

07; 12
© 1992 г.

ДВУХПЕРИОДНЫЕ МНОГОСЛОЙНЫЕ РЕНТГЕНОВСКИЕ ЗЕРКАЛА

Л. Л. Балакирева, И. В. Кожевников

Рассмотрена возможность создания многослойного рентгеновского зеркала, отражающего на двух заданных (некратных) длинах волн одновременно. Зеркало устроено таким образом, что распределение диэлектрической проницаемости по глубине представляет собой сумму двух периодических компонентов, причем период каждого из них связан условием Брэгга с одной из заданных длин волн.

Традиционные многослойные зеркала мягкого рентгеновского (МР) диапазона представляют собой, как правило, периодические структуры, состоящие из чередующихся слоев двух веществ с различными диэлектрическими проницаемостями [1, 2]. Распределение диэлектрической проницаемости по глубине $\varepsilon(z) \equiv 1 - \delta(z)$ для такой структуры показано на рис. 1, а. Длина волны λ излучения, эффективно отражаемого многослойным зеркалом, связана с его периодом l , в первом приближении условием Брэгга

$$n\lambda = 2l \cos \varphi, \quad (1)$$

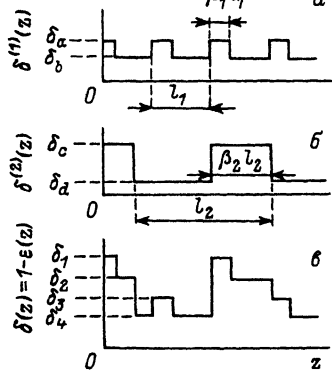
где φ — угол падения излучения на зеркало, $n = 1, 2, \dots$ — порядок брэгговского пика.

В ряде случаев могут оказаться полезными многослойные зеркала, отражающие одновременно на двух заданных (некратных) длинах волн. В рентгеновской астрономии это, например, позволит получать изображения в двух спектральных диапазонах с помощью одного телескопа. Выбор той или иной длины излучения может осуществляться с помощью пропускающего или отражающего фильтров.

Одна из возможностей создания подобных многослойных зеркал состоит в том, чтобы поверх структуры, оптимизированной на отражение МР излучения с длиной волны λ_1 , нанести вторую многослойную структуру, рассчитанную на отражение излучения с другой длиной волны λ_2 . Толщина верхней структуры подбирается исходя из компромиссных соображений относительно значений отражения на длинах волн λ_1 и λ_2 .

В настоящей работе рассматривается иная возможность создания многослойного зеркала, отражающего на двух заданных длинах волн λ_1

Рис. 1. Распределение диэлектрической проницаемости по глубине для обычного периодического многослойного зеркала (а, б) и для двухпериодного зеркала (в), диэлектрическая проницаемость которого представляет собой сумму двух периодических функций с разными периодами.



и λ_2 одновременно. Это зеркало представляет собой многослойную структуру, устроенную таким образом, что распределение диэлектрической поверхности по глубине $\epsilon(z)$ имеет вид

$$\epsilon(z) \equiv 1 - \delta(z) = 1 - \delta^{(1)}(z) - \delta^{(2)}(z), \quad (2)$$

где функции $\delta^{(1,2)}(z)$ являются кусочно-постоянными и периодическими с периодами l_1 и l_2 соответственно (рис. 1).

Наличие двух периодов в распределении диэлектрической проницаемости (2) дает основания надеяться, что подобное зеркало будет эффективно отражать одновременно на двух длинах волн λ_1 и λ_2 , каждая из которых связана условием Брэгга (1) с одним из периодов — l_1 или l_2 . В то же время рассматриваемая структура (2), вообще говоря, уже не является периодической.

Отметим, что поскольку все вещества являются поглощающими в МР диапазоне, то функции $\delta^{(1,2)}(z)$ — комплексные. Величины, определяющие вид этих функций, показаны на рис. 1. Для определенности будем считать, что параметр β характеризует размер той части периода, где поглощение больше (т. е. $|Im\delta_a| > |Im\delta_b|$ и $|Im\delta_c| > |Im\delta_d|$).

