Письма в ЖЭТФ, том 41, вып. 2, стр. 53 – 55 *25 января 1985 г.*

РАССЕЯНИЕ НЕЙТРОННОГО И РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ДИАПАЗОНЕ 10 – 300 Å НА ПЕРИОДИЧЕСКИХ СТРУКТУРАХ С ШЕРОХОВАТЫМИ ГРАНИЦАМИ

С.В.Гапонов, В.М.Генкин, Н.Н.Салащенко, А.А.Фраерман

В приближении малого рассеяния построена теория реальных многослойных нейтронных и рентгеновских зеркал. Результаты объясняют имеющиеся экспериментальные данные и могут быть использованы при создании отражающих элементов с оптимальными характеристиками.

Несмотря на большое число работ, посвященных расчету и исследованию многослойных рентгеновских и нейтронных зеркал в диапазоне длин волн 1 – 300 Å [1–5] до сих пор не построена теория, удовлетворительно описывающая реальные структуры. Общими для этого диапазона являются малая оптическая плотность всех материалов $|\epsilon - 1| \ll 1$ и наличие неровностей границ раздела слоев, которые могут быть сравнимы с длиной волны. Для рентгеновского излучения ситуация осложняется значительным поглощением, характерным для всех веществ в этом диапазоне. В общем случае надо рассматривать структуры из поглощающих слоев с шероховатыми границами.

В настоящей работе, кроме обычно используемого условия малости скачка ϵ на границах раздела, мы воспользуемся тем обстоятельством, что для практических приложений в первую очередь важно адекватное описание хороших оптических систем и поэтому можно ограничиться случаем, когда суммарная интенсивность диффузно рассеянного многослойной структурой излучения много меньше интенсивности излучения, распространяющегося в зеркальном направлении. Так как законы сложения диффузной и зеркальной компонент могут отличаться, это условие не обязательно должно выполняться при рассеянии на одной границе.

Используя малость скачка ϵ можно найти в борновском приближении индикатриссу рассеяния излучения от поверхности с произвольными характеристиками шероховатой границы. В случае гауссовой функции распределения неровностей выражение для средней интенсивности излучения в элемент телесного угла $d\Omega$ имеет вид

$$\left\langle \frac{dT}{d\Omega} \right\rangle = \frac{k_0^5 I_0}{q_z^2 k_{1z}} |\chi_0|^2 \exp(-q_z^2\sigma^2)\{\delta(\mathbf{p}) + 2\pi \int_0^\infty \rho J_0(p\rho)[\exp[q_z^2\sigma^2\psi(\rho)] - 1]\,d\rho\}, \quad (1)$$

где $\chi_0 = (1-\epsilon)/4\pi$ – диэлектрическая восприимчивость среды, $\mathbf{q} = \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2$, $\mathbf{k}_1$ и $\mathbf{k}_2$ – волновые вектора падающей и рассеянной волн, $k_0 = |k_1|$, q_z и $\mathbf{p}$ – проекции вектора $\mathbf{q}$ на нормаль к поверхности и плоскость XY, I_0 – интенсивность падающей волны, $\delta(\mathbf{p})$ – дэльта-функция, $\psi(\rho)$ – корреляционная функция шероховатостей, σ^2 – дисперсия.

Так как решение найдено в приближении однократного рассеяния, формула (1) совпадает (с точностью до множителя) с результатом, получаемым методом Кирхгофа [6]. Из выражения (1) видно, что с уменьшением радиуса корреляции l первое слагаемое, представляющее зеркальную компоненту отражения, не меняется, а второе – диффузная компонента – падает, т. е. мелкомасштабные неровности согласуют импедансы сред на границе. Этим обстоятельством можно воспользоваться для описания распространения волн в многослойной структуре с шероховатыми границами.

В случае пренебрежимо малых потерь на рассеяние, многослойную структуру можно рассматривать состоящей из слоев с плавным распределением ϵ на границах между ними. Коэффициент отражения зеркальной компоненты для s-поляризации, полученный методом укороченных уравнений [7], имеет вид

$$R = \left| \frac{k_0^2 a_1 \varphi_0 \operatorname{th}\gamma L}{\delta \operatorname{th}\gamma L + i q_0 \gamma} \right|^2, \tag{2}$$

где $\gamma = (1/q_0)\sqrt{k_0^4 a_1^2 \varphi_0^2 - \delta^2}$ – инкремент затухания поля; $\delta = k_0^2(a_0 - \sin^2\theta) - (q_0^2/4)$; $a_0 = \epsilon_1(d_1/d) + \epsilon^2(d_2/d)$ и $a_1 = ((\epsilon_1 - \epsilon_2)/\pi)\sin(\pi d_1/d)$ – амплитуды нулевой и первой гармоник в разложении диэлектрической проницаемости структуры без шероховатостей в ряд Фурье, $d_{1,2}$ – толщины слоев с диэлектрическими проницаемостями $\epsilon_{1,2}$, d – период структуры; $q_0 = 2\pi/d$, θ – угол падения излучения; $L = Nd$ – толщина структуры; $\varphi_0 = \exp(-{}^1/_2\, q_0^2 \sigma^2)$. Для отражения p-поляризованного излучения формула имеет аналогичный вид с заменой $a_1 \to a_1 \cos 2\theta$. Более сложным является вопрос о границе применимости полученного выражения. Для ответа на него необходимо рассмотреть взаимодействие рассеянных в многослойной структуре волн. Здесь можно выделить два предельных случая: неоднородности на границах раздела повторяют друг друга (коррелированные неоднородности) и шероховатости границ статистически независимы.

Потери на расстояние в структуре с некоррелированными шероховатостями можно получить при некогерентном сложении рассеяния от отдельных слоев. Очевидно, результат будет близок к произведению интегральной (по всем импульсам **p**) интенсивности диффузной компоненты от одной поверхности на число рассеивающих границ. Угловая зависимость интенсивного рассеяния не должна зависеть от $N_{эфф}$. Можно показать, что в случае коррелированных межплоскостных шероховатостей диффузная компонента будет складываться когерентно, т. е. интенсивность пропорциональна $N^2_{эфф}$. Однако из фазовых соотношений видно, что направления эффективного увеличения интенсивности должны совпадать с диаграммой направленности идеальной структуры и ширина основного лепестка диаграммы обратно пропорциональна количеству эффективно отражающих слоев $\sim(1/N_{эфф}) \sim \gamma d$. Таким образом интегральная интенсивность потерь, как и в первом случае, пропорциональна $N_{эфф}$. Строгое решение дает для интегральной интенсивности рассеянного излучения в случае крупномасштабных неровностей ($\mu = k_0^2 a_1 l^2 \gg 1$) $J \simeq q_0^2 \sigma^2$ и в обратном предельном случае ($\mu \ll 1$) $J \simeq 2\pi k_0^2 a l^2 q_0^2 \sigma^2$, которое определяет требование малости рассеяния $J \ll 1$. Интегральная интенсивность рассеянного излучения пропорциональна $N^2_{эфф}$, когда ширина диаграммы рассеяния от одной поверхности много меньше ширины диаграммы направленности многослойной структуры: $k_0^2 l^2 \gg N_{эфф}$. Это условие, определяющее область параметров, при которых справедливо приближение Кирхгофа, более жесткое по сравнению с обычно применяемым $k_0 l \gg 1$.

Полученные выражения позволяют объяснить наблюдающиеся закономерности в амплитудных, частотных и угловых характеристиках многослойных элементов и компенсировать или использовать неизбежные в этом диапазоне несовершенства структуры. В частности, из выражения (2) следует, что на структурах с межплоскостными шероховатостями при условиях, когда $(\mathrm{Im}a_1)^2 < (\mathrm{Re}a_1)^2$ можно получить лучшее спектральное и угловое разрешение.

Авторы благодарят В.И.Беспалова и А.В.Гапонова-Грехова за полезные замечания.

Литература

1. *Barbee T.W.* AIP Pros. **75**, Conf. Low Energy *X*-ray Diagnostics. Ed. Attwood D.T., Henke B.L., 1981, 131.
2. *Spiller E.* In ref. 1, 124.
3. *Ахсахалян А.Д., Гапонов С.В., Гусев С.А. и др.* ЖТФ, 1984, **54**, 747.
4. *Rosenbluth A.E., Forsyth J.M.* In ref. 1, 280.
5. *Saxena A.M., Schoenborn B.P.* Acta Cryst., 1977, A **33**, 805.
6. *Рытов С.М., Кравцов Ю.А., Татарский В.И.* Введение в статистическую радиофизику, часть II, М.: Наука, 1978.
7. *Виноградов А.В., Зельдович Б.Я.* Оптика и спектроскопия, 1977, **42**, 709.

Институт прикладной физики
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
11 ноября 1984 г.