and G.V.Smirnov, *J.Phys.: Condens. Matter* **1**, 10563 (1989).
4. R.Rüffer and A.I.Chumakov, *Hyperfine Interact.* **97/98**, 589 (1996).
5. U.van Bürck, R.L.Mössbauer, E.Gerdau et al., *Phys. Rev. Lett.* **59**, 355 (1987).
6. G.Faigel, D.P.Siddons, J.B.Hastings et al., *Phys. Rev. Lett.* **61**, 2794 (1988).
7. G.V.Smirnov, *Hyperfine Interact.* **97/98**, 551 (1996).
8. М.А.Андреева, С.М.Иркаев, С.М.Семенов, *ЖЭТФ* **105**, 1767 (1994).
9. Yu.Kagan, A.M.Afanas'ev, and V.G.Kohn, *Phys. Lett* **68A**, 339 (1978).
10. E.Spiller, *Appl. Phys. Lett.* **20**, 365 (1972).
11. М.А.Андреева, *Поверхность*, в печати (1999).
12. W.Sturhahn, K.W.Quast, T.S.Toellner et al., *Phys. Rev.* **B53**, 171 (1996).
13. F.J.Lynch, R.E.Holland, and M.Hamer mesh, *Phys. Rev.* **120**, 513 (1960).
14. M.Haas, V.Hizhnyakov, and E.Realo, *Phys. Lett.* **A124**, 370 (1987).
15. G.V.Smirnov, General properties of nucl. res. scattering, in "*Nuclear resonance scattering of synchrotron radiation*", Ed. E.Gerdau, Baltzer, 1999.
16. М.А.Андреева, С.М.Иркаев, V.G.Semenov et al., *J. of Alloys and Compaunds*, in press (1999).
17. В.Г.Семенов, М.А.Андреева, С.М.Иркаев и др., *Изв АН, сер.физическая*, в печати (1999).
18. М.В.Ковальчук, В.Г.Кон, *УФН* **149**, 69 (1986).
19. С.И.Желудева, М.В.Ковальчук, Н.Н.Новикова и др., *Поверхность* № 1, 28 (1999).