Из рис. 1 видно, что двухпериодное многослойное зеркало должно состоять, вообще говоря, из чередующихся слоев четырех различных веществ, оптические константы которых связаны со значениями функций $\delta^{(1,2)}(z)$ следующим образом:

$$\begin{aligned} \delta_1 &= \delta_a + \delta_c, \quad \delta_3 = \delta_b + \delta_c, \\ \delta_2 &= \delta_a + \delta_d, \quad \delta_4 = \delta_b + \delta_d. \end{aligned} \quad (3)$$

Подчеркнем, что физический смысл имеют именно величины $\delta_{1,2,3,4}$, характеризующие свойства пленок вещества, составляющих структуру, причем по заданным значениям $\delta_{1,2,3,4}$ из выражений (3) оказывается возможным найти лишь величину скачков функций $\delta^{(1,2)}(z)$, т. е. значения $\delta_a - \delta_b = \delta_1 - \delta_3$ и $\delta_c - \delta_d = \delta_3 - \delta_4$, но не сами параметры

$\delta_{a,b,c,d}$. Это является следствием того факта, что если к функции $\delta^{(1)}(z)$ прибавить, а из $\delta^{(2)}(z)$ вычесть одну и ту же производную постоянную, то распределение диэлектрической проницаемости (2) не изменится. Тем самым в окончательные выражения для коэффициента отражения, разрешающей способности и т. д. двухпериодного многослойного зеркала должны входить только значения физических параметров $\delta_{1,2,3,4}$.

Заметим, что равенства (3) не противоречат друг другу (или, иначе говоря, из четырех веществ может быть изготовлено двухпериодное многослойное зеркало) только в том случае, если оптические константы этих веществ удовлетворяют следующему условию:

$$\delta_1 - \delta_2 = \delta_3 - \delta_4. \quad (4)$$

Из-за того что величины δ комплексные, а равенство скачков (4) должно выполняться для двух длин волн λ_1 и λ_2 одновременно, выражение (4) в действительности распадается на четыре независимых условия. Ясно, что найти вещества, диэлектрические проницаемости которых строго удовлетворяют в МР диапазоне всем этим условиям, вряд ли возможно. Можно лишь надеяться подобрать такие материалы, для которых выражения (4) выполняются хотя бы приближенно.

Тем не менее оказывается, что существует возможность строгого выполнения условий (4). Для этого необходимо, чтобы зеркало состояло из слоев одного и того же вещества, но различной плотности. При этом с учетом того, что в МР диапазоне поляризуемость вещества пропорциональна его плотности, оказывается, что четыре условия (4) эквивалентны единственному требованию равенства скачков плотностей пленок, составляющих структуру

$$\rho_1 - \rho_2 = \rho_3 - \rho_4. \quad (5)$$

Для определенности в дальнейшем будем считать, что ρ_1 — максимальное, а ρ_4 — минимальное значение плотности пленок. Отметим, что по имеющимся в литературе данным плотность тонких углеродных пленок, например, может изменяться в интервале от 0.9 до 2.8 г/см³ [3-5], плотность кремниевых пленок — по крайней мере от 1.5 до 2.4 г/см³ [6].

Выражение для коэффициента отражения МР излучения от двухпериодной структуры может быть получено методом медленных амплитуд, который использовался ранее при рассмотрении взаимодействия МР волны с однопериодным многослойным зеркалом [1].

