УДК 539.172.3:539.2:548.7

М. А. АНДРЕЕВА, С. Ф. БОРИСОВА, Р. Н. КУЗЬМИН

ТЕОРИЯ ОТРАЖЕНИЯ ОТ МЁССБАУЭРОВСКОГО ЗЕРКАЛА. АНИЗОТРОПНЫЙ СЛУЧАЙ

Введение. Зеркальное отражение мёссбауэровского излучения для скользящих углов падения было исследовано теоретически и экспериментально еще в 1963 г. группой Бернштейна [1, 2]. Наблюдение этого интересного явления обосновало возможность использования формализма классической оптики в гамма-диапазоне, и в частности введения показателя преломления мёссбауэровской среды n. Этот подход получил дальнейшее развитие и был использован для описания явления Фарадеевского вращения [3]. Одновременно работа Бернштейна открыла новые возможности для мёссбауэровской спектроскопии и для исследования особенностей магнитного упорядочения, а также аномалий вероятности эффекта Мёссбауэра в поверхностных областях и тонких пленках [4].

Для анализа результатов Бернштейн использовал известные формулы Френеля для коэффициентов отражения волн s- и p-поляризации, которые в случае скользящих углов падения θ приблизительно совпадают (α и β — углы падения и преломления, $\cos\alpha = \sin\theta \approx \theta$):

$$R = \left|\frac{\sin(\alpha-\beta)}{\sin(\alpha+\beta)}\right|^2 \cong \left|\frac{\sqrt{1-(1-n^2)\theta^{-2}}-1}{\sqrt{1-(1-n^2)\theta^{-2}}+1}\right|^2 \cong \left|\frac{\operatorname{tg}(\alpha-\beta)}{\operatorname{tg}(\alpha+\beta)}\right|^2. \qquad (1)$$

Случай отражения от поглощающей среды соответствует комплексному n. Эффект уменьшения коэффициента R в области углов полного отражения за счет поглощения подробно исследовался для рентгеновского излучения [5]. В [1] для вычисления показателя преломления мёссбауэровской среды n использовалось соотношение

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

где $f(0)$ — амплитуда когерентного ядерного резонансного рассеяния вперед; N — плотность резонансных ядер; $k=\omega/c$. В случае упорядоченных сверхтонких взаимодействий амплитуда $f(0)$, явный вид которой приведен, например, в [6], и, следовательно, n (2) оказываются зависящими от направления распространения и поляризации излучения. Таким образом, формула (1) «автоматически» обобщается на случай отражения от анизотропных сред. Однако известно, что формулы Френеля (1) справедливы при отражении от изотропной среды, а прием, использованный в [1], не имеет теоретического обоснования.

В настоящей работе на основе инвариантного метода Ф. И. Федорова [7, 8] получены коэффициенты отражения в самом общем случае, когда отражающая среда характеризуется комплексными тензорами диэлектрической и магнитной проницаемостей ε и μ, и проведены оценки различия полученных формул с формулой (1) для скользящих углов падения в некоторых частных случаях, а также рассмотрен вопрос о корректной перенормировке граничных условий при использовании обобщенной функции диэлектрической проницаемости $\tilde{\varepsilon}$ для мультипольного мёссбауэровского излучения.

§ 1. Решение граничной задачи в общем виде. Коэффициент отражения определяется отношением амплитуд отраженной и падающей волн, связь между которыми может быть найдена только из решения полной системы граничных условий (непрерывности тангенциальных компонент напряженностей электрического $\mathbf{E}$ и магнитного $\mathbf{H}$ полей и нормальных компонент векторов индукции $\mathbf{D}$ и $\mathbf{B}$):

$$\begin{cases} [\mathbf{E}_0+\mathbf{E}_1,\, \mathbf{q}] = [\mathbf{E}_2\mathbf{q}];\ [\mathbf{H}_0+\mathbf{H}_1,\, \mathbf{q}] = [\mathbf{H}_2\mathbf{q}]; \\ (\mathbf{D}_0+\mathbf{D}_1,\, \mathbf{q}) = (\mathbf{D}_2\mathbf{q});\ (\mathbf{B}_0+\mathbf{B}_1,\, \mathbf{q}) = (\mathbf{B}_2\mathbf{q}). \end{cases} \tag{3}$$

