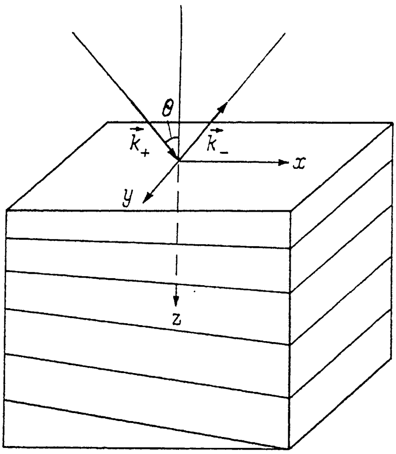
К ТЕОРИИ СУПЕРЗЕРКАЛ РЕНТГЕНОВСКОГО ДИАПАЗОНА

А. С. Мельников, А. А. Фраерман

В настоящее время в качестве отражающих селективных элементов рентгенооптики широко используются многослойные периодические структуры [1]. В ряде случаев, однако, возникает необходимость создания широкополосных устройств с заданной формой спектральной характеристики или зеркал с большим интегральным коэффициентом отражения. В нейтронной оптике для этих целей используются структуры с меняющимся периодом [2], получившие название суперзеркала. Решение вопроса о целесообразности использования суперзеркал для рентгеновского излучения требует дополнительного анализа в связи с наличием поглощения. Спектральные характеристики суперзеркал для рентгеновского излучения на длинах волн ~8 и 23.6 Å экспериментально изучались в работе [3], где рассмотрены два возможных варианта изменения периода: зеркала с периодом, меняющимся вдоль нормали к входной поверхности и перпендикулярно этой нормали. В дальнейшем мы будем называть их z-зеркало и x-зеркало соответственно (см. рисунок). Однако достаточное теоретическое рассмотрение таких зеркал в [3] отсутствует. Целью работы является аналитический расчет отражательных характеристик суперзеркал в рентгеновском диапазоне длин волн и определение возможностей использования таких структур.



Рассмотрим распространение электромагнитного излучения в среде с квазипериодической диэлектрической проницаемостью

$$\varepsilon(x, y, z) = 1 + a_0 + \sum_{n=1} a_n \cos(nq(x, y, z)z), \tag{1}$$

где a_n — амплитуды разложения диэлектрической проницаемости в ряд Фурье структуры с постоянным периодом. При этом предполагается, что соотношение толщин пленок, составляющих период, не зависит от координат, а $q(x, y, z)$ — медленная функция координат

$$a_0 = (\varepsilon_1 - 1)\beta + (\varepsilon_2 - 1)(1 - \beta), \quad a_n = 2\frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_2}{\pi n}\sin(\pi n\beta),$$

$\varepsilon_{1,2}$ — комплексные диэлектрические проницаемости веществ, составляющих зеркало; β — отношение толщины одного из слоев к периоду. Учитывая, что в рентгеновском диапазоне длин волн диэлектрическая проницаемость всех веществ близка к единице, для амплитуд встречных волн имеем систему укороченных уравнений

$$i(\mathbf{k}_+, \nabla) E_+ = \frac{k_0^2}{2}\left(a_0 E_+ + \frac{a_1}{2} E_- e^{2i\Delta z}\right), \tag{2}$$

$$i(\mathbf{k}_-, \nabla) E_- = \frac{k_0^2}{2}\left(a_0 E_- + \frac{a_1}{2} E_+ e^{-2i\Delta z}\right), \tag{3}$$

где $\mathbf{k}_\pm$, $E_\pm$ — волновые векторы и амплитуды падающей и отраженной волн. Расстройка Δ зависит от координат и равна

$$\Delta(x, y, z) = k_0 \cos\theta - q(x, y, z)/2,$$

θ — угол падения (см. рисунок). Система уравнений (2), (3) получена для s-поляризации падающей волны без учета изменения поляризации излучения при его распространении в глубь структуры. Граничные условия для уравнений (2), (3)

$$E_+(x, y, 0) = 1, \quad E_-(x, y, L) = 0, \tag{4}$$

L — длина зеркала вдоль z.

