

МЕССБАУЭРОВСКАЯ ОПТИКА СИНХРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ИЗОТОПНОЙ ГРАНИЦЕ

*В. А. Беляков**

*Институт теоретической физики им. Л. Д. Ландау Российской академии наук
142432, Черноголовка, Московская обл., Россия*

С. В. Семенов

*Российский научный центр «Курчатовский институт»
123182, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 1 апреля 1999 г.

Теоретически исследовано неупругое когерентное мессбауэровское рассеяние (НКМР) синхротронного излучения на изотопной границе — плоской границе раздела двух областей вещества, различающихся концентрацией мессбауэровского изотопа. Основное внимание уделено компоненте НКМР, для которой акт поглощения ядром кванта синхротронного излучения происходит с отдачей, т. е. с рождением или уничтожением фононов кристаллической решетки, а последующий процесс переизлучения мессбауэровским ядром кванта происходит без отдачи, в результате чего осуществляется накачка излучения из частотно-широкой линии синхротронного излучения в узкую мессбауэровскую линию. Для НКМР на изотопной границе получены формулы, аналогичные хорошо известным в оптике формулам Френеля для прохождения и отражения света в случае диэлектрической границы. В частности показано, что угол отражения для НКМР на изотопной границе отличен от угла зеркального отражения пучка синхротронного излучения, а направление прошедшего через изотопную границу НКМР зависит от отклонения его частоты от точного значения мессбауэровской резонансной частоты и в общем случае отличается от направления распространения пучка синхротронного излучения. Проанализировано явление подавления НКМР в области скользких углов падения пучка синхротронного излучения. Аналогичная задача решена для содержащего мессбауэровский изотоп образца в виде пластины. Показано, что выявленная специфика НКМР на изотопной границе может быть полезной в проблеме мессбауэровской фильтрации синхротронного излучения.

PACS: 41.60.Ap, 76.80.+y

1. ВВЕДЕНИЕ

Недавние достижения мессбауэровской спектроскопии с применением синхротронного излучения в области исследования фононных спектров конденсированных сред [1–3] (см. также недавние обзорные публикации [4, 5]) делают актуальными детальные исследования мессбауэровской оптики синхротронного излучения. Специальный интерес представляет неупругое когерентное мессбауэровское рассеяние (НКМР) синхротронного излучения, в частности рассеяние вперед, теоретическому исследованию которого была посвящена работа [6]. В этой работе было показано, что особый интерес для мессбауэров-

ской оптики синхротронного излучения представляет НКМР, на первом этапе которого — резонансном ядерном поглощении кванта синхротронного излучения — процесс поглощения сопровождается испусканием или поглощением фонона кристаллической решетки, а второй этап рассеяния — переизлучение кванта — происходит без отдачи, т. е. без поглощения или испускания фононов. Этот канал НКМР приводит к накачке излучения из широкой линии синхротронного излучения в узкую линию мессбауэровского излучения. В связи, в частности, с проблемой мессбауэровской фильтрации синхротронного излучения представляет интерес изучение оптики НКМР на изотопной границе — плоской поверхности раздела областей с различающимся содержанием мессбауэровского изотопа.

*E-mail: bel@landau.ac.ru

Изотопная граница, разделяющая области вещества с нулевым процентным содержанием мессбауэровского изотопа и того же вещества со 100-процентным содержанием мессбауэровского изотопа или с достаточно высокой степенью его обогащения мессбауэровским изотопом, является удобным объектом для исследования мессбауэровского рассеяния синхротронного излучения. Дело в том, что для излучения, не испытывающего резонансного взаимодействия с мессбауэровскими ядрами, эта граница просто не проявляется в оптических свойствах, так как оптические характеристики вещества, определяемые взаимодействием излучения с электронами, тождественны по обе стороны изотопной границы. И только для узкой спектральной полосы синхротронного излучения вблизи частоты мессбауэровского перехода, в которой существенно резонансное взаимодействие излучения с мессбауэровскими ядрами, изотопная граница разделяет пространственные области вещества с различающимися оптическими характеристиками. В этой спектральной области проявляются все оптические явления, известные в оптике для диэлектрической границы: отражение, преломление излучения на границе и, в частности, полное внутреннее (или внешнее) отражение (ПВО). А для НКМР, как будет показано ниже, все перечисленные явления проявляют качественные особенности по сравнению с оптикой упругого рассеяния синхротронного излучения. Поэтому оптика изотопной границы представляет интерес для экспериментов по изучению взаимодействия синхротронного излучения с мессбауэровскими ядрами [7], в частности по мессбауэровской фильтрации синхротронного излучения, так как позволяет избавиться от фона, обусловленного взаимодействием синхротронного излучения с электронами вещества. Действительно, на изотопной границе просто не происходит отражения синхротронного излучения в спектральных интервалах, для которых не проявляется ядерное резонансное рассеяние синхротронного излучения, и поэтому нерезонансный фон в рассеянии оказывается полностью подавленным.

Настоящая статья посвящена последовательному анализу оптических характеристик НКМР на изотопной границе (в том числе в области ПВО), а также на плоскопараллельном слое вещества, обогащенном мессбауэровским изотопом и погруженном в то же вещество, не содержащее мессбауэровского изотопа. В работе оставляется совершенно в стороне рассмотрение упругого мессбауэровского рассеяния, поскольку этот вопрос уже нашел практически исчерпывающее рассмотрение, и соответствующие результаты могут быть найдены в ряде монографий (см., например, [7–9]). Основное внима-

ние уделяется рассмотрению компоненты НКМР, отвечающей акту резонансного ядерного рассеяния квантов синхротронного излучения, в котором рождение или уничтожение фононов кристаллической решетки происходит на стадии поглощения первичного кванта, а стадия переизлучения кванта ядром проходит без участия фононов, т.е. без отдачи, и поэтому энергия рассеянного кванта точно соответствует энергии мессбауэровского перехода. Получены формулы, аналогичные известным в оптике формулам Френеля для диэлектрической границы, а также приведены соответствующие формулы для НКМР в образце в виде пластины. НКМР на границе с вакуумом, а также для образца в виде пластины в вакууме описывается полученными формулами после выполнения в них простого предельного перехода. Обсуждены возможности экспериментального наблюдения выявленных эффектов в оптике НКМР, а также достоинства использования НКМР на изотопной границе для мессбауэровской фильтрации синхротронного излучения.

2. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Рассмотрим процессы НКМР в ходе распространения импульса синхротронного излучения в образце, содержащем ядра мессбауэровского изотопа, т.е. процессы ядерного резонансного рассеяния, сопровождаемые рождением или уничтожением фононов кристаллической решетки. Генерация НКМР описывается неоднородным уравнением Максвелла [6, 10]:

$$-\operatorname{rot} \operatorname{rot} \mathbf{E}_1 = \frac{1}{c^2} (\varepsilon_0 + \varepsilon_1) \frac{\partial^2 \mathbf{E}_1}{\partial t^2} + \chi^N \mathbf{E}_0(\omega_s, z) \delta(z - v_g t), \quad (1)$$

где ε_0 — диэлектрическая проницаемость в отсутствие ядерного взаимодействия, ε_1 — добавка к диэлектрической проницаемости, обусловленная ядерным взаимодействием, χ^N — аналог известной из нелинейной оптики нелинейной восприимчивости [7, 10], ω_s — частота синхротронного излучения, v_g — групповая скорость импульса синхротронного излучения, z — координата в направлении распространения импульса, а электромагнитное поле в образце представлено как сумма двух компонент: $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 + \mathbf{E}_1$, где \mathbf{E}_0 — невозмущенное поле синхротронного излучения, а \mathbf{E}_1 — возмущение, обусловленное взаимодействием излучения с мессбауэровскими ядрами. Далее при решении уравнения (1) будем сначала считать, что с отдачей происходит только процесс поглощения первичного кванта синхротронного излучения, а переизлучение вторичных квантов ядрами происходит без отдачи. В сделанных предположениях величина ε_1 соответствует