Разложим входящие в выражение (2) периодические функции $\delta^{(1,2)}(z)$ в ряды Фурье и запишем диэлектрическую проницаемость двухпериодной структуры в виде

$$\varepsilon(z) = \mu + \sum_{n=1}^{\infty} B_n^{(1)} \cos \frac{2\pi n z}{l_1} + \sum_{m=1}^{\infty} B_m^{(2)} \cos \frac{2\pi m z}{l_2}, \quad (6)$$

где с учетом (3)

$$\mu = 1 - \delta_4 + \beta_1(\delta_3 - \delta_1) + \beta_2(\delta_4 - \delta_3),$$

$$B_n^{(1)} = 2 \cdot (\delta_3 - \delta_1) \frac{\sin \pi n \beta_1}{\pi n},$$

$$B_n^{(2)} = 2 \cdot (\delta_4 - \delta_3) \frac{\sin \pi n \beta_2}{\pi n}. \quad (7)$$

Фурье-разложение функций $\delta^{(1,2)}(z)$ по косинусам означает, что они могут быть продолжены в область $z < 0$ четным образом, т. е. на поверхности многослойной структуры находятся „слои“ постоянных значений этих функций половинной толщины (рис. 1, а, б). Более общее разложение функций в ряды по синусам и косинусам приводит лишь к изменению фазы коэффициента отражения, но не изменяет его абсолютной величины.

Можно показать, что, как и в случае обычного однопериодного зеркала, коэффициент отражения МР волны будет определяться только тем членом разложения (6), с которым падающая волна находится в резонансе, т. е. для которого выполнено брэгговское условие (1). Опуская детали расчета (подробности можно найти в [1]), запишем выражение для коэффициента отражения от двухпериодного зеркала в окрестности n -го брэгговского пика

$$R(\lambda) = \left| \frac{\frac{B_n^{(j)}}{2} \delta \operatorname{th} S_n^{(j)} L}{b_n^{(j)} \operatorname{th} S_n^{(j)} L - i \sqrt{\frac{(B_n^{(j)})^2}{4} \delta^2 - (b_n^{(j)})^2}} \right|^2, \quad (8)$$

где L — толщина структуры,

$$b_n^{(j)} = \left(\frac{n\lambda}{2l_j} \right)^2 + \sin^2 \varphi - \mu,$$

$$S_n^{(j)} = \frac{\pi n}{2l_j \cos^2 \varphi} \sqrt{\frac{(B_n^{(j)})^2}{4} \delta^2 - (b_n^{(j)})^2}, \quad (9)$$

$$\delta = \begin{cases} 1 & \text{для } s\text{-поляризации,} \\ \cos 2\varphi & \text{для } p\text{-поляризации.} \end{cases}$$

Индекс j в выражениях (8), (9) равен 1 или 2 в зависимости от того, с каким из периодов l_1 или l_2 находится в резонансе подающее излучение с длиной волны λ .

Выражение (8) получено в предположении слабой модуляции структуры $|B_n^{(j)}| \ll 1$, что всегда выполняется в МР диапазоне и справедливо в окрестностях брэгговских пиков $|b_n^{(j)}| \ll 1$, т. е. там, где коэффициент отражения от многослойного зеркала значителен. Эти условия аналогичны тем, которые были получены для однопериодных зеркал [1, 2]. В случае двухпериодной структуры появляется дополнительное условие справедливости формулы (8): необходимо, чтобы расстояние между пиками отражения, обусловленными взаимодействием падающей волны с различными периодическими компонентами диэлектрической проницаемости (2), превышало их ширину $|\lambda_1 - \lambda_2| \gg \Delta\lambda_{1,2}$. Из этого условия следует, что значения периодов l_1 и l_2 не должны быть слишком близки друг к другу.

Выражения (8), (9) формально имеют такой же вид, как и в случае однопериодного зеркала [1, 2], однако смысл входящих в них параметров изменился. Коэффициент отражения МР волны, находящейся в резонансе с одним из периодических компонентов структуры, имеющего, например, период l_1 , зависит не только от параметров функции $\delta^{(1)}(z)$, но определяется оптическими константами всех четырех веществ, составляющих структуру, и геометрическими параметрами как резонансного (l_1, β_1), так и нерезонансного (β_2) периодического компонентов диэлектрической проницаемости.

