УДК 548.7

А. В. КОЛПАКОВ, В. М. РЯБОЙ

О КОЭФФИЦИЕНТЕ ОТРАЖЕНИЯ КВАЗИМОНОХРОМАТИЧЕСКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ОТ СОВЕРШЕННОГО КРИСТАЛЛА

Рентгеновское излучение, даже предварительно монохроматизированное, всегда имеет спектральную ширину, сравнимую с шириной дарвиновской кривой. Это сказывается на коэффициенте отражения и является, в частности, причиной, почему прямое наблюдение дарвиновской кривой было проведено лишь недавно [1] с использованием ядерного γ-излучения без отдачи, спектральная ширина которого на шесть—восемь порядков меньше [2].

Коэффициент отражения плоской немонохроматической волны от кристалла можно представить в следующем виде:

$$R(\theta)=\int\limits_{-\infty}^{+\infty} f(\omega)\, r(\omega,\ \theta)\, d\omega, \tag{1}$$

где $f(\omega)$ — спектр частот падающего излучения; $r(\omega,\ \theta)$ — коэффициент отражения монохроматического излучения.

Мы рассмотрим случай брэгговского отражения от полубесконечного идеального кристалла с поглощением. В этом случае коэффициент отражения $r(\omega,\ \theta)$ определяется известной формулой Дарвина—Принса [3]

$$r(\omega,\ \theta)=\left|\frac{1+i\dfrac{B}{A}}{\eta_\omega+\eta_\theta+\dfrac{1}{\gamma}-i\dfrac{\beta}{A}\pm\left[\left(\eta_\omega+\eta_\theta+\dfrac{1}{\gamma}-i\dfrac{\beta}{A}\right)^2-\left(1+i\dfrac{B}{A}\right)^2\right]^{1/2}}\right|^2, \tag{2}$$

в которой учтена возможность отклонения от условия дифракции как за счет изменения угла падения, так и за счет изменения частоты [4].

В [2] введены следующие обозначения: $\eta_\theta=\dfrac{\theta-\theta_1}{\gamma\Delta\theta_0}$; $\eta_\omega=\dfrac{\omega-\omega_1}{\gamma\Delta\omega_0}$, где $\Delta\omega_0=F_1=\omega_0\delta/\sin^2\theta_0$ — частотная ширина кривой отражения, θ — исправленный угол Брэгга, и ω_1 — центр тяжести спектрального распределения. Все остальные обозначения обычные [3].

Спектральное распределение падающего излучения будем считать лоренцевским:

$$f(\omega)=\frac{1}{\pi\tau}\left[(\omega-\omega_0)^2+1/\tau^2\right]^{-1}, \tag{3}$$

где спектральная функция $f(\omega)$ нормирована на единицу: $\int f(\omega)\,d\omega=1$. Вводя в (3) обозначения, принятые в выражении (2), получаем

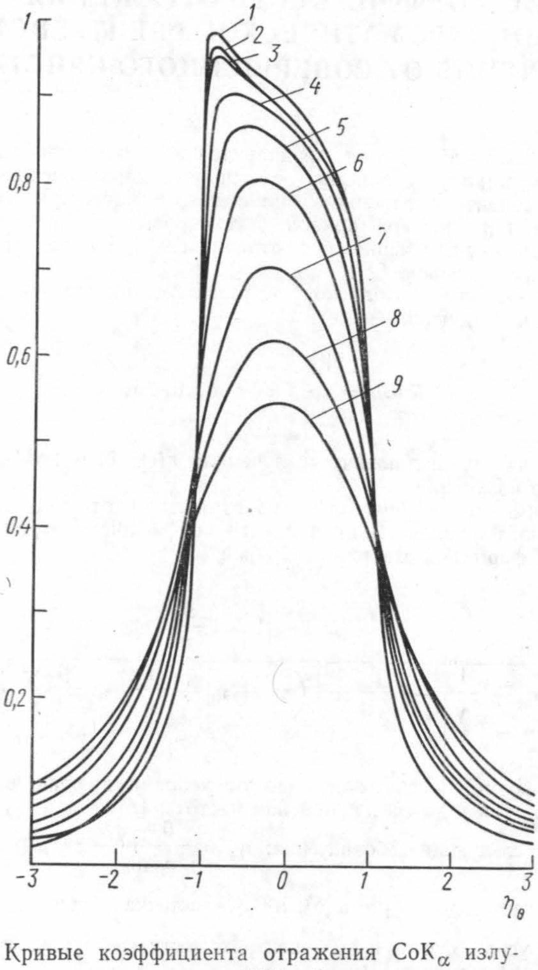
$$f(\eta_\omega)=\frac{\Gamma}{\pi\gamma_\Delta\,\omega_0}\left[\left(\eta_\omega+\frac{1}{\gamma}\right)^2+\Gamma^2\right]^{-1}, \tag{3a}$$

где $\Gamma=1/\tau\gamma_\Delta\,\omega_0$ — спектральная ширина падающего излучения, выраженная в единицах ширины области полного отражения дарвиновской кривой.

Подставляя (2) и (3а) в (1), можно определить коэффициент отражения немонохроматического излучения. Интеграл в (1) взят численно на вычислительной машине «Минск-2» для следующих значений относительной ширины спектрального распределения падающего излучения: Γ=0,001; 0,01; 0,05; 0,1; 0,2; 0,4; 0,6; 0,8.