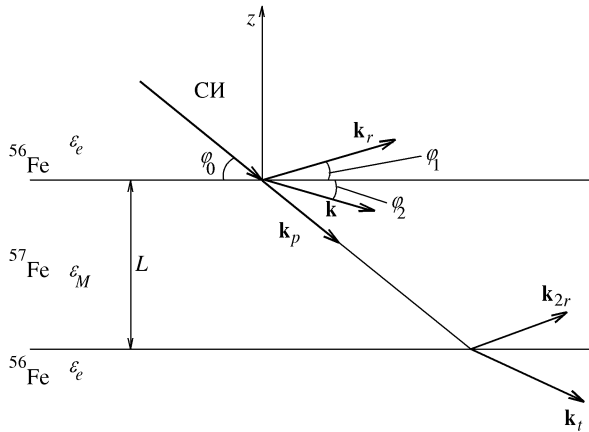


Рис. 1. К геометрии НКМР на изотопной границе и слое вещества (СИ — пучок синхротронного излучения)

упругому резонансному рассеянию квантов. Поэтому [7, 10]

$$\varepsilon_0 + \varepsilon_1 = \varepsilon_M = \varepsilon_0 + \frac{f^2 \Gamma_i N_0}{E_s - E_R + i\Gamma/2}, \quad (2)$$

где f^2 — фактор Лэмба—Мессбауэра, Γ_i и Γ — радиационная и полная ширины мессбауэровского уровня, N_0 — фактор, зависящий от характеристик кристалла и ядерного перехода, $E_s = \hbar\omega_s$, E_R — резонансная энергия.

Чтобы описать НКМР на изотопной границе или на пластине, ограниченной двумя изотопными границами, необходимо, чтобы решения уравнения (1) удовлетворяли граничным условиям на изотопной границе или на двух границах в случае пластины (рис. 1). Предполагая для простоты, что вне пластины концентрация мессбауэровского изотопа равна нулю, решение для поля НКМР будем искать в виде

$$\begin{aligned} & \mathbf{E}_r \exp(i\mathbf{k}_r \mathbf{r}) \quad \text{при } z > 0 \quad \text{и } \varepsilon_1 = 0, \\ & \mathbf{E}_t \exp(i\mathbf{k}_t \mathbf{r}) \quad \text{при } z < -L \quad \text{и } \varepsilon_1 = 0, \\ & \mathbf{E}_p \exp(i\mathbf{k}_p \mathbf{r}) + \mathbf{E}_f \exp(i\mathbf{k}_f \mathbf{r}) + \mathbf{E}_{2r} \exp(i\mathbf{k}_{2r} \mathbf{r}) \\ & \quad \text{при } 0 > z > -L \quad \text{и } \varepsilon_1 \neq 0, \end{aligned} \quad (3)$$

где \mathbf{k}_r и \mathbf{k}_t — волновые вектора отраженных и прошедших через пластину квантов НКМР, \mathbf{k} и \mathbf{k}_{2r} — волновые векторы в пластине прошедшего пучка и отраженного от второй изотопной границы, \mathbf{k}_p — волновой вектор в частном решении уравнения (1) и $\mathbf{E}_r, \mathbf{E}_t, \mathbf{E}_f, \mathbf{E}_{2r}, \mathbf{E}_p$ — амплитуды соответствующих плоских волн.

Для того чтобы найти волновые векторы, входящие в соотношения (3), необходимо удовлетво-

рить граничным условиям для тангенциальных компонент волновых векторов. Чтобы найти введенные выше амплитуды в соотношениях (3), необходимо удовлетворить граничным условиям для тангенциальных компонент электрических и магнитных полей. Модули же волновых векторов определяются частотой квантов НКМР и диэлектрическими проницаемостями пластины и внешней среды [6, 7]:

$$\begin{aligned} k_r &= k_t = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_e}, \quad k = k_{2r} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_M}, \\ k_p &= \frac{\omega}{c} \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_M}}, \end{aligned} \quad (4)$$

где ε_M и ε_e — диэлектрические проницаемости со стороны изотопной границы, содержащей мессбауэровский изотоп (см. (2)) и со стороны границы, не содержащей мессбауэровского изотопа.

3. ГРАНИЧНЫЕ УСЛОВИЯ

Граничные условия для волновых векторов приводят к тому, что тангенциальные составляющие всех волновых векторов одинаковы и выражаются через угол падения пучка синхротронного излучения как $k_p \cos \varphi_0$ (см. рис. 1).

Граничные условия для электрических и магнитных полей в случае линейной поляризации волн, ортогональной плоскости рассеяния, приводят к следующей системе уравнений на амплитуды волн:

$$\begin{aligned} & \mathbf{E}_p + \mathbf{E}_f + \mathbf{E}_{2r} = \mathbf{E}_r, \\ & \mathbf{k}_{pz} \mathbf{E}_p + \mathbf{k}_z \mathbf{E}_f + \mathbf{k}_{2rz} \mathbf{E}_{2r} = \mathbf{k}_{rz} \mathbf{E}_r, \\ & \mathbf{E}_p \exp(ik_{pz}L) + \mathbf{E}_f \exp(ik_zL) + \\ & \quad + \mathbf{E}_{2r} \exp(ik_{2rz}L) = \mathbf{E}_t \exp(ik_{tz}L), \\ & \mathbf{k}_{pz} \mathbf{E}_p \exp(ik_{pz}L) + \mathbf{k}_z \mathbf{E}_f \exp(ik_zL) + \\ & \quad + \mathbf{k}_{2rz} \mathbf{E}_{2r} \exp(ik_{2rz}L) = \mathbf{k}_{tz} \mathbf{E}_t \exp(ik_{tz}L), \end{aligned} \quad (5)$$

где индекс z отмечает нормальные к изотопной границе составляющие волновых векторов. Система (5) описывает оптику как изотопной границы, так и пластины, т. е. плоскопараллельного слоя, содержащего ядра мессбауэровского изотопа.

4. ИЗОТОПНАЯ ГРАНИЦА

Для описания НКМР на изотопной границе достаточно воспользоваться первой парой уравнений системы (5), положив в ней амплитуду \mathbf{E}_{2r} равной нулю. Из граничных условий для волновых векторов вытекает следующее выражение для угла «отражения» НКМР:

$$\frac{\cos \varphi_0}{\cos \varphi_1} = \varepsilon_e. \quad (6)$$

Учитывая малое различие углов падения и отражения и представляя $\varphi_1 = \varphi_0 + \Delta\varphi_1$, для $\Delta\varphi_1$ получим

$$\Delta\varphi_1 = -\frac{1 - \varepsilon_e}{\varepsilon_e} \operatorname{ctg} \varphi_0. \quad (7)$$

Так как $\varepsilon_e < 1$, то поправка $\Delta\varphi_1$ отрицательна, т. е. отраженный луч НКМР прижимается к изотопной границе, а кроме того, $\Delta\varphi_1$ практически не зависит от частоты НКМР.

Для угла преломления φ_2 те же граничные условия для волновых векторов дают

$$\frac{\cos \varphi_2}{\cos \varphi_0} = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_e \varepsilon_M}}. \quad (8)$$

Полагая $\varphi_2 = \varphi_0 + \Delta\varphi_2$, получим

$$\Delta\varphi_2 = \left(1 - \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_e \varepsilon_M}}\right) \operatorname{ctg} \varphi_0. \quad (9)$$

В отличие от угла отражения поправка к углу преломления и ее знак зависят от частоты НКМР и ее удаления от точного значения мессбауэровской резонансной частоты, так как ε_M зависит от частоты и вблизи резонансной частоты может быть как больше, так и меньше единицы. Для частоты, удовлетворяющей условиям фазового синхронизма [6], т. е.

$$k = k_p, \quad (10)$$

имеем $\varphi_2 = \varphi_0$, т. е. «преломленный» пучок НКМР распространяется строго в направлении первичного пучка синхротронного излучения.

Так же как для рентгеновского излучения на границе вакуум—кристалл, для НКМР проявляется «особенность отражения» на изотопной границе в области ПВО. Однако проявление этой особенности совсем непохоже на полное внутреннее отражение рентгеновского излучения (см. ниже). Условием ПВО для НКМР является неравенство $k_{pt} \geq k$, где k_{pt} — тангенциальная составляющая вектора \mathbf{k}_p . Отсюда следует выражение для критического угла ($\varphi_0 = \varphi_c$) ПВО для прохождения

$$\cos \varphi_c = \sqrt{\varepsilon_e \varepsilon_M}. \quad (11)$$

Из (11) видно, что из-за зависимости ε_M от частоты условие ПВО для прохождения выполняется для всех частот НКМР выше резонансной мессбауэровской частоты, т. е. для них $\varphi_c > 0$, и может не выполняться в некотором интервале частот непосредственно ниже резонансной частоты, т. е. для соответствующих частот $\varphi_c = 0$. В любом случае критический угол весьма мал, так что из (11) для него следует выражение

$$\varphi_c = \sqrt{2(1 - \sqrt{\varepsilon_e \varepsilon_M})}. \quad (12)$$

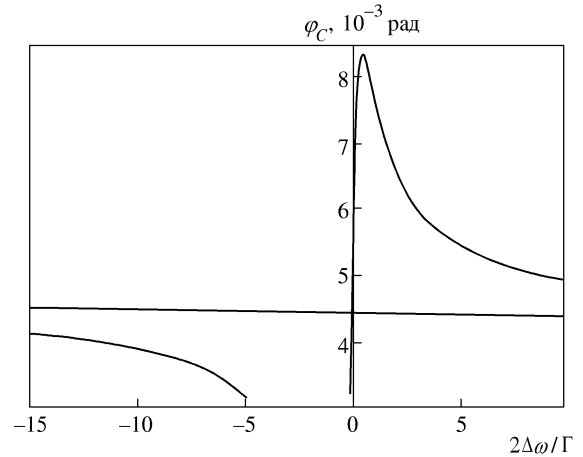


Рис. 2. Рассчитанные спектральные зависимости критического угла φ_c для прохождения в случае изотопной границы; горизонтальная линия дает критическое значение угла φ_s для отражения

Частоты НКМР, для которых полное внутреннее отражение для прохождения отсутствует, определяются неравенством

$$\varepsilon_e \varepsilon_M \geq 1. \quad (13)$$

Отметим, что, строго говоря, в соотношения (8), (9), (11)–(13) входит не ε_M , а $\operatorname{Re} \varepsilon_M$.

На рис. 2 представлена рассчитанная спектральная зависимость критического угла φ_c для преломления. Параметры, использованные в вычислениях здесь и ниже, приблизительно соответствуют случаю взаимодействия синхротронного излучения на изотопной границе с образцом железа, обогащенным ^{57}Fe до существенно высокой степени и приведенны в разд. 9. Рисунок показывает, что для частоты НКМР ниже резонансной существует область частот, где критический угол для прохождения равен нулю, а непосредственно выше резонансной частоты существует приблизительно такой же интервал частот, для которого критический угол для прохождения заметно превосходит критический угол для отражения. Разность соответствующих углов достигает порядка 3 мрад, т. е. вполне доступна для экспериментального наблюдения.

На рис. 3 представлена рассчитанная спектральная зависимость угла рефракции $\Delta\varphi_2$ для НКМР на изотопной границе для нескольких углов скольжения синхротронного излучения.

Для амплитуд E_f и E_r на изотопной границе из первой пары уравнений системы (5) имеем

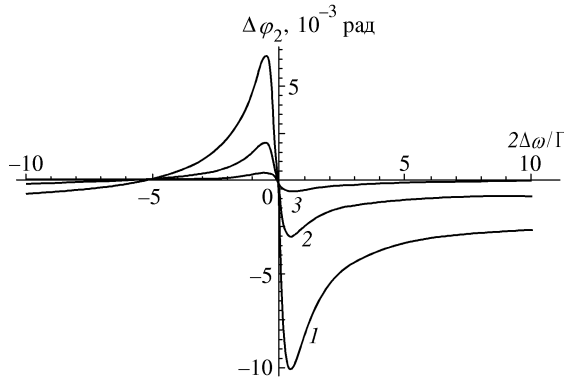


Рис. 3. Рассчитанные спектральные зависимости угла рефракции $\Delta\varphi_2$ для НКМР на изотопной границе для нескольких углов скольжения пучка синхротронного излучения: $\varphi_0 = 0.003$ (1); 0.01 (2); 0.05 (3)

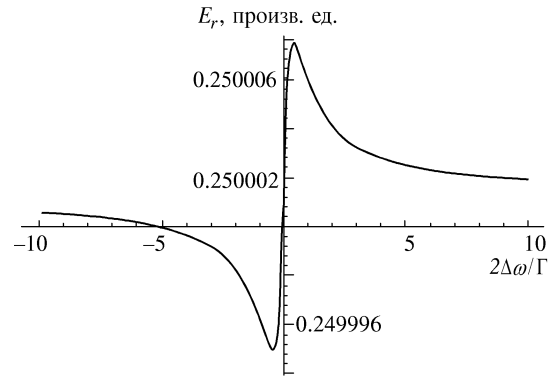


Рис. 4. Рассчитанная частотная зависимость амплитуды НКМР для отражения на изотопной границе при нормальном падении пучка

$$E_f = -E_p \left[\sqrt{1 - \left(\frac{\cos \varphi_0}{\varepsilon_e}\right)^2} + \frac{\sin \varphi_0}{\varepsilon_e} \right] \times \left[\sqrt{1 - \left(\frac{\cos \varphi_0}{\varepsilon_e}\right)^2} + \sqrt{\frac{\varepsilon_M}{\varepsilon_e} - \left(\frac{\cos \varphi_0}{\varepsilon_e}\right)^2} \right]^{-1}, \quad (14)$$

$$E_r = E_p \left[\sqrt{\frac{\varepsilon_M}{\varepsilon_e} - \left(\frac{\cos \varphi_0}{\varepsilon_e}\right)^2} - \frac{\sin \varphi_0}{\varepsilon_e} \right] \times \left[\sqrt{1 - \left(\frac{\cos \varphi_0}{\varepsilon_e}\right)^2} + \sqrt{\frac{\varepsilon_M}{\varepsilon_e} - \left(\frac{\cos \varphi_0}{\varepsilon_e}\right)^2} \right]^{-1}.$$

Выражения (14) в сочетании с выражением для E_p [6],

$$E_p = \chi^N E_0 \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \left[k_p^2 - (\varepsilon_0 + \varepsilon_1) \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \right]^{-1}, \quad (15)$$

определяют амплитуды волн НКМР, отраженных от изотопной границы и прошедших через нее.

Для нормального падения пучка синхротронного излучения выражения (14) принимают вид

$$E_f = -E_p \frac{1 + 1/\varepsilon_e}{1 + \sqrt{\varepsilon_M/\varepsilon_e}}, \quad (16)$$

$$E_r = E_p \frac{\sqrt{\varepsilon_M/\varepsilon_e} - 1/\varepsilon_e}{1 + \sqrt{\varepsilon_M/\varepsilon_e}}.$$

На рис. 4 представлена спектральная зависимость амплитуды волны НКМР, отраженной от изотопной границы при нормальном падении пучка синхротронного излучения.

Для фиксированной частоты квантов синхротронного излучения выражения (14), (16) дают очень малую интенсивность отраженного НКМР на энергетической ширине мессбауэровской линии. Для интенсивности НКМР, проинтегрированной по частоте первичного пучка синхротронного излучения, из (16) можно получить оценку

$$|E_r|^2 \approx \frac{(1 - f^2)f^2}{\alpha + 1} \frac{|E_0|^2}{16}, \quad (17)$$

где α — коэффициент внутренней конверсии и $|E_0|^2$ — спектральная плотность излучения в пучке синхротронного излучения. Это выражение показывает, что доля отраженной на изотопной границе резонансной компоненты НКМР вполне сравнима с интенсивностью резонансного упругого мессбауэровского отражения квантов синхротронного излучения [7–9], приходящихся на ширину мессбауэровской линии в области резонансной частоты в условиях ПВО, т. е. при скользких углах падения пучка. Оценка (17) относится к большим углам падения (формально для нормального падения синхротронного излучения на изотопную границу), при которых коэффициент резонансного мессбауэровского отражения очень мал ($\sim |1 - \varepsilon_M|$). Поэтому для больших углов падения основная доля отраженных резонансных квантов связана с НКМР.