$\mathbf{q}$ — единичный вектор нормали к границе; индексы 0, 1, 2 соответствуют падающей, отраженной и преломленной волнам. Запишем уравнения Максвелла в виде

$$\mathbf{D} = \varepsilon\mathbf{E} = -[\mathbf{m}\mathbf{H}];\ \mathbf{B} = \mu\mathbf{H} = [\mathbf{m}\mathbf{E}], \tag{4}$$

где $\mathbf{m}$ — вектор рефракции [7]. Тогда с учетом того, что для первой среды $\varepsilon=\mu=1$, а в отражающей, вообще говоря, анизотропной или гиротропной среде возбуждаются две преломленные волны с различными векторами рефракции $\mathbf{m}_2^{(1)}$ и $\mathbf{m}_2^{(2)}$ система (3) преобразуется следующим образом:

$$\begin{cases} [\mathbf{E}_0+\mathbf{E}_1,\, \mathbf{q}] = \sum\limits_{i=1}^{2} [\mathbf{E}_2^{(i)}\mathbf{q}];\ [\mathbf{H}_0+\mathbf{H}_1,\, \mathbf{q}] = \sum\limits_{i=1}^{2} [\mathbf{H}_2^{(i)}\mathbf{q}]; \\ (\mathbf{E}_0+\mathbf{E}_1,\, \mathbf{q}) = -\sum\limits_{i=1}^{2} (\mathbf{m}_2^{(i)}\mathbf{H}_2^{(i)}\mathbf{q});\ (\mathbf{H}_0+\mathbf{H}_1,\, \mathbf{q}) = \sum\limits_{i=1}^{2} (\mathbf{m}_2^{(i)}\mathbf{E}_2^{(i)}\mathbf{q}). \end{cases} \tag{5}$$

Для решения системы (5) наиболее просто предположить, что поляризация падающей волны такова (будем называть ее собственной поляризацией падающей волны), что в отражающей среде возбуждается только одна из собственных волн [8]. При таком предположении второй индекс у векторов рефракции и амплитуд поля преломленной волны можно временно опустить. Система (5) естественно подразделяется на две подсистемы векторных уравнений вида

$$\begin{cases} (\mathbf{x}\mathbf{a}) = p, \\ [\mathbf{x}\mathbf{a}] = \mathbf{b} \end{cases}$$

относительно векторов $(\boldsymbol{E}_0+\boldsymbol{E}_1)$ и $(\boldsymbol{H}_0+\boldsymbol{H}_1)$, причем решением является вектор

$$\mathbf{x} = \mathbf{a}\frac{p}{a^2} + [\mathbf{a}\mathbf{b}]\frac{1}{a^2}.$$

Таким образом, (5) легко преобразуется в систему

$$\begin{cases} \mathbf{E}_0 + \mathbf{E}_1 = [\mathbf{q}[\mathbf{E}_2\mathbf{q}]] - \mathbf{q}(\mathbf{m}_2\mathbf{H}_2\mathbf{q}), \\ \mathbf{H}_0 + \mathbf{H}_1 = [\mathbf{q}[\mathbf{H}_2\mathbf{q}]] + \mathbf{q}(\mathbf{m}_2\mathbf{E}_2\mathbf{q}), \end{cases} \tag{6}$$

из которой легко может быть исключена одна из волн: падающая или отраженная, и установлена поочередно связь между собственной преломленной и соответствующими ей падающей и отраженной. Так, домножая векторно первое уравнение системы (6) на $\mathbf{m}_0$ и вычитая второе соотношение из первого, исключаем падающую волну. Вводя обычное представление для векторов рефракции отраженной и преломленной волн, учитывающее равенство тангенциальных компонент векторов рефракции $([\mathbf{m}_0\mathbf{q}] = [\mathbf{m}_1\mathbf{q}] = [\mathbf{m}_2\mathbf{q}])$,