Ниже ограничимся для простоты рассмотрением только первых брэгговских пиков ($n = 1$) и случаем полубесконечной структуры ($L \rightarrow \infty$). Пренебрегая дисперсией оптических констант вещества в пределах пика отражения, из (8) получаем условия, при которых коэффициент отражения $R(\lambda)$, рассматриваемый как функция длины волны λ , достигает пикового значения (брэгговские условия для двухпериодного зеркала)

$$\left(\frac{\lambda}{2l_j}\right)^2 = \cos^2 \varphi - \operatorname{Re}(1 - \mu) - \frac{\operatorname{Re} D_j \operatorname{Im} D_j}{\operatorname{Im} \mu} \delta \frac{\sin^2 \pi B_j}{\pi^2}, \quad j = 1, 2,$$

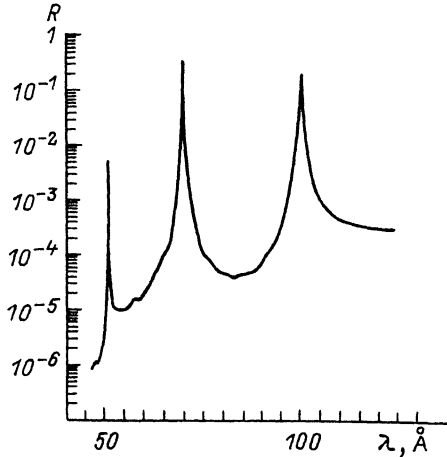
$$D_1 = \delta_3 - \delta_1, \quad D_2 = \delta_4 - \delta_3. \quad (10)$$

Пиковые значения коэффициентов отражения (8)–(10), достигаемые на резонансных длинах волн λ_1 и λ_2 , остаются функциями геометрических параметров β_1 и β_2 структуры. Следующий шаг в оптимизации зеркала состоит в том, чтобы найти такие значения этих параметров, при которых коэффициенты отражения $R(\lambda_1)$ и $R(\lambda_2)$ имеют максимально возможные значения. Ограничиваясь ниже рассмотрением двухпериодных зеркал переменной плотности, приведем систему уравнений оптимальных параметров β_1 и β_2

$$\operatorname{tg} \pi \beta_1 = \pi \left(\beta_1 + \beta_2 \frac{\rho_3 - \rho_4}{\rho_1 - \rho_3} + \frac{\rho_4}{\rho_1 - \rho_3} \right),$$

Рис. 2. Спектральная зависимость коэффициента отражения МР излучения $R(\lambda)$ от двухпериодной углеродной структуры, состоящей из слоев углерода переменной плотности и оптимизированной на одновременное отражение двух длин волн $\lambda = 100$ и 69.7 \AA .

$$\operatorname{tg} \pi \beta_2 = \pi \left(\beta_2 + \beta_1 \frac{\rho_1 - \rho_3}{\rho_3 - \rho_4} + \frac{\rho_4}{\rho_3 - \rho_4} \right). \quad (11)$$



Как видно из этих уравнений, оптимальные значения параметров $\beta_{1,2}$ в случае зеркала переменной плотности не зависят ни от длины волны, ни от угла падения МР излучения, ни от состояния его поляризации и полностью определяются плотностями пленок, составляющих структуру.

Выражения для максимальных коэффициентов отражения, достигаемых на длинах волн λ_1 и λ_2 , имеют вид

$$R_{\max}(\lambda_j) = \frac{1 - U_{\min}^{(j)}}{1 + U_{\min}^{(j)}}, \quad U_{\min}^{(j)} = \frac{1 - \delta^2 \cos^2 \pi \beta_j}{1 + (f_j)^2 \cos^2 \pi \beta_j}, \quad j = 1, 2 \quad (12)$$