**5. НЕУПРУГОЕ КОГЕРЕНТНОЕ
МЕССБАУЭРОВСКОЕ РАССЕЯНИЕ НА
ПЛАСТИНЕ**

Решим теперь систему (5) для пластины, ограниченной двумя изотопными границами. Для произвольного угла падения пучка синхротронного излучения на пластину получим

$$\begin{aligned}
 E_r = & -E_p \left[\left(\frac{k_{pz}}{k_{tz}} - 1 \right) (k_{2rz} - k_z) \exp(ik_{pz}L) + \right. \\
 & + \left(\frac{k_z}{k_{tz}} - 1 \right) (k_{pz} - k_{2rz}) \exp(ik_zL) + \\
 & + \left. \left(\frac{k_{2rz}}{k_{tz}} - 1 \right) (k_z - k_{pz}) \exp(ik_{2rz}L) \right] \times \\
 & \times \left[(k_{2rz} - k_{rz}) \left(\frac{k_z}{k_{tz}} - 1 \right) \exp(ik_zL) + \right. \\
 & + \left. (k_{rz} - k_z) \left(\frac{k_{2rz}}{k_{tz}} - 1 \right) \exp(ik_{2rz}L) \right]^{-1},
 \end{aligned} \tag{18}$$

$$\begin{aligned}
 E_t \exp(ik_{tz}L) = & E_p \left\{ \left[\frac{k_z - k_{pz}}{k_{tz}} \exp(ik_zL) + \right. \right. \\
 & + \left. \frac{(k_{rz} - k_z)(k_{2rz} - k_{pz})}{k_{tz}(k_{2rz} - k_{rz})} \exp(ik_{2rz}L) \right] \times \\
 & \times \exp(ik_{pz}L) - \left. \frac{(k_{rz} - k_z)(k_{2rz} - k_{pz})}{k_{tz}(k_{2rz} - k_{rz})} - \frac{k_z - k_{pz}}{k_{tz}} \right\} \times \\
 & \times \left[\left(\frac{k_z}{k_{tz}} - 1 \right) \exp(ik_zL) + \right. \\
 & + \left. \frac{(k_{2rz} - k_{tz})(k_{rz} - k_z)}{k_{tz}(k_{2rz} - k_{rz})} \exp(ik_{2rz}L) \right]^{-1},
 \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned}
 k_{pz} = \frac{\omega}{c} \frac{\sin \varphi_0}{\sqrt{\varepsilon_e}}, \quad k_z = -k_{2rz} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_M - \frac{\cos^2 \varphi_0}{\varepsilon_e}}, \\
 k_{tz} = -k_{rz} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_e - \frac{\cos^2 \varphi_0}{\varepsilon_e}}.
 \end{aligned}$$

Формулы (18) в сочетании с выражением (15) для E_p позволяют рассчитать абсолютные интенсивности НКМР для пучков, отраженного от пластины и выходящего из нее.

В случае нормального падения синхротронного излучения на пластину выражения (18) упрощаются:

$$\begin{aligned}
 E_r = & E_p \left[\frac{2\sqrt{\varepsilon_M/\varepsilon_e}(1 - \varepsilon_e)}{\varepsilon_e(1 - \sqrt{\varepsilon_M/\varepsilon_e})} \exp(ik_pL) + \right. \\
 & + \left. \left(\frac{1}{\varepsilon_e} + \sqrt{\frac{\varepsilon_M}{\varepsilon_e}} \right) \exp(ikL) - \left(\frac{1}{\varepsilon_e} - \sqrt{\frac{\varepsilon_M}{\varepsilon_e}} \right) \times \right. \\
 & \times \left. \frac{1 + \sqrt{\varepsilon_M/\varepsilon_e}}{1 - \sqrt{\varepsilon_M/\varepsilon_e}} \exp(-ikL) \right] \times \\
 & \times \left[\left(\sqrt{\frac{\varepsilon_M}{\varepsilon_e}} - 1 \right) \exp(ikL) - \right. \\
 & - \left. \frac{(1 + \sqrt{\varepsilon_M/\varepsilon_e})^2}{\sqrt{\varepsilon_M/\varepsilon_e} - 1} \exp(-ikL) \right]^{-1},
 \end{aligned} \tag{19}$$

$$\begin{aligned}
 E_t \exp(ik_tL) = & E_p \left\{ \left[\left(\sqrt{\frac{\varepsilon_M}{\varepsilon_e}} - \frac{1}{\varepsilon_e} \right) \exp(ikL) + \right. \right. \\
 & + \left. \left(\frac{1}{\varepsilon_e} + \sqrt{\frac{\varepsilon_M}{\varepsilon_e}} \right) \frac{1 + \sqrt{\varepsilon_M/\varepsilon_e}}{\sqrt{\varepsilon_M/\varepsilon_e}} \exp(-ikL) \right] \times \\
 & \times \exp(ik_pL) + \left(\frac{1}{\varepsilon_e} + \sqrt{\frac{\varepsilon_M}{\varepsilon_e}} \right) \frac{1 + \sqrt{\varepsilon_M/\varepsilon_e}}{\sqrt{\varepsilon_M/\varepsilon_e} - 1} + \\
 & + \left. \left(\frac{1}{\varepsilon_e} - \sqrt{\frac{\varepsilon_M}{\varepsilon_e}} \right) \right\} \left[\left(\sqrt{\frac{\varepsilon_M}{\varepsilon_e}} - 1 \right) \exp(ikL) - \right. \\
 & - \left. \frac{(1 + \sqrt{\varepsilon_M/\varepsilon_e})^2}{\sqrt{\varepsilon_M/\varepsilon_e} - 1} \exp(-ikL) \right]^{-1}.
 \end{aligned}$$

Из выражений (18), (19) легко могут быть получены выражения для НКМР в пластине, помещенной в вакуум. В этом случае, однако, на границе пластины испытывают также отражение кванты синхротронного излучения, не участвующие в мессбауэровском резонансном рассеянии и создающие нерезонансный фон, не описываемый формулами (18), (19). Для подавления этого фона в эксперименте обычно используют технику временной задержки детектирования квантов [4, 5].

В качестве примера приведем выражения для ам-

плитуд НКМР, генерируемого синхротронным излучением в пластине, помещенной в вакуум при нормальном падении пучка:

$$\begin{aligned}
 E_r &= E_p \times \\
 &\times \frac{2i(\varepsilon_M - 1) \sin kL}{(1 - \sqrt{\varepsilon_M})^2 \exp(ikL) - (1 + \sqrt{\varepsilon_M})^2 \exp(-ikL)}, \\
 E_t \exp(ik_t L) &= \\
 &= E_p \{ 4\sqrt{\varepsilon_M} + [(1 - \sqrt{\varepsilon_M})^2 \exp(ikL) - \\
 &- (1 + \sqrt{\varepsilon_M})^2 \exp(-ikL)] \exp(ik_p L) \} \times \\
 &\times [(1 - \sqrt{\varepsilon_M})^2 \exp(ikL) - \\
 &- (1 + \sqrt{\varepsilon_M})^2 \exp(-ikL)]^{-1}.
 \end{aligned} \quad (20)$$

В случае произвольного угла падения выражение (18) дает результат, относящийся к пластине в вакууме, если в нем положить $\varepsilon_e \equiv 1$.

Приведенные выше формулы предполагают, что угол падения пучка синхротронного излучения находится вне области ПВО. Рассмотрение НКМР в области ПВО заслуживает специального анализа.

6. НЕУПРУГОЕ КОГЕРЕНТНОЕ МЕССБАУЭРОВСКОЕ РАССЕЙЯНИЕ В ОБЛАСТИ ПОЛНОГО ВНУТРЕННЕГО ОТРАЖЕНИЯ

Перейдем теперь к рассмотрению генерации НКМР на изотопной границе для предельно малых углов скольжения пучка синхротронного излучения, т. е. в области, которая для оптики соответствует обычно явлению ПВО. В случае же НКМР на изотопной границе, как будет показано ниже, в этой области углов ситуация радикально другая: отражение НКМР оказывается полностью подавленным, поэтому соответствующей области углов для НКМР отвечает не ПВО, а полное подавление отражения.