Рассмотрим x-зеркало, для которого q не зависит от z. Разложим $q(x, y)$ в ряд Тейлора в точке (x_0, y) с точностью до квадратичных членов

$$q(x, y) = q(x_0, y) = \frac{\partial q(x_0, y)}{\partial x}\xi + \frac{1}{2}\frac{\partial^2 q(x_0, y)}{\partial x^2}\xi^2.$$

Условие того, что в разложении фазы $\Delta(x, y)z$ можно ограничиваться линейными членами по ξ выглядит следующим образом:

$$\frac{1}{q}\frac{\partial^2 q}{\partial x^2}\Bigg|_{x_0, y} N_{\text{эфф}} L_x^2 \ll 1, \tag{5}$$

$N_{\text{эфф}}$ — число эффективно отражающих периодов; L_x — область x, оказывающая существенное влияние на отражение в точке (x_0, y)). Учтем, что

$$L_x \sim \frac{1}{q}\operatorname{tg}\theta N_{\text{эфф}},$$

и перепишем (5)

$$\frac{1}{q^3}\frac{\partial^2 q}{\partial x^2}\Bigg|_{x_0, y} N_{\text{эфф}}^3 \operatorname{tg}^2\theta \ll 1.$$

Если (5) выполнено, то можно получить точное решение системы (2), (3). Используя замену

$$E_- = V\exp\left\{\frac{i\operatorname{ctg}\theta}{(\partial q/\partial x)_{x_0, y}}\left(\Delta(x_0, y) - \frac{1}{2}\frac{\partial q}{\partial x}\Bigg|_{x_0, y}(\xi + z\operatorname{tg}\theta)\right)^2\right\}, \tag{6}$$

для $V(x, y, z)$ получим дифференциальное уравнение с постоянными коэффициентами, которые можно решить, используя, например, фурье-преобразование по x. Тогда амплитуда отраженной волны в плоскости $z = 0$ имеет вид

$$E_-(x, y) = \int_{-\infty}^{\infty}\rho(\delta)\, G(\delta, x, y)\, d\delta, \tag{7}$$

где

$$\rho(\delta) = -\frac{k_0 a_1}{4\cos\theta}\frac{\operatorname{tg}\left(\sqrt{(\delta + k_0 a_0/2\cos\theta)^2 - (k_0 a_1/4\cos\theta)^2}\, L\right)}{\delta\operatorname{tg}\left(\sqrt{(\delta + k_0 a_0/2\cos\theta)^2 - (k_0 a_1/4\cos\theta)^2}\, L\right) + \sqrt{\left(\frac{k_0 a_1}{4\cos\theta}\right)^2 - \left(\delta + \frac{k_0 a_0}{2\cos\theta}\right)^2}}$$

— коэффициент отражения от структуры с постоянным периодом,

$$G(\delta, x, y) = \frac{1}{\sqrt{-i2\pi\gamma}}\exp\left\{-\frac{(\delta - \delta_0)^2}{-(2i\gamma)}\right\},$$

$$\gamma = \frac{\partial q}{\partial x}\operatorname{tg}\theta, \quad \delta_0 = k_0\cos\theta - \frac{q(x, y)}{2}.$$

Если выполняется

$$N_{\text{эфф}}\sqrt{\frac{1}{q^2}\frac{\partial q}{\partial x}\operatorname{tg}\theta} \ll 1, \tag{8}$$

то

$$E_-(x, y, z = 0) = \rho(\delta_0). \tag{9}$$

Сделаем оценки. Для простейшего закона изменения периода

$$d = d_0 + \varkappa x \tag{10}$$

и $N_{\text{эфф}} \sim 10^2$, $\operatorname{tg}\theta \sim 1$, $\varkappa \sim 0.1\,(d_0/D) \sim 10^{-7}$ (D — размер зеркала по оси x) условие (9) заведомо выполняется. Коэффициент отражения от x-зеркала площади S есть

$$R = \frac{1}{S}\iint_S |E_-(x, y)|^2\, dxdy,$$

а интегральный (по частотам) коэффициент отражения

$$R_i = \int\limits_{-\infty}^{\infty} R(k_0)\, dk_0.$$

Используя (7), можно показать, что рассматриваемый вариант суперзеркала не дает увеличения интегрального коэффициента отражения по сравнению с зеркалом без изменения периода. Если для $E_-(x, y)$ справедливо выражение (8), то результат становится очевидным, так как в этом случае суперзеркало представляет собой набор независимых зеркал с постоянным периодом. Ясно также, что ширина спектральной линии увеличивается на величину порядка $\varkappa D \cos\theta$ (для закона (10)), причем коэффициент отражения в этой области длин волн практически постоянен и равен