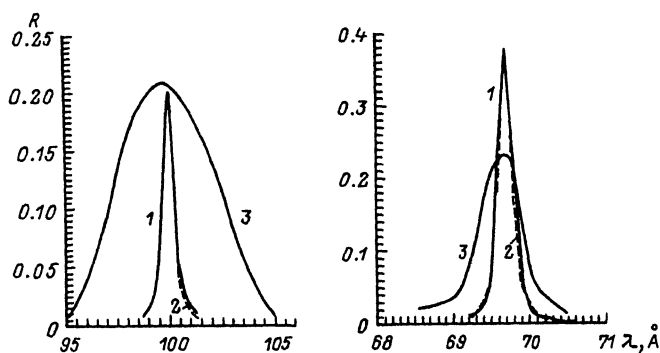
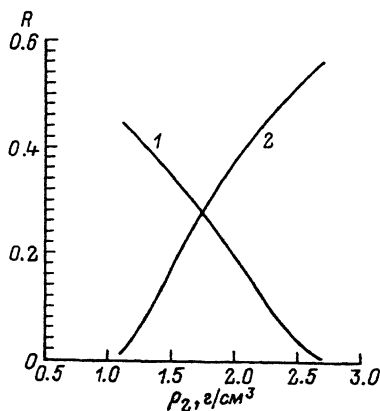


Рис. 3. Более детальный вид пиков отражения для той же структуры, что и на рис. 2.

1 — точный численный расчет, 2 — расчет по аналитической формуле (8). Здесь же показан вид пиков отражения от составного Ru—C зеркала, верхняя структура которого оптимизирована на отражение излучения с длиной волны $\lambda = 100 \text{ \AA}$, а ее толщина выбрана такой, чтобы на этой длине волны коэффициенты отражения двухпериодного и составного зеркал были бы примерно равны.

Рис. 4. Изменение пиковых коэффициентов отражения на длинах волн $\lambda = 100$ (1) и 69.7 \AA (2) для двухпериодной углеродной структуры при изменении плотности ρ_2 составляющих ее пленок.

При этом значения ρ_1 и ρ_4 оставались неизменными, а значения ρ_3 определялись из соотношения (5).



где $f_j = \text{Re}F(\lambda_j)/\text{Im}F(\lambda_j)$, $F(\lambda)$ —

комплексный фактор атомного рассеяния вещества, из которого изготовлено зеркало [7]; параметры $\beta_{1,2}$ определены из уравнений (11).

Приведем, наконец, примеры расчетов конкретных двухпериодных структур, состоящих из слоев углерода переменной плотности. Зеркала оптимизированы с помощью условий (10), (11) на достижение максимального отражения на двух длинах волн $\lambda = 100$ и 69.7 \AA одновременно.

На рис. 2, 3 показана спектральная зависимость $R(\lambda)$ коэффициента отражения при нормальном падении МР излучения на углеродную структуру со следующими значениями плотностей пленок: $\rho_1 = 2.8 \text{ г/см}^3$, $\rho_2 = 2 \text{ г/см}^3$, $\rho_3 = 1.8 \text{ г/см}^3$, $\rho_4 = 1 \text{ г/см}^3$. Значения $\beta_1 = 0.455$ и $\beta_2 = 0.445$ найдены из уравнений (11). Коэффициенты отражения в максимумах составляют 20 % для $\lambda = 100 \text{ \AA}$ и 38 % для $\lambda = 69.7 \text{ \AA}$. При $\lambda = 50.7 \text{ \AA}$ виден также пик второго порядка отражения от периодического компонента структуры, оптимизированного на длину волны $\lambda = 100 \text{ \AA}$. Из рис. 3 видно, что внутри пиков отражения аналитический расчет практически совпадает с численным.

Соотношение между коэффициентами отражения на резонансных длинах волн λ_1 и λ_2 можно изменять в широких пределах, варьируя соответствующим образом плотности пленок в структуре. Примером служит рис. 4, где показано изменение отражательной способности двухпериодного углеродного зеркала при изменении плотности ρ_2 в диапазоне от 2.7 до 1.1 г/см^3 . Максимальное и минимальное значения плотностей углеродных пленок, определяемые возможностями существующей технологии, считались неизменными и равными $\rho_1 = 2.8 \text{ г/см}^3$, $\rho_4 = 1 \text{ г/см}^3$. Значение плотности ρ_3 однозначно определяется из выражения (5).