$$\mathbf{m}_1 = \mathbf{m}_0 + \xi_1 \mathbf{q}, \tag{7}$$

$$\mathbf{m}_2 = \mathbf{m}_0 + \xi_2 \mathbf{q}, \tag{8}$$

получаем из системы (6) соотношение

$$\xi_1 [\mathbf{q}\,\mathbf{E}_1] = [\mathbf{E}_2\mathbf{q}]\,(\mathbf{m}_0\mathbf{q}) + [\mathbf{m}_0\mathbf{q}]\,(\mathbf{m}_2\mathbf{H}_2\mathbf{q}) + [\mathbf{q}\,[\mathbf{H}_2\mathbf{q}]]. \tag{9}$$

Поскольку в вакууме $(\mathbf{m}_1\mathbf{E}_1) = 0$, то, домножив (9) векторно на $\mathbf{m}_1$, получим с учетом $(\mathbf{m}_2\mathbf{H}_2\mathbf{q}) = (\mathbf{m}_0\mathbf{H}_2\mathbf{q})$ амплитуду отраженной волны:

$$\mathbf{E}_1 = \frac{1}{\xi_1}\left([\mathbf{m}_1[\mathbf{E}_2\mathbf{q}]] - [\mathbf{m}_1[\mathbf{m}_1[\mathbf{H}_2\mathbf{q}]]]\right), \tag{10}$$

и, следовательно,

$$\mathbf{H}_1 = [\mathbf{m}_1\mathbf{E}_1] = \frac{1}{\xi_1}\left([\mathbf{m}_1[\mathbf{m}_1[\mathbf{E}_2\mathbf{q}]]] + [\mathbf{m}_1[\mathbf{H}_2\mathbf{q}]]\right). \tag{11}$$

Аналогично для амплитуды падающей волны получаем

$$\mathbf{E}_0 = -\frac{1}{\xi_1}\left([\mathbf{m}_0[\mathbf{E}_2\mathbf{q}]] - [\mathbf{m}_0[\mathbf{m}_0[\mathbf{H}_2\mathbf{q}]]]\right), \tag{12}$$

$$\mathbf{H}_0 = -\frac{1}{\xi_1}\left([\mathbf{m}_0[\mathbf{m}_0[\mathbf{E}_2\mathbf{q}]]] + [\mathbf{m}_0[\mathbf{H}_2\mathbf{q}]]\right). \tag{13}$$

Соотношения (10)—(13) определяют собственные поляризации отраженной и падающей волн через собственные векторы $\mathbf{E}_2$ и $\mathbf{H}_2$ преломленной волны; $\mathbf{E}_2^{(i)}$ и $\mathbf{H}_2^{(i)}$ связаны между собой различным образом для каждой из преломленных волн, если векторы рефракции $\mathbf{m}_2^{(1)}$ и $\mathbf{m}_2^{(2)}$ различны. Коэффициент отражения для каждой из собственных волн имеет вид

$$R^{(i)} = \frac{\left|[\mathbf{m}_1[\mathbf{E}_2^{(i)}\mathbf{q}]] - [\mathbf{m}_1[\mathbf{m}_1[\mathbf{H}_2^{(i)}\mathbf{q}]]]\right|^2}{\left|[\mathbf{m}_0[\mathbf{E}_2^{(i)}\mathbf{q}]] - [\mathbf{m}_0[\mathbf{m}_0[\mathbf{H}_2^{(i)}\mathbf{q}]]]\right|^2} =$$

$$= \frac{\left|[\mathbf{m}_1[\mathbf{m}_1[\mathbf{E}_2^{(i)}\mathbf{q}]]] + [\mathbf{m}_1[\mathbf{H}_2^{(i)}\mathbf{q}]]\right|^2}{\left|[\mathbf{m}_0[\mathbf{m}_0[\mathbf{E}_2^{(i)}\mathbf{q}]]] + [\mathbf{m}_0[\mathbf{H}_2^{(i)}\mathbf{q}]]\right|^2}. \tag{14}$$

В случае неполяризованного падающего излучения при условии, что падающие собственные поляризации ортогональны, коэффициент отражения R равен сумме $R^{(i)}$. Падающее излучение произвольной поляризации несложно разложить по собственным поляризациям:

$$\mathbf{E}_0 = \sum_{i=1}^{2} C^{(i)} \{[\mathbf{m}_0 [\mathbf{E}_2^{(i)} \mathbf{q}]] - [\mathbf{m}_0 [\mathbf{m}_0 [\mathbf{H}_2^{(i)} \mathbf{q}]]]\}, \tag{15}$$

разложение обычно проводят при условии $|\mathbf{E}_0|^2 = 1$. Коэффициент отражения в этом случае равен

$$R = \left| \sum_{i=1}^{2} C^{(i)} \{[\mathbf{m}_1 [\mathbf{E}_2 \mathbf{q}]] - [\mathbf{m}_1 [\mathbf{m}_1 [\mathbf{H}_2^{(i)} \mathbf{q}]]]\} \right|^2. \tag{16}$$

В случае $\mu = 1$ выражения (11), (13) можно упростить:

$$\mathbf{H}_1 = \frac{1}{\xi_1} (\xi_2 [\mathbf{m}_1 \mathbf{E}_2] - (\mathbf{m}_2 \mathbf{E}_2) [\mathbf{m}_1 \mathbf{q}]), \tag{17}$$

$$\mathbf{H}_0 = -\frac{1}{\xi_1} ((\xi_2 - \xi_1) [\mathbf{m}_0 \mathbf{E}_2] - (\mathbf{m}_2 \mathbf{E}_2) [\mathbf{m}_0 \mathbf{q}]). \tag{18}$$

Соответственно упрощаются выражения (14)—(16). Из (17), (18) легко видеть, что отражение от анизотропной среды, вообще говоря, происходит иначе, чем от изотропной, так как для анизотропной среды $\mathbf{m}_2^{(i)} \mathbf{E}_2^{(i)}) \neq 0$. Полагая $(\mathbf{m}_2^{(i)} \mathbf{E}_2^{(i)}) = 0$, из (17) и (18) легко получить формулы Френеля в инвариантном виде (преломленная волна в этом случае одна $\xi_2^{(1)} = \xi_2^{(2)} = \xi_2$):

$$R = \left| \frac{\xi_2}{\xi_2 - \xi_1} \right|^2 \frac{|[\mathbf{m}_1 \mathbf{E}_2]|^2}{|[\mathbf{m}_0 \mathbf{E}_2]|^2} = \left| \frac{\sqrt{1 - (1-\varepsilon)\sin^{-2}\theta} - 1}{\sqrt{1 - (1-\varepsilon)\sin^{-2}\theta} + 1} \right|^2 \frac{|[\mathbf{m}_1 \mathbf{E}_2]|^2}{|[\mathbf{m}_0 \mathbf{E}_2]|^2}. \tag{19}$$

ξ_1 и ξ_2 здесь являются решениями волнового уравнения для изотропной среды:

$$\mathbf{m}^2 = (\mathbf{m}_0 + \xi \mathbf{q})^2 = 1 + 2\xi (\mathbf{m}_0 \mathbf{q}) + \xi^2 = \varepsilon. \tag{20}$$

Для $\varepsilon = 1$ получаем

$$\xi_1 = -2 \sin\theta, \tag{21}$$

а для $\varepsilon = \mathrm{const} \neq 1$ (отражающая изотропная среда)

$$\xi_2 = -\sin\theta + \sqrt{\sin^2\theta - (1-\varepsilon)}. \tag{22}$$

§ 2. Вычисление собственных поляризаций и коэффициентов отражения для случая $\varepsilon = 1 + a\mathbf{c}\cdot\mathbf{c}^*$. Чтобы оценить различия общих выражений для коэффициентов отражения в случаях анизотропного и изотропного образцов, необходимо конкретизировать вид анизотропии. Мы рассмотрим наиболее простой для вычислений случай, когда тензор диэлектрической проницаемости можно представить в диадном виде:

$$\varepsilon = 1 + a\mathbf{c}\cdot\mathbf{c}^*, \quad \mu = 1, \tag{23}$$

который позволяет учесть эффекты вынужденной гиротропии для мёссбауэровского излучения при наличии сверхтонких взаимодействий. Для ε вида (23) волновое уравнение

$$|1 + \mathbf{m}^{\times} \varepsilon^{-1} \mathbf{m}^{\times}| = 0$$

($\mathbf{m}^{\times}$ — тензор, дуальный вектору рефракции $\mathbf{m}$) принимает вид

$$(1-\mathbf{m}^2)^2\left[1-\mathbf{m}^2+\frac{a}{a+1}\;([\mathbf{mc}]\,[\mathbf{mc}^*])\right]=0. \tag{24}$$

Поскольку векторы рефракции преломленных волн ищем в виде (8), уравнение (24) приводится к уравнению шестой степени относительно комплексных множителей ξ

$$[\xi^2+2\xi(\mathbf{m}_0\mathbf{q})]^2\,\{\xi^2\gamma+2\xi(\mathbf{m}_0\mathbf{q})+\alpha-a\,|\,[\mathbf{m}_0\mathbf{c}]\,|^2\}=0. \tag{25}$$

Из четырех различных корней (25) только два соответствуют векторам рефракции, которые направлены внутрь кристалла и определяют преломленные волны:

$$\xi_2^{(1)}=0, \tag{26}$$

$$\xi_2^{(2)}=\gamma^{-1}\left\{-[(\mathbf{m}_0\mathbf{q})+\alpha]+\sqrt{[(\mathbf{m}_0\mathbf{q})+\alpha]^2+a\,|\,[\mathbf{m}_0\mathbf{c}]\,|^2\,\gamma}\right\}, \tag{27}$$

где введены обозначения:

$$\alpha=\frac{a}{2}\,[(\mathbf{m}_0\mathbf{c})\,(\mathbf{qc}^*)+(\mathbf{m}_0\mathbf{c}^*)\,(\mathbf{qc})];\quad \gamma=1+a\,|\,(\mathbf{qc})\,|^2. \tag{28}$$

Собственные поляризации для этих двух преломленных волн будем искать в виде [8, 9]:

$$\mathbf{H}\,\|\,\overline{(1+\mathbf{m}^{\times}\,\varepsilon^{-1}\,\mathbf{m}^{\times})}\,\mathbf{d}, \tag{29}$$

где $\mathbf{d}$ — произвольный вектор, а черта сверху означает взаимный тензор. Для ε вида (23), как нетрудно проверить,

$$\overline{(1+\mathbf{m}^{\times}\,\varepsilon^{-1}\,\mathbf{m}^{\times})}=(\mathbf{m}\cdot\mathbf{m}-\mathbf{m}^2)\left\{\mathbf{m}^2-1-\frac{a}{a+1}\,([\mathbf{mc}]\,[\mathbf{mc}^*])\right\}-$$

$$-\frac{a}{a+1}\,[\mathbf{mc}]\cdot[\mathbf{mc}^*].$$

После несложных преобразований, в результате которых произвольный вектор $\mathbf{d}$ полностью исключается, для поляризаций преломленных волн получаем выражения (с точностью до нормировки)

$$\mathbf{H}_2^{(1)}=[\mathbf{m}_2^{(1)}\,[\mathbf{m}_2^{(1)}\,\mathbf{c}^*]]=[\mathbf{m}_0\,[\mathbf{m}_0\,\mathbf{c}^*]], \tag{30}$$

$$\mathbf{H}_2^{(2)}=[\mathbf{m}_2^{(2)}\,\mathbf{c}]. \tag{31}$$

С помощью полученных нами соотношений (17), (18) найдем теперь собственные поляризации падающей и отраженной волн

$$\mathbf{H}_0^{(1)}=[\mathbf{m}_0\,[\mathbf{m}_0\,\mathbf{c}^*]],\qquad \mathbf{H}_1^{(1)}=0. \tag{32}$$

$$\mathbf{H}_0^{(2)}=\left(1-\frac{\xi_2^{(2)}}{\xi_1}\right)[\mathbf{m}_0\mathbf{c}],\quad \mathbf{H}_1^{(2)}\;\frac{\xi_2^{(2)}}{\xi_1}\,[\mathbf{m}_1\mathbf{c}]. \tag{33}$$

Поскольку $\xi_2^{(1)}=0$ (26), отраженную волну дает только волна $\mathbf{H}_0^{(2)}$, коэффициент отражения для которой, с учетом (21), (27) и (28), равен:

$$R=\left|\frac{\sqrt{(\sin\theta+\alpha)^2+a\,|\,[\mathbf{m}_0\mathbf{c}]\,|^2\,\gamma}-\sin\theta-\alpha}{\sqrt{(\sin\theta+\alpha)^2+a\,|\,[\mathbf{m}_0\mathbf{c}]\,|^2\,\gamma}+\sin\theta\,(2\gamma-1)-\alpha}\right|^2\,\frac{|\,[\mathbf{m}_1\mathbf{c}]\,|^2}{|\,\mathbf{m}_0\mathbf{c}]\,|^2}. \tag{34}$$

Различие коэффициентов отражения (19) и (34) имеет смысл оценивать для скользящих углов падения, так как для случая гамма-резонансного взаимодействия $a \sim 10^{-4}$. Необходимо также учесть, что при формальном обобщении (19) на анизотропный случай величине $\varepsilon - 1$ в (19) соответствует в наших обозначениях величина $a|[\mathbf{m}_0\mathbf{c}]|^2$. Легко видеть, что различие (19) и (34) при $a \sim 10^{-4}$ невелико, однако не всегда им можно пренебречь. Так, множитель $|[\mathbf{m}_1\mathbf{E}_2]|^2 \cdot |[\mathbf{m}_0\mathbf{E}_2]|^{-2}$ в (19) для скользящих углов падения может отличаться от единицы на величину $\sim \theta^2$, так что им можно пренебречь, а множитель $|[\mathbf{m}_1\mathbf{c}]|^2 \cdot |[\mathbf{m}_0\mathbf{c}]|^{-2}$ в (34) — на величину $\sim \theta$. При условии $-a|[\mathbf{m}_0\mathbf{c}]|^2 = \theta_{\text{кр}} \approx (\sin\theta + \alpha)^2$ подкоренные выражения в (19) и (34) обращаются в нуль, а коэффициенты отражения принимают вид

$$R_{\text{изотр}} = \frac{|[\mathbf{m}_1\mathbf{E}_2]|^2}{|[\mathbf{m}_0\mathbf{E}_2]|^2} \approx 1; \quad R_{\text{аниз}} \approx \left|1 - \frac{2\alpha}{\theta}\right|^2 \frac{|[\mathbf{m}_1\mathbf{c}]|^2}{|[\mathbf{m}_0\mathbf{c}]|^2} \approx 1.$$

В отличие от $R_{\text{изотр}}$ обращение $R_{\text{аниз}}$ в единицу происходит для угла полного отражения $\theta_{\text{кр}}$ за счет компенсации анизотропных поправок первого порядка малости по θ двух составляющих $R_{\text{аниз}}$ множителей, как следует из подробного анализа. Когда же условие $\theta^2 = -a|[\mathbf{m}_0\mathbf{c}]|^2$ не выполняется, такой компенсации не происходит. Варьирование действительной и мнимой частей a, которое соответствует смещению энергии падающего излучения в области резонанса, обнаруживает, что различие (19) и (34) для скользящих углов падения может достигать нескольких процентов.