$$R = R_0 \frac{d_0}{\varkappa D} \frac{1}{N_{\text{эфф}}}, \tag{11}$$

R_0 — коэффициент отражения от структуры с постоянным периодом в максимуме. Для приведенных выше параметров суперзеркала $R \sim 0.1\ R_0$.

Рассмотрим z-зеркало, для которого q зависит только от z. В кинематическом приближении получим следующее выражение для интегрального коэффициента отражения:

$$R_{i\ \text{кин}} = \frac{\pi}{L_{ex}\cos\theta} \frac{L}{L_{ex}} \frac{1 - e^{-L/l}}{L/l} \left[1 + \left(\frac{a_{1i}}{a_{1r}}\right)^2\right], \tag{12}$$

где

$$L_{ex} = \left(\frac{k_0 a_{1r}}{4\cos\theta}\right)^{-1}, \quad l = \left(\frac{2k_0 a_{0i}}{\cos\theta}\right)^{-1},$$

$$a_{1r} = \operatorname{Re} a_1,\ a_{1i} = \operatorname{Im} a_1,\ a_{0i} = \operatorname{Im} a_0. \tag{13}$$

При этом не учитывается зависимость оптических констант от длины волны. Видно, что $R_{i\ \text{кин}}$ не зависит от закона изменения периода. Аналогичный результат для деформированных кристаллов был получен в работе [4]. Для справедливости кинематического приближения, например, в случае линейного закона изменения периода ($d = d_0 + dz$) достаточно

$$\frac{d_0}{L_{ex}} \frac{1}{\sqrt{2\pi a}} \ll 1. \tag{14}$$

Отношение $R_{i\ \text{кин}}$ к интегральному коэффициенту отражения для зеркала с постоянным периодом R_{i0} в случае отсутствия поглощения есть

$$\frac{R_{i\ \text{кин}}}{R_{i0}} = \frac{L/L_{ex}}{\operatorname{th} L/L_{ex}}. \tag{15}$$

Это максимально возможный выигрыш в интегральном коэффициенте отражения для суперзеркала без поглощения. С учетом поглощения можно также оценивать эффективность суперзеркала, сравнивая $R_{i\ \text{кин}}$ с интегральным коэффициентом отражения для зеркала с постоянным периодом при $L \to \infty$, приведенным в [5]. Такая оценка показывает, например, что если $\operatorname{Im}\varepsilon_1 \ll \operatorname{Im}\varepsilon_2$, то при

$$\left|\frac{\operatorname{Im}\varepsilon_1}{\operatorname{Re}(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)}\right| \geqslant \frac{1}{6}$$

нельзя получить выигрыш в R_i более чем в два раза. Сравнение, естественно, предполагает предварительную оптимизацию по параметру β.

Таким образом, существует возможность использования x-зеркала для управления формой спектральной характеристики без увеличения интегрального коэффициента отражения. Увеличение R_i может быть достигнуто с помощью z-зеркала. R_i будет максимален при достаточно быстром изменении периода, когда справедливо кинематическое приближение. Причем $R_{i\ \text{кин}}$ не зависит от закона изменения периода и ограничен лишь наличием поглощения. Приведенные оценки позволяют определить влияние поглощения на работу z-зеркала.

Авторы благодарят С. В. Гапонова, В. М. Генкина, Н. Н. Салащенко за полезные замечания и интерес к работе.

Литература

[1] *Гапонов С. В., Гусев С. А., Платонов Ю. Я., Салащенко Н. Н.* ЖТФ, 1984, т. 54, № 4, с. 747—753.
[2] *Mezei F.* Com. on Physics, 1976, v. 1, p. 81—85.

[3] *Lee Ping.* Appl. Optics, 1983, v. 22, p. 1241—1246.
[4] *Afanasev A. M., Kovalchuk M. V., Kovev E. K., Kohn V. G.* Phys. St. Solidi(a), 1977, v. 42, N 1, p. 415—422.
[5] *Пинскер З. Г.* Рентгеновская кристаллооптика. М.: Наука, 1982.