Изменение плотности ρ_2 при сохранении значений плотностей ρ_1 и ρ_4 приводит в силу (3) к изменению величины модуляций функции $\delta^{(1,2)}(z)$, причем сумма скачков $\delta_a - \delta_b$ и $\delta_c - \delta_d$ остается постоянной и равной $\delta_1 - \delta_4 \sim \rho_1 - \rho_4$. Это означает, что при увеличении коэффициента отражения на одной из резонансных длин волн его значение на другой резонансной длине волны уменьшается. В частности, при

$\rho_2 = \rho_1$ или $\rho_2 = \rho_4$ исчезает модуляция одной из функций $\delta^{(1,2)}(z)$ и двухпериодная структура превращается в однопериодную с периодом l_1 или l_2 . Коэффициент отражения от однопериодного углеродного зеркала переменной плотности достигает 57 % при $\lambda = 69/7 \text{ \AA}$ и 47 % при $\lambda = 100 \text{ \AA}$, т. е. весьма высок. Подробнее о свойствах однопериодных зеркал переменной плотности сказано в работах [1, 2].

При выборе плотности $\rho_2 = \rho_3 = (\rho_1 + \rho_4)/2 = 1.9 \text{ г/см}^3$ рассматриваемое двухпериодное зеркало оказывается состоящим из трех компонентов разной плотности. В общем случае двухпериодная структура также может состоять из слоев трех (а не четырех) различных веществ при условии, что $\delta_2 = \delta_3 = (\delta_1 + \delta_4)/2$. Это обстоятельство может оказаться существенным при практическом изготовлении структуры.

Отметим, наконец, что при значении $\rho_2 \approx 1.75 \text{ г/см}^3$ коэффициенты отражения на обеих резонансных длинах волн совпадают по величине и составляют 28 %.

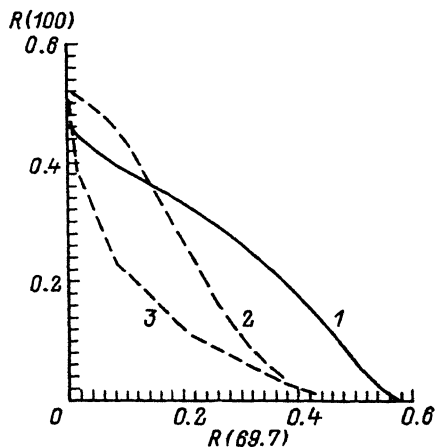
В заключение сравним оптические характеристики углеродного двухпериодного зеркала переменной плотности с характеристиками составного многослойного зеркала, устроенного следующим образом. На полубесконечной Ru—C многослойной периодической структуре, оптимизированной на получение максимального отражения на одной из двух заданных длин волн, расположена другая многослойная структура, также состоящая из слоев Ru и C, но имеющая конечное число периодов N и оптимизированная на отражение второй из заданных длин волн. Соотношение между коэффициентами отражения на обеих длинах волн можно менять за счет изменения толщины верхней структуры.

Рассмотрим рис. 5, на котором показана связь между достижимыми коэффициентами отражения на длинах волн $\lambda = 100$ и 69.7 \AA . Кривая 1 относится к рассмотренному выше двухпериодному углеродному зеркалу переменной плотности. Изменение коэффициентов отражения в этом случае обусловлено изменением одной из плотностей ρ_2 пленок, составляющих структуру (так же, как и на рис. 4). Кривые 2 и 3 относятся к составному Ru—C многослойному зеркалу, у которого меняется толщина верхней структуры. При этом кривая 2 соответствует случаю, когда верхняя структура оптимизирована на длину волны $\lambda = 100 \text{ \AA}$, а кривая 3 — по случаю оптимизации верхней структуры на $\lambda = 69.7 \text{ \AA}$.