Условие шивки тангенциальных компонент волновых векторов на изотопной границе требует выполнения соотношения

$$k_{pt} = k_p \cos \varphi_0 = k_{rt}, \quad (21)$$

которое, в связи с тем что $k_p > k_r$ для малых углов φ_0 , меньших некоторого критического угла φ_s , немедленно приводит к мнимой величине для нормальной составляющей волнового вектора \mathbf{k}_r , так как нормальная составляющая этого вектора определяется выражением $\sqrt{k_r^2 - k_{pt}^2}$. Это, в свою очередь, означает, что отраженная от изотопной границы волна НКМР при $\varphi_0 < \varphi_s$ затухает, т. е. ее отражение отсутствует. Используя выражения для

модулей этих волновых векторов, для критического угла φ_s для отражения (см. рис. 1) получим

$$\varphi_s = \sqrt{2(1 - \varepsilon_e)} = \sqrt{2} \frac{\omega_p}{\omega}, \quad (22)$$

где ω_p — плазменная частота.

В области полного подавления отражения проявляются также особенности пучка НКМР, проходящего через изотопную границу.

Обратим внимание на то, что критический угол φ_s , заданный соотношением (22), определяет область отсутствия отраженного от изотопной границы пучка НКМР и не зависит от частоты. Критический же угол φ_c для прохождения, заданный соотношением (12), определяет угловую область отсутствия пучка НКМР, пересекшего изотопную границу, и зависит от частоты.

Характер распространения пучка НКМР, пересекшего границу, зависит от удаления его частоты от точного мессбауэровского резонанса. Для частот НКМР выше точного резонанса из условия для тангенциальных компонент волновых векторов следует мнимость нормальной компоненты волнового вектора \mathbf{k} пучка НКМР, пересекающего границу, для углов скольжения φ_0 пучка синхротронного излучения, меньших критического угла φ_s для отражения, т. е. в этой области частот распространяющегося за изотопной границей пучка НКМР нет. Для частот ниже резонансной в этой области углов падения имеется интервал частот, в котором существует распространяющийся за изотопной границей пучок НКМР. Нижняя частотная граница этого интервала определяется условием $k > k_{pt} = k_p \cos \varphi_0$, из которого следует соотношение

$$\varphi_0^2 > 2(1 - \varepsilon_M \varepsilon_e). \quad (23)$$

В области углов скольжения φ_0 , больших критического угла φ_s для отражения, где отраженный пучок НКМР существует всегда, распространяющегося за изотопной границей пучка НКМР может не быть в некотором интервале частот из-за упомянутых условий для тангенциальных компонент волновых векторов для частоты выше резонансной. Верхняя частотная граница этого интервала определяется соотношением

$$\varepsilon_M < \frac{1 - \varphi_0^2}{\varepsilon_e}. \quad (24)$$

Таким образом, в области полного подавления отражения на изотопной границе реализуются весьма необычные характеристики прохождения и отражения пучков НКМР. Так, существуют угловые интервалы падения пучка синхротронного излучения и частотные интервалы НКМР, для которых

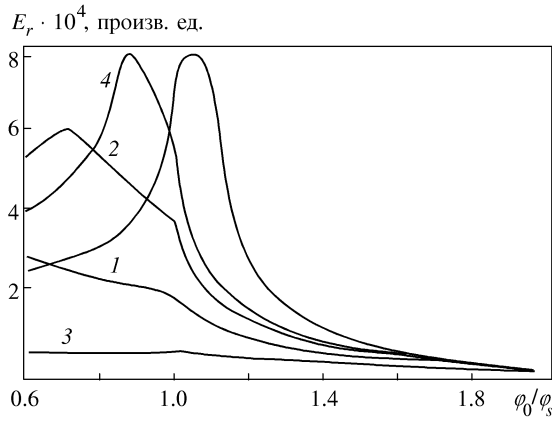


Рис. 5. Рассчитанные угловые зависимости амплитуды НКМР, отраженного от изотопной границы, для частот НКМР $\Delta\omega/\Gamma = -2$ (1), -5 (2), 0 (3), -10 (4)

отсутствуют волны НКМР, распространяющиеся по обе стороны изотопной границы, а также существуют интервалы, в которых реализуется только одна распространяющаяся волна НКМР — либо прошедшая, либо отраженная. Эти свойства имеют непосредственное отношение к экспериментам по мессбауэровской фильтрации синхротронного излучения. Следует, однако, отметить, что обсуждавшиеся выше подавление отражения и прохождение через изотопную границу пучков НКМР могут восприниматься в абсолютном смысле этих понятий только для действительных диэлектрических проницаемостей ϵ_M и ϵ_e . В связи с тем что на самом деле эти величины являются комплексными, границы областей проявления обсуждавшихся явлений оказываются «размазанными» по значениям параметров (углов, частот НКМР), от которых они зависят. Представление о поведении амплитуды отраженной волны НКМР вблизи критического угла φ_s для отражения дает рис. 5.

7. ТОЛСТАЯ ПЛАСТИНА

Практический интерес представляет предельный случай толстой пластины, обогащенной мессбауэровским изотопом. Под термином толстый здесь понимается образец, толщина которого такая, что в нем из-за сильного резонансного ядерного поглощения затухают собственные мессбауэровские решения, однако в связи с гораздо меньшим электронным поглощением интенсивность пучка синхротронного излучения уменьшается еще не сильно. В этом случае пучки НКМР на входной

поверхности пластины описываются приведенными выше формулами для изотопной границы.

Для выходной поверхности пластины пучки НКМР также описываются упрощенными формулами. Так, для амплитуды прошедшего и отраженного на выходной поверхности пучка НКМР из системы (5) и формулы (18) имеем

$$\begin{aligned}
 E_t \exp(ik_{tz}L) &= E_p(L) \frac{k_{2rz} - k_{pz}}{k_{2rz} - k_{tz}} = \\
 &= E_p(L) \left(\sqrt{\epsilon_M - \frac{\cos^2 \varphi_0}{\epsilon_e}} + \frac{\sin \varphi_0}{\sqrt{\epsilon_e}} \right) \times \\
 &\times \left(\sqrt{\epsilon_M - \frac{\cos^2 \varphi_0}{\epsilon_e}} + \sqrt{\epsilon_e - \frac{\cos^2 \varphi_0}{\epsilon_e}} \right)^{-1}, \\
 E_{2r} &= E_p(L) \frac{k_{tz} - k_{pz}}{k_{2rz} - k_{tz}} = \\
 &= E_p(L) \left(\sqrt{\epsilon_M - \frac{\cos^2 \varphi_0}{\epsilon_e}} - \frac{\sin \varphi_0}{\sqrt{\epsilon_e}} \right) \times \\
 &\times \left(\sqrt{\epsilon_M - \frac{\cos^2 \varphi_0}{\epsilon_e}} + \sqrt{\epsilon_e - \frac{\cos^2 \varphi_0}{\epsilon_e}} \right)^{-1}.
 \end{aligned} \tag{25}$$

В пределе нормального падения эти формулы переходят в следующие:

$$\begin{aligned}
 E_t \exp(ik_tL) &= E_p(L) \frac{\sqrt{\epsilon_M} + 1/\sqrt{\epsilon_e}}{\sqrt{\epsilon_M} + \sqrt{\epsilon_e}}, \\
 E_{2r} &= E_p(L) \frac{\sqrt{\epsilon_M} - 1/\sqrt{\epsilon_e}}{\sqrt{\epsilon_M} + \sqrt{\epsilon_e}},
 \end{aligned} \tag{26}$$

где $E_p(L) = E_p \exp(ik_{pz}L)$ есть амплитуда E_p на выходной поверхности, найденная с учетом распространения (в том числе затухания) пучка синхротронного излучения в слое. Угловую зависимость амплитуды НКМР в прошедшем пучке в области скользких углов падения пучка синхротронного излучения иллюстрирует приведенный ниже рис. 6.

8. АБСОЛЮТНАЯ ИНТЕНСИВНОСТЬ ПУЧКОВ НКМР

Выше во всех приведенных формулах амплитуды НКМР были выражены через амплитуду E_p решения неоднородного уравнения Максвелла (1). В эксперименте важно абсолютное значение интенсивности пучков. Поэтому ниже приведем формулы, использующие соотношение (15) между амплитудой E_p и амплитудой поля E_0 в пучке синхротронного излучения [6] и тем самым связывающие интенсивность пучков НКМР со спектральной плотностью интенсивности пучка.

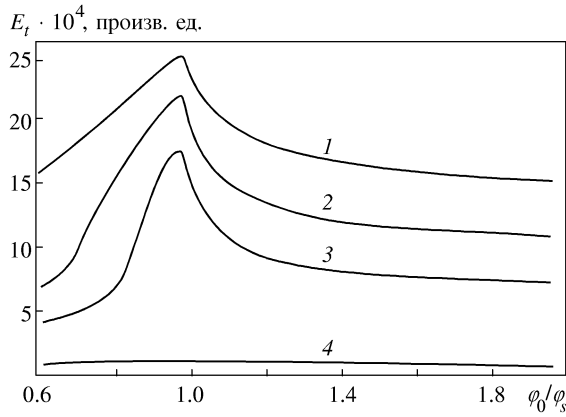


Рис. 6. Рассчитанные угловые зависимости амплитуды НКМР, прошедшего через толстую пластину, обогащенную мессбауэровским изотопом, для частот НКМР $\Delta\omega/\Gamma = -2$ (1), -5 (2), -10 (3), 0 (4)

Приведем сначала соответствующие выражения для простейших случаев, а именно, для отражения от толстой пластины и для прохождения НКМР через толстую пластину при нормальном падении на нее пучка синхротронного излучения. В случае толстой пластины выражения (19) упрощаются:

$$E_r = -E_0 \chi^N \left[\left(1 + \sqrt{\varepsilon_M/\varepsilon_e} \right) \left(1 + \sqrt{\varepsilon_M \varepsilon_e} \right) \right]^{-1},$$

$$E_t \exp [i(k_t - k_p)L] =$$

$$= E_0 \chi^N \left[\left(1 - \sqrt{\varepsilon_M \varepsilon_e} \right) \left(1 + \sqrt{\varepsilon_M/\varepsilon_e} \right) \right]^{-1}.$$

Из выражений (27) видно, что спектральное распределение отраженного НКМР не носит характера резонансного гамма-излучения с параметрами, близкими к спектральному распределению мессбауэровской линии, а оказывается сильно уширенным по сравнению с Γ (для толстого образца). Спектральный интервал отраженного пучка НКМР определяется длиной экстинкции l_e , обусловленной электронным механизмом поглощения, и оценивается из соотношения $kl_e \text{Im}[\varepsilon_M(\Delta\omega)] = 1$. Спектральное распределение в пучке НКМР, прошедшем пластину, имеет максимум на частоте фазового синхронизма [6] (в знаменателе выражения для E_t стоит множитель, модуль которого минимален на частоте фазового синхронизма). Именно из выражения (27) следует оценка (17) для интегральной интенсивности отраженного пучка НКМР, приведенная выше.

Другим интересным предельным случаем, как уже отмечалось, является область малых углов скольжения, непосредственно больших критического угла φ_s для отражения, где интенсивности отраженного и прошедшего пучков НКМР достигают

максимума [11] (см. рис. 5, 6). Так, в этой области амплитуда прошедшей через толстую пластину и отраженной от нее волны НКМР дается выражениями

$$E_t = E_0(L) \times$$

$$\times \frac{\chi^N \varepsilon_e \left(\sqrt{\varepsilon_M \varepsilon_e - 1 + \varphi_0^2/2} + \varphi_0 \right)}{\left(\sqrt{\varepsilon_M \varepsilon_e - 1 + \varphi_0^2/2} + \sqrt{\varepsilon_e^2 - 1 + \varphi_0^2/2} \right) (1 - \varepsilon_M \varepsilon_e)},$$

$$E_r = E_0(L) \times$$

$$\times \frac{\chi^N \varepsilon_e \left(\sqrt{\varepsilon_M \varepsilon_e - 1 + \varphi_0^2/2} - \varphi_0 \right)}{\left(\sqrt{\varepsilon_M \varepsilon_e - 1 + \varphi_0^2/2} + \sqrt{\varepsilon_e^2 - 1 + \varphi_0^2/2} \right) (1 - \varepsilon_M \varepsilon_e)},$$

(28)

где $E_0(L)$ имеет тот же смысл, что и в формулах (25), (26).

9. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА

Качественный анализ явлений оптики НКМР на изотопной границе, выполненный выше, проиллюстрируем результатами численных расчетов (рис. 2–9). Параметры, использованные в вычислениях, как уже отмечалось, приблизительно соответствуют случаю взаимодействия синхротронного излучения на изотопной границе с образцом железа, обогащенным ^{57}Fe до существенно высокой степени. Соответствующая энергия мессбауэровского перехо-

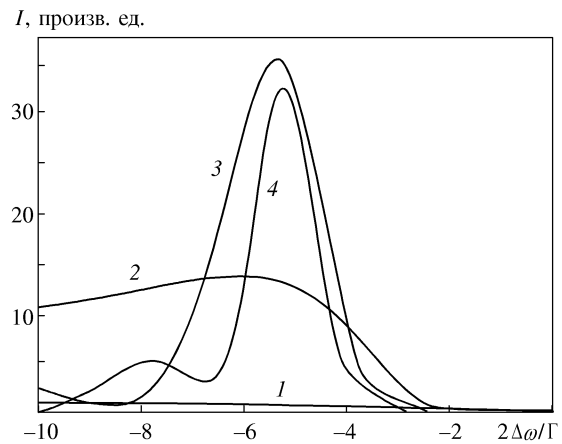


Рис. 7. Спектральные распределения интенсивности прошедшей через образец резонансной компоненты НКМР как функции безразмерной толщины слоя $t = L(\omega/c) \text{Re}(\Delta\varepsilon_{ei})$: 1 – $t = 1$; 2 – $t = 5$; 3 – $t = 15$; 4 – $t = 25$, в случае нормального падения пучка синхротронного излучения

да равна 14.4 кэВ. В вычислениях использовались следующие значения параметров:

$$\operatorname{Re}(1 - \varepsilon_e) = 10^{-5}, \quad \operatorname{Im}(1 - \varepsilon_e) = 2 \cdot 10^{-7},$$

$$\max \operatorname{Re}(\varepsilon_M - 1) = 10 \operatorname{Re}(1 - \varepsilon_e).$$

На рисунках в качестве безразмерной частоты и толщины брались соответственно величины $\Delta\omega/\Gamma$, где $\Delta\omega$ — удаление частоты от резонансного значения, Γ — ширина мессбауэровского уровня и $t = L(\omega/c) \operatorname{Re}(\Delta\varepsilon_{el})$, где $\Delta\varepsilon_{el}$ — отличие диэлектрической проницаемости для синхротронного излучения от единицы.

Расчеты показали, что линия НКМР частотно уширена по сравнению с Γ и что для толстого образца резонансные эффекты проявляются только как слабая модуляция отражения в области резонансной мессбауэровской частоты (см. рис. 4).

На рис. 5 и 6 приведены рассчитанные угловые зависимости амплитуд прошедшей и отраженной волн НКМР (для толстого образца) для нескольких значений частоты НКМР. Представленные кривые демонстрируют, что максимумы интенсивности в проходящем и отраженном пучках НКМР достигаются для углов падения пучка синхротронного излучения вблизи критического угла φ_s для отражения (ср. с результатами измерений [12, 13], которые дают четкий максимум рассеяния для угла скольжения, отличного от нулевого). Сама же величина максимума существенно зависит от частоты, а спектральная плотность интенсивности НКМР в прямом пучке оказывается выше, чем в отраженном, только вблизи частоты фазового синхронизма (см. также [11]).

На рис. 7, 8 приведены рассчитанные частотные зависимости соответственно интенсивности прошедшей и амплитуды отраженной волн НКМР для нескольких значений толщины. Представленные кривые демонстрируют уширение частотного интервала рассеявшегося излучения и концентрацию спектральной плотности интенсивности прошедшего пучка в области частоты фазового синхронизма с увеличением толщины слоя.

На рис. 9 представлены толщинные зависимости амплитуды НКМР при отражении от пластины конечной толщины для нескольких значений частоты НКМР при нормальном падении пучка синхротронного излучения. Для этих зависимостей характерными являются очень мелкие (с периодом $\lambda/2$, см. рис. 9а) биения, которые усредняются в реальных экспериментах, и плавные, затухающие с толщиной изменения амплитуды.

10. НЕУПРУГО-НЕУПРУГАЯ И УПРУГО-НЕУПРУГАЯ КОМПОНЕНТЫ НКМР

Обсудим кратко оптику изотопной границы для других компонент НКМР, а именно, неупруго-неупругого рассеяния (т.е. с отдачей на обеих стадиях рассеяния) и упруго-неупругого рассеяния (т.е. с отдачей на стадии переизлучения кванта). Хотя интегральная по частоте интенсивность НКМР для этих компонент может быть сравнимой с интенсивностью компоненты НКМР, рассмотренной выше, однако их спектральная интенсивность оказывается гораздо ниже, чем в исходном пучке синхротронного излучения. Поэтому их наблюдение, особенно в прямом пучке, представляется более сложной задачей, чем для уже рассмотренной неупруго-упругой компоненты НКМР.

Для неупруго-неупругой компоненты НКМР критические углы скольжения для отражения и прохождения совпадают, не зависят от частоты и определяются соотношением (22). Условие синхронизма (10) [6], которое может быть представлено как $k_p = k$, принимает вид $\varepsilon_e = 1$. Поскольку на самом деле $\varepsilon_e < 1$, условие синхронизма для этой компоненты НКМР не может быть выполнено, и в проходящем пучке ее интенсивность испытывает биения при изменении толщины образца и не превышает величины, соответствующей толщине образца, равной длине когерентности. Это означает, что рассматриваемая компонента НКМР более ярко проявляется в отраженном пучке, для которого условие синхронизма не так критично.

В упруго-неупругом канале НКМР групповая скорость v_g пучка синхротронного излучения в области частоты мессбауэровского резонанса оказывается существенно зависящей от частоты и может быть найдена как производная $d\omega/dk$. В результате имеем

$$v_g = \frac{c\sqrt{\varepsilon_M}}{1 + \Delta\varepsilon_M + \omega\varepsilon'/2}, \quad (29)$$

где $\varepsilon = d\varepsilon/d\omega$, а $\Delta\varepsilon_M$ — вклад в диэлектрическую проницаемость, обусловленный ядерным резонансным взаимодействием квантов синхротронного излучения (см. (2)).

Условие синхронизма (10) [6] теперь принимает вид

$$\frac{\sqrt{\varepsilon_M}}{1 + \Delta\varepsilon_M + \omega\varepsilon'/2} = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_e}} \quad (30)$$

и может быть выполнено для определенной частоты поглощаемого кванта синхротронного излучения. Это означает, что линейный рост с толщиной образца амплитуды рассматриваемой компоненты НКМР реализуется только при поглощении ядром

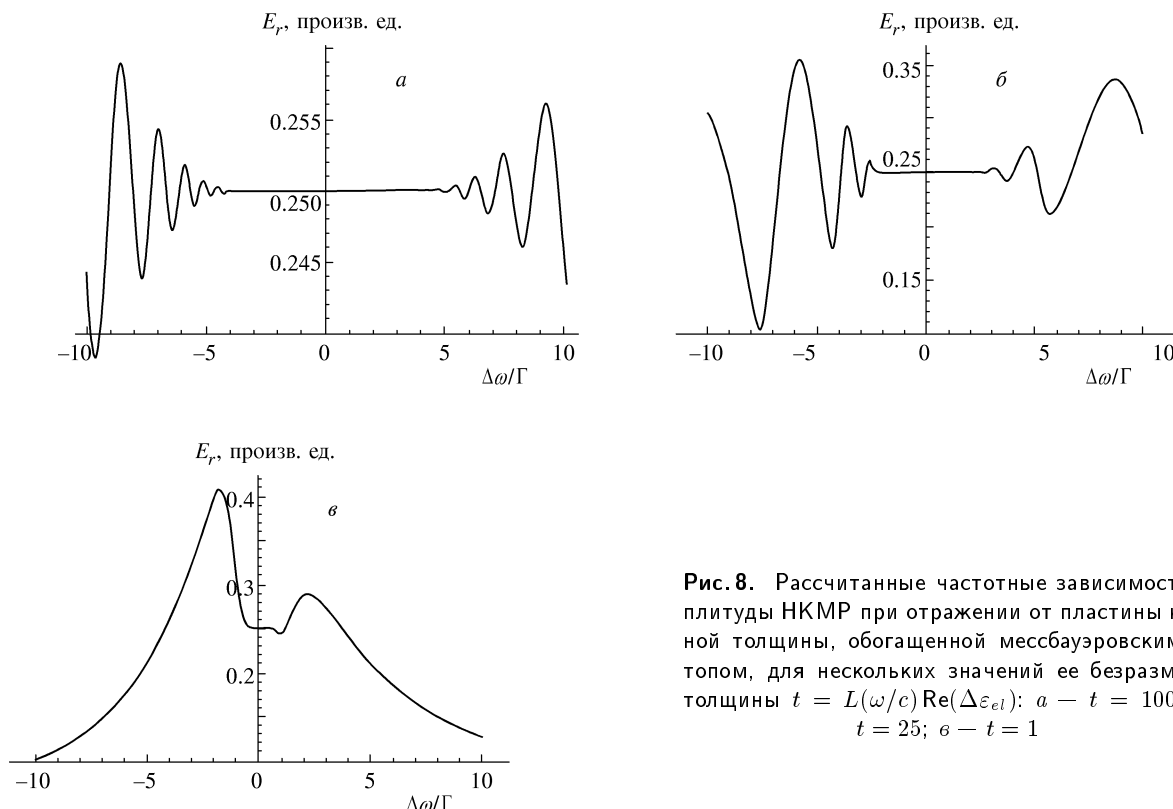


Рис. 8. Рассчитанные частотные зависимости амплитуды НКМР при отражении от пластины конечной толщины, обогащенной мессбауэровским изотопом, для нескольких значений ее безразмерной толщины $t = L(\omega/c) \operatorname{Re}(\Delta\varepsilon_{el})$: *a* – $t = 100$; *б* – $t = 25$; *в* – $t = 1$

квантов вполне определенной, синхронной, частоты. Это, как и в предыдущем рассмотренном случае, означает, что имеет место подавление этой компоненты НКМР в проходящем пучке и ее детектирование может быть более эффективным в отраженном пучке.

Используя выражение (29), найдем, что для упруго-неупругой компоненты НКМР критические углы для отражения и прохождения совпадают, зависят от частоты поглощаемого кванта синхротронного излучения и определяются соотношением

$$\cos \varphi_s = \cos \varphi_c = \frac{\sqrt{\varepsilon_e \varepsilon_M}}{1 + \Delta\varepsilon_M + \omega\varepsilon'/2}. \quad (31)$$

Следует также отметить, что исследование упруго-неупругой компоненты НКМР в отраженном пучке предпочтительно также и потому, что ее генерация в образце из-за сильного поглощения квантов синхротронного излучения с частотами в области мессбауэровского резонанса происходит на малых толщинах, определяемых мессбауэровской длиной поглощения, и в проходящем пучке на толстых образцах ее исследование неэффективно.

11. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполненный выше анализ НКМР на изотопной границе демонстрирует, что большинство выявленных особенностей этой оптики по сравнению с традиционной оптикой, в частности различие критических углов для прохождения и отражения НКМР, доступно экспериментальному наблюдению, так как соответствующие угловые и энергетические интервалы эффектов вполне разрешимы экспериментально. Кроме того, выявленные максимумы НКМР в отражении и прохождении могут представлять интерес для мессбауэровской фильтрации синхротронного излучения. Однако очень существенно, что в НКМР в прохождении, т. е. вперед, спектральный интервал НКМР сильно ограничен требованиями фазового синхронизма, что приводит к подавлению этого канала рассеяния и серьезному ограничению интегральной по частоте интенсивности рассеяния вперед. Подобное ограничение при НКМР на большой угол, т. е. в отражении, не проявляется.