§ 3. Коэффициент отражения для мультипольных переходов. Для наиболее распространенных мёссбауэровских изотопов Fe^{57}, Sn^{119} и многих других мёссбауэровский переход является магнитно-дипольным, что соответствует, вообще говоря, $\varepsilon = 1$, $\mu \neq 1$. Мы рассмотрим для сравнения с результатами § 2 случай

$$\varepsilon = 1, \quad \mu = 1 + a\,\mathbf{c}\cdot\mathbf{c}^*. \tag{35}$$

Общее волновое уравнение $|1 + \mathbf{m}^\times \varepsilon^{-1} \mathbf{m}^\times \mu^{-1}| = 0$ в случае (35) также приводится к выражению (24), и, таким образом, векторы рефракции для случаев (23) и (35) одинаковы. Однако соотношение (29), определяющее поляризации преломленных волн, аналогично теперь выражению

$$\mathbf{E} \parallel \overline{(1 + \mathbf{m}^\times \mu^{-1} \mathbf{m}^\times)}\,\mathbf{d} \tag{36}$$

и, следовательно, теперь

$$\mathbf{E}_2^{(1)} = [\mathbf{m}_0[\mathbf{m}_0\mathbf{c}^*]], \tag{37}$$

$$\mathbf{E}_2^{(2)} = [\mathbf{m}_2^{(2)}\mathbf{c}]. \tag{38}$$

Из общих формул (10), (12) для взаимодействующей волны (38) получаем выражения вполне аналогичные (32) и (33):

$$\mathbf{E}_0^{(1)} = [\mathbf{m}_0[\mathbf{m}_0\mathbf{c}^*]]; \quad \mathbf{E}_1^{(1)} = 0;$$

$$\mathbf{E}_0^{(2)} = [\mathbf{m}_0\mathbf{c}]\left(1 - \frac{\xi_2^{(2)}}{\xi_1}\right); \quad \mathbf{E}_1^{(2)} = \frac{\xi_2^{(2)}}{\xi_1}[\mathbf{m}_1\mathbf{c}],$$

откуда непосредственно следует, что, как и следовало ожидать, коэффициенты отражения в случаях (23) и (35) ничем не отличаются.

В последнее время, используя инвариантность уравнений Максвелла относительно перенормировки полей типа

$$\mathbf{D} \to \widetilde{\mathbf{D}} = \mathbf{D} + 4\,\pi c \int_0^t \operatorname{rot} \mathbf{M}\, dt', \quad \varepsilon \to \widetilde{\varepsilon};$$

$$\mathbf{H} \to \widetilde{\mathbf{H}} = \mathbf{B} = \mathbf{H} + 4\pi \mathbf{M}; \quad \mu \to \widetilde{\mu} = 1, \tag{39}$$

часто пользуются обобщенным тензором диэлектрической проницаемости $\widetilde{\varepsilon}$, учитывающим наведение токов как электрического, так и магнитного типов одновременно. Однако граничные условия (3) не являются инвариантными относительно перенормировки (39). Для решения граничных задач и вычисления, в частности, коэффициента отражения необходимо различать в $\widetilde{\varepsilon}$ вклады, обусловленные токами электрического и магнитного типов [10]. Соотношения (10)—(13) для перенормированных полей обязательно будут в явном виде содержать μ. Так, разложение для падающей волны (15) и соответствующий ему коэффициент отражения (16) после перенормировки (39) должны быть записаны в виде:

$$\widetilde{\mathbf{E}}_0 = \sum_{i=2}^{2} C^{(i)} \{[\mathbf{m}_0 [\mathbf{E}_2^{(i)} \mathbf{q}]] - [\mathbf{m}_0 [\mathbf{m}_0 [\mu^{-1} \mathbf{H}_2^{(i)}, \mathbf{q}]]]\},$$

$$R = \Big| \sum_{i=1}^{2} C^{(i)} \{[\mathbf{m}_1 [\mathbf{E}_2^{(i)} \mathbf{q}]] - [\mathbf{m}_1 [\mathbf{m}_1 [\mu^{-1} \mathbf{H}_2^{(i)}, \mathbf{q}]]]\} \Big|^2.$$

Соотношения же (17), (18) для перенормированных полей несправедливы. Легко видеть, что теперь они приведут к ошибочному результату. Так, после перенормировки (39) случай (35) сводится к

$$\widetilde{\varepsilon} = \varepsilon + \mathbf{m}^{\times} (\mu^{-1} - 1)\, \mathbf{m}^{\times} = 1 + \frac{a}{a+1} [\mathbf{mc}] \cdot [\mathbf{mc}^*], \quad \widetilde{\mu} = 1, \tag{40}$$