Институт прикладной физики
АН СССР
Горький

Поступило в Редакцию
5 февраля 1987 г.

УДК 621.315.592 *Журнал технической физики, т. 58, в. 5, 1988*

УПРУГИЕ, ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СУЛЬФИДА КАДМИЯ ПРИ КОМНАТНОЙ ТЕМПЕРАТУРЕ

И. Б. Кобяков, В. М. Арутюнова

Сульфид кадмия — полупроводниковый пьезоэлектрик группы $A^{II}B^{VI}$ — характерен удачным сочетанием целого ряда свойств. Он обладает кристаллической структурой вюрцита, которая описывается пространственной группой C_{6v}^4 и точечной группой C_{6v}. Этот материал обладает большим значением коэффициентов электромеханической связи, темнового удельного сопротивления и подвижности электронов, высокой фоточувствительностью, хорошими прочностными механическими и электрическими свойствами, что обусловило его широкое применение в различного типа электромеханических преобразователях. Экспериментальные данные по определению упругих, пьезоэлектрических и диэлектрических постоянных сульфида кадмия приведены во многих работах. В [1, 2] определены все упругие жесткости импульсным ультразвуковым методом с погрешностью, не превышающей 0.2 %. В [3] измерены упругие податливости s_{ij}, а в [4] — значения пьезомодулей d_{ij} и их знаки. В [5] методом резонанса—антирезонанса определен полный набор упругих, пьезоэлектрических и диэлектрических постоянных монокристаллов сульфида кадмия, полученных из газовой фазы. В [6] также определен полный набор постоянных на кристаллах, выращенных из расплава. В [7] приведены температурные зависимости упругих жесткостей c_{ij} в интервале температур 4.2—300 К, а в [8] — температурные зависимости упругих податливостей s_{11}^E и s_{12}^E, диэлектрических проницаемостей ε_{33}^T и ε_{11}^T и пьезомодуля d_{31} в интервале температур 1.5—300 К. Результаты, полученные в перечисленных работах, не всегда согласуются между собой. Это можно объяснить как несовершенством методик измерения, так и низким качеством исследованных кристаллов. Последнее обстоятельство особенно сильно влияет на величину добротности, а также на пьезоэлектрические постоянные и соответствующие им коэффициенты электромеханической связи.

В данной работе приведен полный набор упругих, пьезоэлектрических и диэлектрических постоянных CdS при комнатной температуре с целью оценки перспективности использования этого материала в различных типах пьезоэлектрических преобразователей. Исследованные нами монокристаллы были получены из газовой фазы. Выращивание производилось в интервале температур 1170—1200 °С в контейнере из кварцевого стекла особой чистоты на затравку, ориентированную в плоскости (0001). Скорости роста составляли 0.4—0.6 мм/ч. Выращенные монокристаллы имели форму буль диаметром до 50 мм и высотой до 40 мм. Они были светло-желтого или желтого цвета. Плотность дислокаций составляла $\approx 10^2$ см$^{-2}$. Образцы имели темновое удельное сопротивление $\rho_т \simeq 10^9$ Ом·см. Для улучшения стехиометрии и однородности образцы подвергались высокотемпературному отжигу в парах серы, после чего их темновое удельное сопротивление повышалось до 10^{11} Ом·см. Плотность монокристаллов, определенная методом гидростатического взвешивания, оказалась равной 4824.0 ± 0.2 кг/м^3.

Симметрия сульфида кадмия определяет наличие у него пяти независимых упругих постоянных: $s_{11}=s_{22}$, s_{33}, s_{12}, $s_{13}=s_{23}$, $s_{44}=s_{55}$; трех пьезоэлектрических постоянных: $d_{31}=d_{32}$, $d_{15}=d_{24}$, d_{33}; двух диэлектрических проницаемостей: $\varepsilon_{11}=\varepsilon_{22}$, ε_{33}. Возбуждаемые моды колебаний для определения соответствующих постоянных, измеряемые величины и пересчетные формулы аналогичны описанным в [9]. Измерения проводились в темноте при комнатной температуре.