Из рис. 5 видно, что составное зеркало (при правильном выборе верхней структуры) позволяет получить такие же значения коэффициентов отражения, как и двухпериодное зеркало. В то же время, как показывает рис. 3, спектральная ширина пиков отражения $R(\lambda)$ у этих зеркал сильно различается. Двухпериодное углеродное зеркало имеет существенно более высокую спектральную селективность, что связано с малой величиной модуляции периодических компонент $\delta^{(1,2)}(z)$ (или, иначе говоря, с малой величиной скачков $|\delta_1 - \delta_2|$ и $|\delta_3 - \delta_4|$), т. е. с большой глубиной проникновения поля волны в глубь структуры. Как известно (см., например, [1, 2]), число участвующих в отражении периодов структуры как раз и определяет разрешающую способность $\lambda/\Delta\lambda$ многослойного зеркала. В случае составного зеркала, состоящего из слоев Ru и C, величина модуляции диэлектрической проницаемости значительно больше, а, следовательно, разрешающая способность $\lambda/\Delta\lambda$ составного зеркала ниже, чем двухпериодного. Кроме того, разрешение верхней структуры составного зеркала может дополнительно ограничиваться ее конечной толщиной, т. е. фиксированным числом периодов.

Рис. 5. График, показывающий связь между коэффициентами отражения на длинах волн $\lambda = 100$ и 69.7 \AA для двухпериодного углеродного зеркала при изменении плотностей составляющих его пленок (1).

Здесь же показаны соответствующие зависимости для составного Ru—C зеркала при изменении толщины верхней структуры.



Следовательно, в случаях, когда определяющую роль играет интегральный по спектру коэффициент отражения (например, при получении изображений объектов, излучающих в широком спектральном диапазоне), целесообразно использовать составные многослойные зеркала. Если же важна спектральная селективность зеркала (например, в спектроскопических исследованиях или в случаях, когда следует выделить одну из нескольких близко расположенных спектральных линий, что часто бывает необходимым в солнечной рентгеновской астрономии), то следует применять двухпериодные структуры переменной плотности.

Таким образом, проведенное в настоящей работе теоретическое рассмотрение двухпериодных многослойных зеркал мягкого рентгеновского диапазона показало, что эти зеркала позволяют получить высокие (в десятки процентов) коэффициенты отражения на двух заданных (некратных) длинах волн одновременно, обладая при этом и высокой спектральной селективностью. Технология синтеза многослойных тонкопленочных покрытий, состоящих из слоев различной плотности, в настоящее время разработана для нужд электронной техники.

Авторы благодарят А. В. Виноградова за полезное обсуждение.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] *Зеркальная рентгеновская оптика* / Под ред. А. В. Виноградова. Л.: Машиностроение, 1989. С. 75—125.
- [2] *Kozhevnikov I.V., Vinogradov A.V.* // *Phys. Scripta*. 1987. Vol. 17. P. 137—147.
- [3] *Craig S., Sharding G.L.* // *Thin Sol. Films*. 1982. Vol. 97. N 2. P. 345—361.
- [4] *Виноградов А. В., Елисон В. М., Зорев Н. Н. и др.* // *Опт. и спектр.* 1985. Т. 59. Вып. 3. С. 703—704.
- [5] *Ивановский Г. Ф., Слепцов В. В., Елисон В. М., Кондрашов П. Е.* // *Электронная пром-сть*. 1989. № 12. С. 26—29.
- [6] *Revesz A.G.* // *Phys. Stat. Sol. (a)*. 1980. Vol. 60. N 2. P. 619—629.
- [7] *Henke B.L., Lee P., Tanaka T.J. et al.* // *Atom Data and Nucl. Data Tables*. 1982. Vol. 27. N 1. P. 1—144.