и если принять, что соотношения (17), (18) справедливы для перенормированных полей $\widetilde{\mathbf{E}}_2$, $\widetilde{\mathbf{H}}_2$, мы получим вместо (34) неверный результат для коэффициента отражения:

$$R = \left| \frac{\xi_2^{(2)}}{\xi_2^2 - \xi_1} \right|^2 \frac{|\,[\mathbf{m}_1 [\mathbf{m}_2 \mathbf{c}]]\,|^2}{|\,[\mathbf{m}_0 [\mathbf{m}_2 \mathbf{c}]]\,|^2}. \tag{41}$$

Существенно также, что при неправильной перенормировке граничных условий собственные поляризации падающей волны оказываются неортогональными. Легко видеть, что количественные различия коэффициентов отражения (41) и (34) для скользящих углов падения такие же, как и различия коэффициентов (34) и (19).

Проведенный в работе анализ отражения от анизотропной среды показал, что формальное введение зависящего от направления распространения и поляризации излучения показателя преломления в формулы Френеля дает лишь приближенное значение коэффициента отражения для анизотропного случая, и отличие его от правильной формулы может быть обнаружено в эксперименте даже для слабой анизотропии ($a \sim 10^{-4}$) и скользящих углов падения ($\theta \sim 10^{-2}$). Общие формулы (14)—(16), полученные в настоящей работе, дают правильное значение коэффициента отражения в самом общем случае, при условии, что задача нахождения собственных поляризаций преломленных волн ($\mathbf{E}_2^{(l)}$, $\mathbf{H}_2^{(l)}$) решена. Пример решения такой задачи для частного случая $\varepsilon = 1 + a\mathbf{c} \cdot \mathbf{c}^*$, $\mu = 1$ приведен в § 2. Общие методы решения такого типа задач развиты в [8]. Можно ожидать, что для более сложного вида тензоров ϵ и μ различия коэффициентов отражения, вычисленных по формулам (1) и (14)—(16), могут быть более существенными даже для скользящих углов падения.

Теория эффекта отражения является конкретным примером того, что знание только показателя преломления среды оказывается недостаточным для полного и корректного описания оптических свойств и явлений. Однако для мёссбауэровского излучения до сих пор не предпринималось попыток построения на основе микроскопического подхода тензоров диэлектрической и магнитной проницаемостей для различных мультипольностей мёссбауэровских переходов и различных случаев сверхтонких взаимодействий. Теоретические работы по мёссбауэровской оптике ограничивались рассмотрением показателя преломления мёссбауэровской среды [1—3, 11].

Использование общей теории оптики анизотропных и гиротропных сред и ее развитие для случая взаимодействия гамма-резонансного излучения с кристаллами, содержащими мёссбауэровские ядра, представляет определенный интерес, поскольку в экспериментах с мёссбауэровским излучением возможно в широких пределах варьировать параметры активной среды за счет внешних воздействий.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bernstein S., Campbell E. C. «Phys. Rev.», 1963, 132, 1625.
2. Bernstein S., Campbell E. C., Nestor C. W. (Jr.) «J. Phys. Chem. Solids», 1965, 26, 883.
3. Blume M., Kistner O. C. «Phys. Rev.», 1968, 171, 417.
4. Paund P. V. Int. conf. appl. Mössbauer effect. Kyoto. Japan. 1978.
5. Compton A. H., Allison S. K. X-rays in Theory and Experiment. N. Y., 1943.
6. Trammell G. T. «Phys. Rev.», 1962, 126, 1045.
7. Федоров Ф. И. Оптика анизотропных сред. Минск, 1958.
8. Федоров Ф. И. Теория гиротропии. Минск, 1976.
9. Андреева М. А., Борисова С. Ф., Кузьмин Р. Н. «Физ. тв. тела», 1978, 20, 3173.
10. Hornreich R. M., Shtrikman S. «Phys. Rev.», 1968, 171, 1065.
11. Айвазян Ю. М., Беляков В. А. «Физ. тв. тела», 1971, 13, 968.

Кафедра
физики твердого тела

Поступила в редакцию
17.03.78