Отметим, что для образца в виде пластины при углах скольжения φ_0 пучка синхротронного излучения, меньших критического угла для отражения, т. е. при $\varphi_0 < \varphi_s$, прошедший через пластину пучок НКМР отсутствует. Однако если образец выполнен

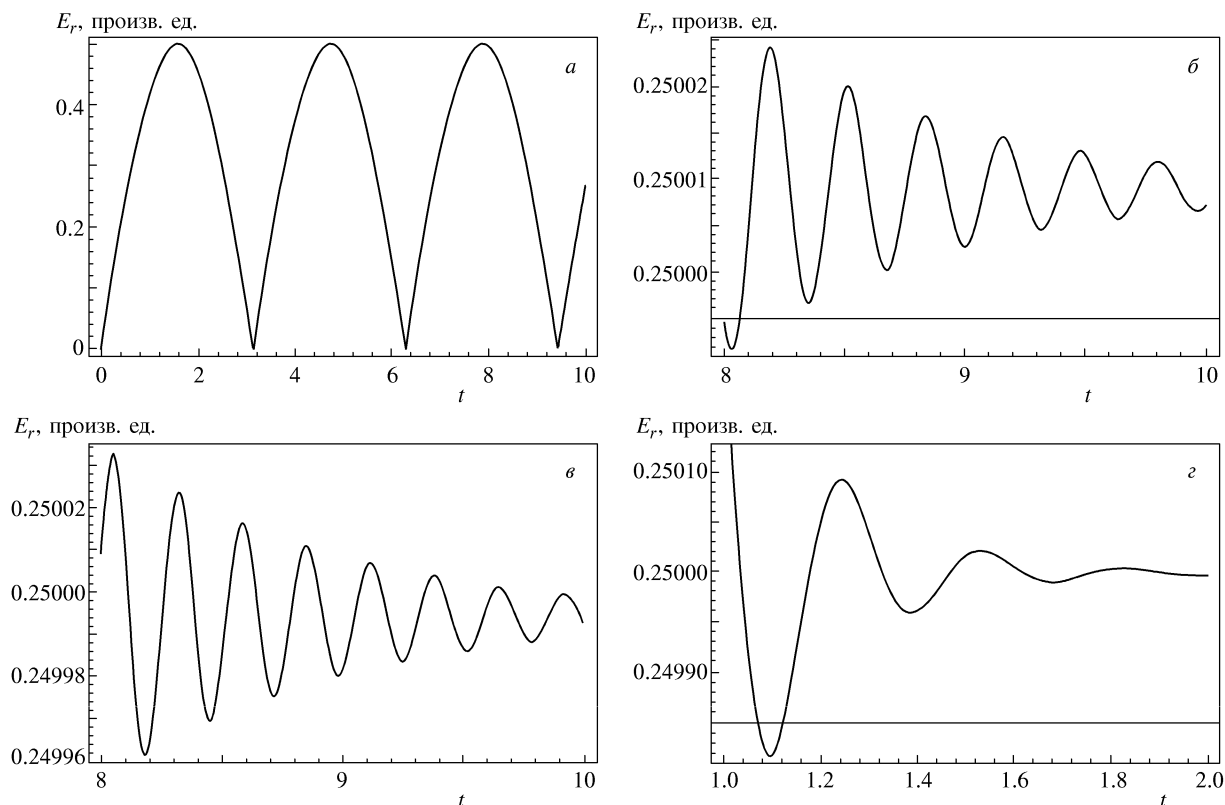


Рис. 9. Рассчитанные толщиновые зависимости амплитуды НКМР при отражении от пластины конечной толщины, обогащенной мессбауэровским изотопом, для нескольких значений частоты НКМР: *a* — биения в области нулевых толщин, значение единицы безразмерной толщины t уменьшено в 10^5 раз по сравнению с ее определением; *b* — $\Delta\omega/\Gamma = 1$; *c* — $\Delta\omega/\Gamma = -1$; *d* — $\Delta\omega/\Gamma = 0$. Случай нормального падения пучка синхротронного излучения

в виде клина с углом раствора большим, чем критический угол φ_s для отражения, то вплоть до нулевого значения угла скольжения φ_0 пучка синхротронного излучения для выделенных частот НКМР (см. рис. 2) существует пучок НКМР, выходящий из образца. Это, как уже отмечалось, открывает дополнительные возможности для мессбауэровской фильтрации синхротронного излучения в геометрии на прохождение.

Выше все рассмотрение относилось к слою вещества, содержащего мессбауэровский изотоп и ограниченного изотопной границей. Однако рассмотренное явление реализуется также и для образца, помещенного в вакуум. Отличие, которое здесь возникает, состоит в том, что теперь существует нерезонансное отражение пучка синхротронного излучения на границах для всех частот, представленных в пучке. Оно является источником фона (от которого в эксперименте избавляются, применяя технику временной задержки [4, 5]). Кроме того, видоизменяется выражение для критического угла для отражения НКМР (для пластины в вакууме

$\cos \varphi_s = \sqrt{\varepsilon_e}$, $\varphi_s = \sqrt{1 - \sqrt{\varepsilon_e}} = \omega_p/\omega$), который теперь оказывается совпадающим с несвязанным с мессбауэровским рассеянием критическим углом полного внутреннего отражения пучка синхротронного излучения на границе образца с вакуумом. Отметим также, что явления, аналогичные рассмотренным выше, проявляются и в других компонентах НКМР, а именно, в процессах неупругого когерентного рассеяния, в которых переизлучение кванта сопровождается процессами отдачи. Однако, как отмечалось выше, спектральная плотность соответствующих каналов рассеяния оказывается гораздо ниже, и поэтому здесь они подробно не рассматривались. В целом полученные результаты подкрепляют сформировавшееся в последнее время отношение к исследованиям поверхностных явлений методами мессбауэровской оптики (см., например, [13–17]) как к актуальному направлению исследований с помощью синхротронного излучения.

Настоящая работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант

№ 96-02-18812) и Российской государственной научной программой «Фундаментальная метрология» по проекту «Синхротронное излучение».

ЛИТЕРАТУРА

1. M. Seto, Y. Yoda, S. Kikuta et al., Phys. Rev. Lett. **74**, 3828 (1995).
2. A. I. Chumakov, A. Q. R. Baron, R. Rüffer et al., Phys. Rev. Lett. **76**, 4258 (1996); A. I. Chumakov, R. Rüffer, A. Q. R. Baron et al., Phys. Rev. B **54**, R9596 (1996).
3. B. Fultz, C. C. Ahn, E. E. Alp, W. Sturhahn, and T. S. Toellner, Phys. Rev. Lett. **79**, 937 (1997).
4. G. V. Smirnov, Preprint IAE-5907/9 (1995).
5. A. Chumakov and R. Rüffer, Нур. Int. **113**, 59 (1998).
6. В. А. Беляков, Письма в ЖЭТФ **67**, 9 (1998).
7. В. А. Беляков, *Дифракционная оптика периодических сред сложной структуры*, Наука, Москва (1988) (перевод: V. A. Belyakov, *Diffraction Optics of Complex-Structured Periodic Media*, Springer, New York (1992), Ch. 10, p. 333).
8. М. А. Андреева, Р. Н. Кузмин, *Мессбауэровская гамма-оптика*, Изд-во Московского университета (1982). *Мессбауэровская и рентгеновская оптика поверхности*, Изд-во Общественной академии наук, Москва (1996).
9. *Anomalous Resonance X-Ray Scattering*, ed. by G. Materlik, Springer, Berlin (1994).
10. В. А. Беляков, ЖЭТФ **108**, 741 (1995).
11. В. А. Беляков, Письма в ЖЭТФ **68**, 269 (1998).
12. A. Q. R. Baron, J. Arthur, S. L. Ruby, A. I. Chumakov, G. V. Smirnov, and G. S. Brown, Phys. Rev. B **50**, R10354 (1994).
13. L. Niesen, A. Mugarza, M. F. Rosu et al., Phys. Rev. B **58**, 8590 (1998).
14. V. A. Belyakov and I. V. Zhadenov, Phys. Lett. A **189**, 248 (1994).
15. V. A. Belyakov and S. V. Semenov, J. Synchrotron Rad. **5**, 943 (1998).
16. М. А. Андреева, Письма в ЖЭТФ **68**, 449 (1998).
17. В. Г. Кон, А. И. Чумаков, ЖЭТФ **114**, 3 (1998).