При вычислении интеграла использованы значения параметров $\beta/A=0{,}058$ и $B/A=0{,}056$ для отражения от плоскости (220) германия излучения Co K_{α_1} [5].

Этот случай интересен тем, что отражение (220) в работе [6] предложено использовать для рентгеновского интерферометра и резонатора. Результаты интегрирования показаны на рисунке. Построено семейство кривых отражения в зависимости от относительной угловой переменной $\eta(\theta)$. Параметром является величина Γ. Переход к абсолютным значениям угловых и частотных отклонений можно совер-



Кривые коэффициента отражения CoK_α излучения от плоскости (220) Ge для различных значений относительной ширины спектра первичного излучения. *1* — $\Gamma=0$, *2* — $\Gamma=0{,}001$, *3* — $\Gamma=0{,}01$, *4* — $\Gamma=0{,}05$, *5* — $\Gamma=0{,}1$, *6* — $\Gamma=0{,}2$, *7* — $\Gamma=0{,}4$, *8* — $\Gamma=0{,}6$, *9* — $\Gamma=0{,}8$

шить, используя (3а). На том же рисунке приведена кривая отражения Дарвина, соответствующая идеально монохроматическому излучению $\Gamma=0$.

Кривые коэффициента отражения достаточно близки к дарвиновской кривой только при $\Gamma\leqslant10^{-2}$. В интервале $\Gamma\leqslant0{,}1$ кривые имеют ярко выраженный пик в области полного отражения $|\eta\theta|<1$. При больших значениях Γ асимметрия кривой постепенно пропадает, и, наконец, начиная с $\Gamma=0{,}8$ (максимум этой кривой находится при $\eta\,\theta=-0{,}1$) она становится практически симметричной.

В заключение отметим, что общий ход изменения коэффициента отражения не зависит от конкретного выбора параметров β/A и B/A, однако при заданной ширине спектра падающего излучения в зависимости от индексов отражения исчезновение области полного отражения может наступать при различных значениях параметра Γ.

Авторы благодарят проф. В. И. Иверонову за полезное обсуждение этой работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Bearden J. A., Marzolf J. G., Thausen J. S. Acta Cryst., **A 24**, 295, 1968.
2. Фрауэнфельдер Г. Эффект Мёссбауэра. М., 1964.
3. Джеймс Р. «Оптические принципы дифракции рентгеновских лучей». М., 1950.
4. Kolpakov A. V., Kuzmin R. N., Ryaboy V. M. J. Appl. Phys., **41**, 3549, 1970.
5. Миркин Л. И. Справочник по рентгеноструктурному анализу поликристаллов. М., 1961.
6. Deslattes R. D. Appl. Phys. Lett., **12**, 133, 1968.

Поступила в редакцию
5.6 1972 г.

Кафедра
физики твердого тела

УДК 621.375.93

И. В. ИВАНОВ

ОБ ОСОБЕННОСТИ РАБОТЫ В ПАРАМЕТРИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ НЕЛИНЕЙНЫХ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ РАСПРЕДЕЛЕННОГО ТИПА

Сегнетоэлектрические резонаторы СВЧ могут с успехом работать в электрически-управляемых системах, обеспечивая существенно большую чувствительность к управляющему статическому или низкочастотному полю, чем нелинейные элементы сосредоточенного типа, выполненные из того же сегнетоэлектрического материала [1]. Для того чтобы решить вопрос о том, в какой мере эта повышенная чувствительность сохраняется и по отношению к СВЧ полю накачки и нельзя ли на основе этого снизить потребную для параметрического усиления мощность накачки, рассмотрим сегнетоэлектрический резонатор в виде отрезка линии передачи ТЕМ-типа. Пусть, для определенности концы отрезка будут разомкнуты, так что собственные функции отрезка будут:

$$\varphi_n = \sqrt{\frac{2}{C_0 l}} \cos\frac{n\pi}{l} x, \tag{1}$$

где l — длина отрезка, n — номер типа колебаний, C_0 — распределенная емкость. Пусть, далее, диэлектрическая проницаемость и погонная емкость линейно зависят от поля СВЧ:

$$C = C_0 (1 + \alpha u), \tag{2}$$

где α — коэффициент динамической нелинейности, [2], а u — мгновенное значение СВЧ напряжения в данной точке элемента. При малости нелинейности вопрос о модуляции собственной частоты n-го тона резонатора электрическим полем накачки на k-том тоне сводится к вычислению интеграла:

$$\int_0^l \cos\frac{k\pi}{l} x \cdot \cos^2 \frac{n\pi}{l} x \cdot dx \tag{3}$$

(метод малых возмущений, [3]). Интеграл отличен от нуля лишь при $2n = k$. Оказывается, что тот же вывод о возможности параметрической накачки лишь на избранных типах колебаний нелинейного элемента распределенного типа может быть сделан при рассмотрении механизма параметрического взаимодействия в сегнетоэлектрическом резонаторе.

Если представить себе, что накачка на k-том тоне рассматриваемого элемента совершается достаточно интенсивным полем, а все остальные возможные колебания резонатора происходят с бесконечно малой амплитудой, то в такой постановке задача может быть решена путем линеаризации уравнений движения. Пусть колебания накачки модулируют погонную емкость резонатора по закону: