

Подходы к математическому моделированию покрытий, защищающих от электромагнитного излучения в мягком рентгеновском диапазоне

Ю.Г. Белов¹, В.В. Бирюков¹, В.А. Малахов¹, И.В. Малахова¹, М.С. Нечаева^{1, 2},
Ю.В. Раевская¹, А.С. Раевский¹, А.Ю. Седаков², А.А. Титаренко¹

¹ Нижегородский государственный технический университет имени Р.Е. Алексеева
603950, Россия, г. Нижний Новгород,
ул. Минина, 24

² Филиал РФЯЦ-ВНИИЭФ «НИИИС имени Ю.Е. Седакова»
603137, Россия, г. Нижний Новгород,
ул. Тропинина, 47

Аннотация – Объектами исследования являются композитные структуры, защищающие от электромагнитного излучения в мягком рентгеновском диапазоне. Цель работы – предложить подходы к математическому моделированию покрытий на основе этих структур, рассчитать характеристики отражения и прохождения однородной плоской волны, падающей под различными углами на такие покрытия. Методы исследования – электродинамическое моделирование, теория графов, трехмерное электромагнитное моделирование в САПР. Приведены математические модели многослойных структур, полученные на основе электродинамического подхода и с использованием теории графов, результаты расчетов характеристик отражения и прохождения однородной плоской волны, падающей под различными углами на такие структуры. Рассмотрены перспективы использования пленочных покрытий с воздушными отверстиями. Полученные в процессе выполнения работы результаты могут быть использованы для создания покрытий, защищающих радиоэлектронную аппаратуру от воздействия рентгеновского излучения.

Ключевые слова – многослойные структуры; САПР; электродинамический анализ; композитные материалы; рентгеновский диапазон.

Введение

Защита узлов радиоаппаратуры от электромагнитного излучения является крайне важной, особенно в случае специальных применений [1–5]. Данная задача в основном решена для низкочастотных радиодиапазонов, СВЧ- и КВЧ-диапазонов, но для рентгеновского диапазона исследования находятся в начальной стадии. Трудности защиты от рентгеновского излучения обусловлены малой длиной волны и, следовательно, высокой энергией кванта.

Для решения задачи защиты от излучения с высокоэнергетическими фотонами существует необходимость создания композитных структур, состоящих из обычных или искусственных материалов. Принцип действия данных структур должен быть основан на частичном отражении и сильном поглощении энергии падающей на них электромагнитной волны.

Статья посвящена рассмотрению методов расчета характеристик различных вариантов защитных покрытий и обсуждению результатов расчетов с помощью программ, составленных на основе алгоритмов, разработанных с использованием этих методов.

1. Постановка задачи о прохождении плоской волны через многослойную плоскопараллельную структуру на основе электродинамической модели

Многослойная структура состоит из нескольких плоскопараллельных диэлектрических слоев.

Расчет коэффициентов прохождения и отражения волн в многослойных структурах осуществляется на основе строгого метода двусторонних граничных условий [6], когда диэлектрический слой рассматривается как слой конечной толщины с комплексной диэлектрической проницаемостью. Поскольку электромагнитное поле в диэлектрическом слое можно представить в виде суперпозиции парциальных волн, к рассмотрению вопроса о записи граничных условий на верхней и нижней границах диэлектрического слоя II можно подойти с позиции задачи о прохождении плоской волны через диэлектрический слой, для которой применяются законы геометрической оптики.

Рассмотрим плоскопараллельный диэлектрический слой II, рис. 1, разделяющий две области, характеризуемые параметрами ϵ_1 , μ_1 и ϵ_3 , μ_3 . Диэлектрическую и магнитную проницаемости

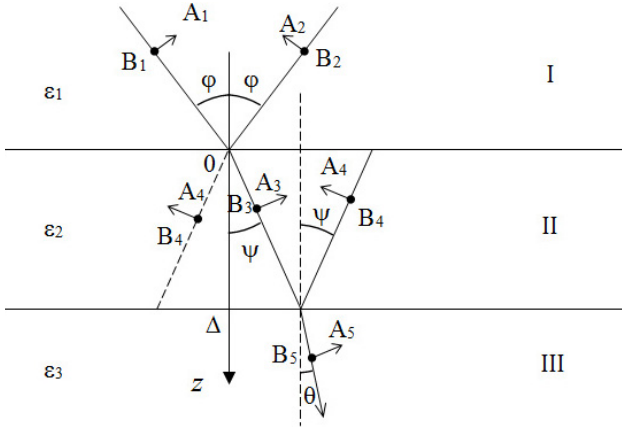


Рис. 1. Падение плоской электромагнитной волны на плоскопараллельный слой

Fig. 1. Incident of a plane electromagnetic wave on a plane-parallel layer

области II полагаем равными ε_2 , μ_2 . В области над центральным диэлектрическим слоем две волны (прямая – 1 и отраженная – 2), внутри слоя II также две волны (прошедшая через верхнюю границу $z = 0$ волна 3 и волна 4, отраженная от нижней границы $z = \Delta$). В области III – одна прошедшая волна 5.

Полагая комплексные амплитуды электрического поля указанных волн в плоскостях (x, z) и (y, z) равными, соответственно, A_i (для p -поляризации) и B_i (для s -поляризации), выражаем через них компоненты напряженностей электрического и магнитного полей [6] и подставляем в граничные условия при $z = 0$:

$$\begin{aligned} E_{x1} + E_{x2} &= E_{x3} + E_{x4}, \\ H_{x1} + H_{x2} &= H_{x3} + H_{x4}, \end{aligned} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} E_{y1} + E_{y2} &= E_{y3} + E_{y4}, \\ H_{y1} + H_{y2} &= H_{y3} + H_{y4} \end{aligned}$$

и при $z = \Delta$:

$$\begin{aligned} E_{x3} + E_{x4} &= E_{x5}, \quad H_{x3} + H_{x4} = H_{x5}, \\ E_{y3} + E_{y4} &= E_{y5}, \quad H_{y3} + H_{y4} = H_{y5}. \end{aligned} \quad (2)$$

Полученные при этом уравнения образуют систему относительно восьми неизвестных: A_2 , B_2 , A_3 , B_3 , A_4 , B_4 , A_5 , B_5 . Амплитудные коэффициенты падающей волны A_1 и B_1 полагаем заданными.

По заданным коэффициентам A_1 и B_1 находим остальные неизвестные коэффициенты. Используя найденные амплитудные коэффициенты, рассчитываем компоненты напряженностей электрического и магнитного полей. По рассчитанным напряженностям прошедшей и отраженной волн находим коэффициенты отражения и про-

хождения R и T плоской электромагнитной волны через слой толщины Δ :

$$R = \frac{E_2}{E_1}, \quad T = \frac{E_5}{E_1}. \quad (3)$$

На основе приведенного выше алгоритма строится алгоритм решения задачи о расчете коэффициентов отражения и прохождения плоской электромагнитной волны для многослойной структуры. Каждый слой представлялся в виде четырехполюсника с матрицей рассеяния:

$$S_i = \begin{vmatrix} S_{11}^i & S_{12}^i \\ S_{21}^i & S_{22}^i \end{vmatrix}. \quad (4)$$

Матрица рассеяния переводилась в матрицу передачи по формуле

$$T_i = \begin{vmatrix} 1 & S_{22}^i \\ S_{21}^i & S_{11}^i \\ S_{12}^i & S_{11}^i S_{22}^i \\ S_{21}^i & S_{12}^i S_{22}^i \end{vmatrix}. \quad (5)$$

Для получения матрицы передачи многослойной структуры производилось перемножение матриц передачи отдельных слоев:

$$T_\Sigma = T_1 T_2 T_3 T_4 \cdots T_N = \prod_{i=1}^N T_i. \quad (6)$$

Используя элементы общей матрицы передачи T_Σ (1.9), вычислялись элементы общей матрицы рассеяния по формуле

$$S_\Sigma = \begin{vmatrix} S_{11}^\Sigma & S_{12}^\Sigma \\ S_{21}^\Sigma & S_{22}^\Sigma \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} t_{21}^\Sigma & t_{22}^\Sigma t_{21}^\Sigma \\ t_{11}^\Sigma & t_{22}^\Sigma t_{11}^\Sigma \\ 1 & t_{12}^\Sigma \\ t_{11}^\Sigma & t_{12}^\Sigma \end{vmatrix}, \quad (7)$$

где S_{11}^Σ – общий коэффициент отражения; S_{21}^Σ – общий коэффициент передачи многослойной структуры.

2. Постановка задачи о прохождении плоской волны через многослойную плоскопараллельную структуру на основе теории графов

Анализ и расчет цепей СВЧ- и электродинамических устройств значительно упрощается при использовании метода ориентированных графов.

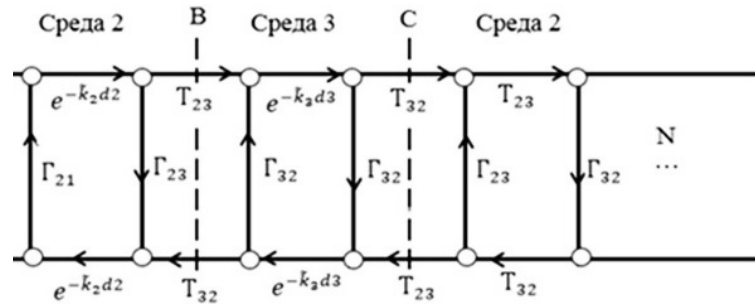


Рис. 2. Ориентированный граф падения и отражения плоской волны с количеством слоев N
 Fig. 2. Oriented graph of incidence and reflection of a plane wave with N layers

Наглядность графического изображения и быстрота получения конечного результата являются существенными преимуществами данного метода над другими. Анализ сложного устройства методом графов не требует решения граничной электродинамической задачи и составления системы алгебраических уравнений, а также позволяет избежать громоздких математических преобразований.

Линейный ориентированный граф изображает линейную зависимость между несколькими переменными. Он имеет вид цепи, состоящей из узлов, соединенных ветвями. Узлы характеризуются узловыми сигналами, например комплексной напряженностью поля волны в соответствующей точке системы. Ветви определяются коэффициентом передачи T и направлением передачи. Совокупность ветвей, проходящих через каждый узел не более одного раза, называется путем, T_j – передача j -го пути, равная произведению передач всех пройденных ветвей. Замкнутый путь называется контуром первого порядка, $L_j^{(1)}$ – передача j -го контура первого порядка. Контур n -го порядка – совокупность n контуров первого порядка, у которых нет общих узлов; его передача $L_m^{(n)}$ определяется произведением передач входящих в него контуров первого порядка. Коэффициент передачи S_{km} – отношение комплексных напряженностей поля волны, пришедшей в k -й узел, и волны от источника, находящегося в m -м узле. Если $m = k$, то S_{kk} представляет собой комплексный коэффициент отражения. Эти коэффициенты определяются с помощью правила Мэсона (правила некасающихся контуров) [7]:

$$S_{km} = \frac{\sum_j \left[T_j \left(1 - \sum_j L_{jnk}^{(1)} + \sum_j L_{jnk}^{(2)} - \sum_j L_{jnk}^{(3)} + \dots \right) \right]}{1 - \sum_j L_i^{(1)} + \sum_j L_i^{(2)} - \sum_j L_i^{(3)} + \dots}, \quad (8)$$

где T_j – передача j -го пути из узла m в узел k ; $L_i^{(n)}$ – передача i -го контура n -го порядка.

В знаменателе этой формулы суммирование выполняется по всем контурам, в числителе – только по контурам, не касающимся j -го пути.

Решение задачи о прохождении плоской волной плоскопараллельной пластины методом ориентированных графов позволяет учесть многократные отражения волны от границ слоя [8].

Особенностью рентгеновского излучения является то, что показатели преломления сред очень близки к единице. Поэтому коэффициент отражения по мощности от одиночного слоя составляет сотые доли процента. В случае многослойной периодической структуры образуется брэгговская решетка (разновидность дифракционной решетки). В этом случае между каждым слоем коэффициент отражения мал, однако при соответствующем расположении слоев электромагнитные волны интерферируют между собой так, что коэффициент отражения существенно увеличивается, несмотря на то что отличие в показателях преломления сред невелико.

Построим ориентированный граф прохождения электромагнитной волны через периодическую многослойную структуру, рис. 2.

Падающая волна \vec{E}_1^+ из среды 1 частично отражается с коэффициентом Γ_{12} , а частично проходит во вторую среду с коэффициентом T_{12} . Оба коэффициента определяются формулами Френеля [9]. Далее электромагнитная волна из среды 2 будет проходить в среду 3 с показателем преломления n_3 , затем снова во вторую среду с показателем преломления n_2 и так далее. Таким образом обеспечивается многократное повторение слоев.

Получив матрицу рассеяния всей структуры, можно исследовать зависимости коэффициентов отражения и прохождения от длины волны, числа и толщин слоев.

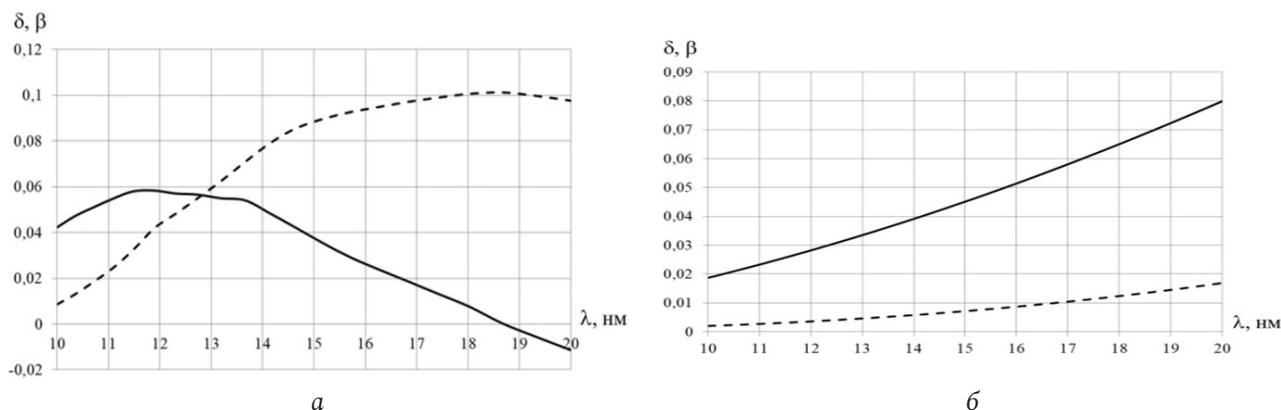


Рис. 3. Зависимость добавок к показателю преломления для: а – сурьмы (Sb) и б – карбоната бора (B_4C) от длины волны
Fig. 3. Dependence of additives to the refractive index for: а – antimony (Sb) and б – boron carbonate (B_4C) on the wavelength

3. Результаты решения задачи о прохождении плоской волны через многослойную плоскопараллельную структуру

Рассмотрим результаты расчета коэффициентов отражения и прохождения для многослойных структур, полученные с использованием описанных в пп. 1 и 2 алгоритмов. Для расчета характеристик многослойных плоскопараллельных структур с использованием приведенных алгоритмов были написаны программы расчета коэффициентов прохождения и отражения на языке C# в интегрированной среде разработки программного обеспечения MS Visual Studio. Программы позволяют рассчитать зависимости коэффициентов отражения и прохождения для многослойной структуры от длины волны для разных углов падения плоской электромагнитной волны.

В качестве исходных данных загружаются зависимости добавок к показателю преломления веществ от длины волны δ_j , β_j , с помощью которых находятся показатели преломления слоев $n_j = 1 - \delta_j - i\beta_j$. Относительная диэлектрическая проницаемость $\epsilon = n^2$. Зависимости в определенном диапазоне длин волн берутся на специализированном сайте [10]. Кроме того, задаются толщина слоев, количество слоев и угол падения, диэлектрические проницаемости внешней среды и подложки.

Сравнение результатов расчетов, полученных с использованием двух указанных методов, производилось для различного количества слоев многослойной структуры, углов падения в диапазоне длин волн от 10 до 20 нм. Отличие в результатах расчетов не превысило 5 %.

Многослойные плоскопараллельные структуры изготавливают из разных веществ: Мо – молибден,

Si – кремний, B_4C – карбонат бора, Co – кобальт, Ni – никель, Sb – сурьма, Sc – скандий и другие. Эти вещества используются в парах.

Наилучшие результаты по величине коэффициента отражения показывает пара Sb / B_4C , которая обеспечивает отражение в диапазоне длин волн (8-13) нм порядка 10 % при нормальном падении излучения.

Для расчета была взята многослойная структура, состоящая из таких материалов, как сурьма Sb и карбонат бора B_4C . Пара веществ подбирается таким образом [11], чтобы отражение от каждой границы раздела было максимальным, по этой причине различие между показателями преломления у соответствующих веществ должно быть как можно большим. Пары материалов, из которых формируется многослойная структура, не должны быть подвержены взаимному влиянию друг на друга и должны обеспечивать наилучший коэффициент отражения в рентгеновском диапазоне, то есть диффузия между выбранными веществами должна быть минимальна.

Для того чтобы слои были параллельны друг другу и не искривлялись, первичная поверхность подложки, на которую наносятся плоскопараллельные слои веществ, должна быть ровной, гладкой, без шероховатостей.

На рис. 3, а представлены зависимости добавок к показателю преломления для сурьмы, на рис. 3, б – для карбоната бора в диапазоне так называемого «мягкого» рентгеновского излучения. На рис. 3 сплошной линией показана зависимость добавки к действительной части показателя преломления δ от длины волны, пунктирной линией – мнимая часть показателя преломления β .

Корректность работы алгоритма была проверена по выполнению баланса энергии для случая отсутствия потерь в материалах.

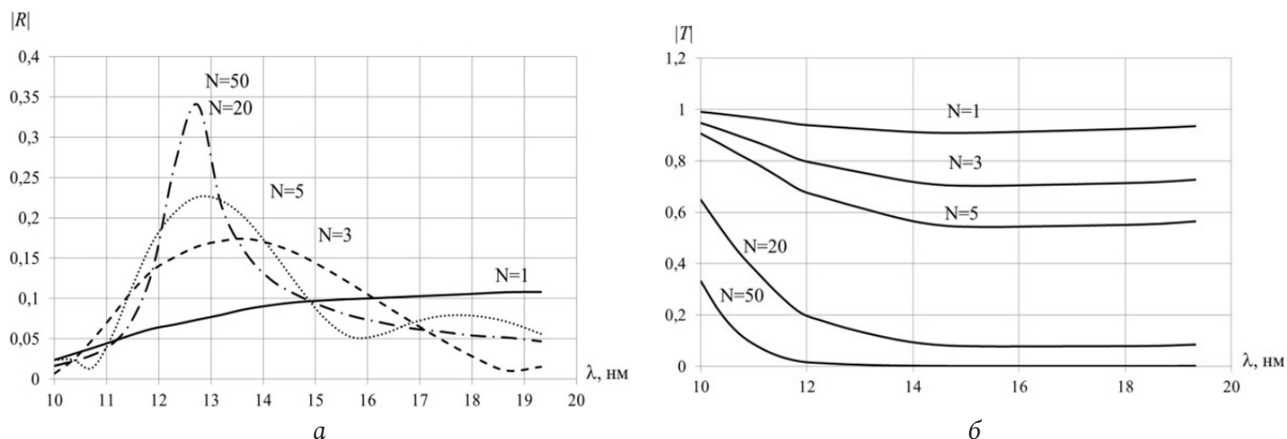


Рис. 4. Зависимости: *a* – модулей коэффициентов отражения и *б* – прохождения от длины волны при разном количестве слоев пары веществ сурьма/карбонат бора (Sb / B₄C)
 Fig. 4. Dependences: *a* – modules of reflection coefficients and *b* – transmission from wavelength for different number of layers of a pair of substances antimony / boron carbonate (Sb / B₄C)

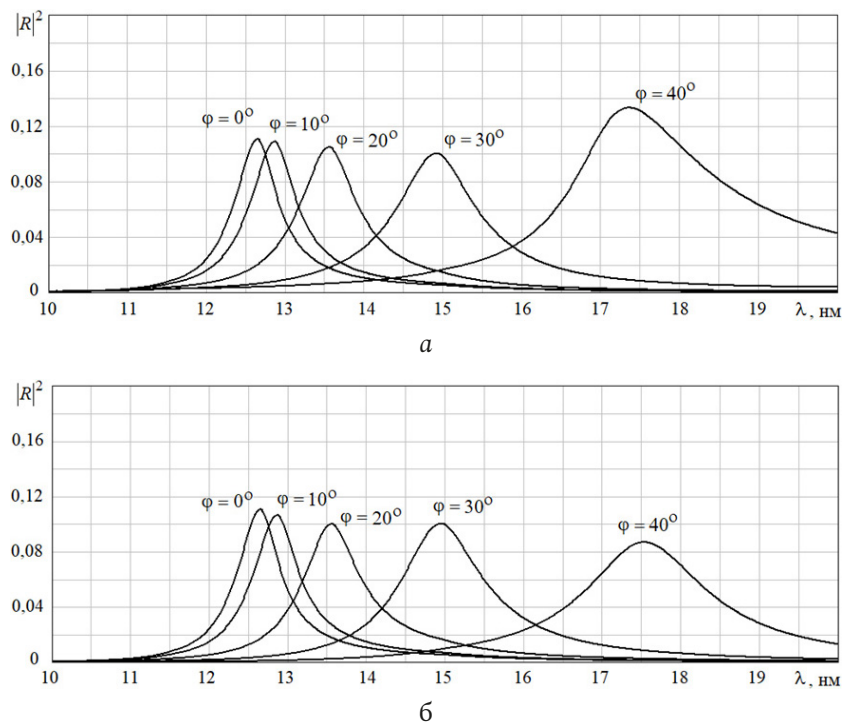


Рис. 5. Зависимости квадратов модулей коэффициентов отражения от длины волны (для углов падения плоской электромагнитной волны 0°, 10°, 20°, 30°, 40°) для структуры, состоящей из слоев пары сурьма/карбонат бора (Sb / B₄C): *a* – s-поляризация; *б* – p-поляризация
 Fig. 5. Dependences of the squares of the moduli of the reflection coefficients on the wavelength (for angles of incidence of a plane electromagnetic wave 0°, 10°, 20°, 30°, 40°) for a structure consisting of layers of an antimony/boron carbonate (Sb / B₄C) pair: *a* – s-polarization; *b* – p-polarization

На рис. 4 приведены зависимости от длины волны модулей коэффициентов отражения и модулей коэффициентов прохождения при разном количестве слоев пары веществ сурьма/карбонат бора (Sb / B₄C), толщина слоев $d = 3,3$ нм, при нормальном угле падения.

Из рис. 4 видно, что с увеличением числа слоев многослойной структуры, состоящей из пары веществ сурьма/карбонат бора (Sb / B₄C), появляется явно выраженный максимум. При числе сло-

ев $N = 50$ максимум коэффициента отражения равен 0,35, который приходится на длину волны 12,6 нм. При дальнейшем увеличении числа слоев величина коэффициента отражения не меняется. Положение максимума коэффициента отражения определяется периодом структуры.

Из рис. 4 также видно, что с увеличением числа слоев многослойной структуры, состоящей из пары веществ сурьма/карбонат бора (Sb / B₄C), коэффициент прохождения уменьшается во всем

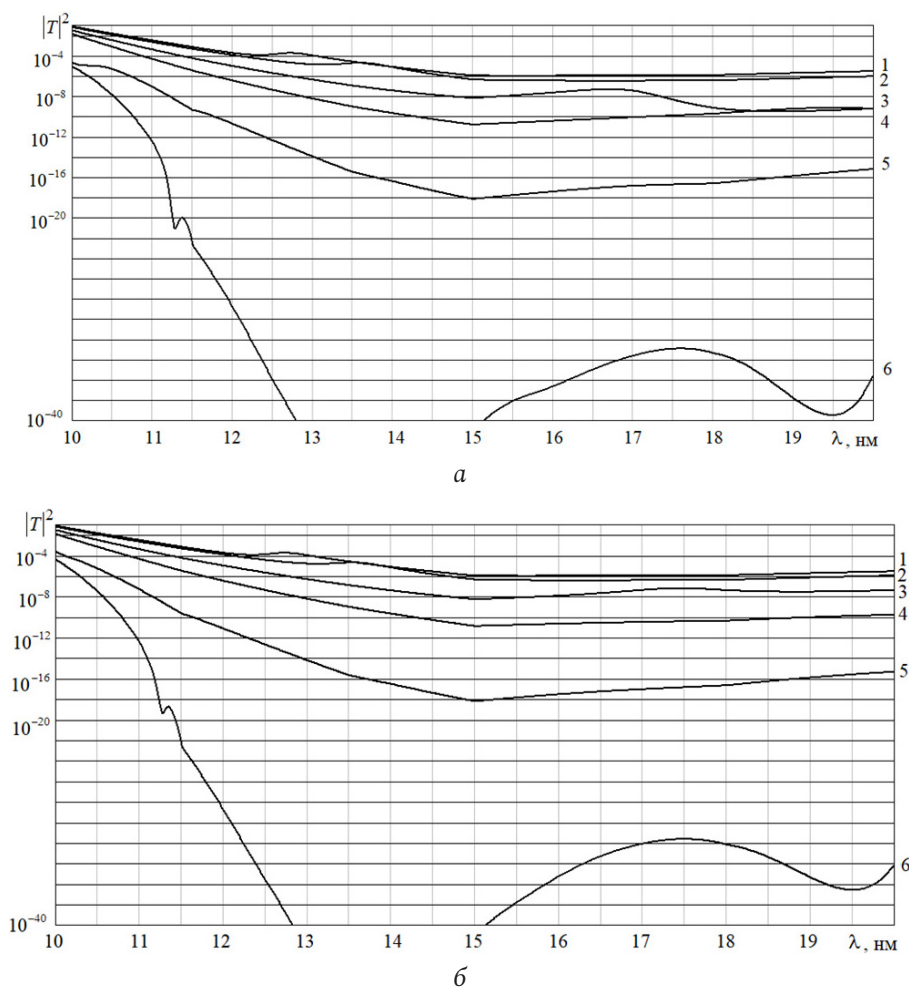


Рис. 6. Зависимость квадратов модулей коэффициентов прохождения от длины волны для структуры, состоящей из слоев пары сурьма / карбонат бора ($\text{Sb} / \text{B}_4\text{C}$) *s*-поляризация (а) и *p*-поляризация (б) для углов падения плоской электромагнитной волны: 1 – 0°, 2 – 20°, 3 – 40°, 4 – 50°, 5 – 60°, 6 – 65°

Fig. 6. Dependence of the squared moduli of the transmission coefficients on the wavelength for a structure consisting of layers of an antimony / boron carbonate ($\text{Sb} / \text{B}_4\text{C}$) pair *s*-polarization (а) and *p*-polarization (б) for the angles of incidence of a plane electromagnetic wave: 1 – 0°, 2 – 20°, 3 – 40°, 4 – 50°, 5 – 60°, 6 – 65°

рассматриваемом диапазоне длин волн, так как увеличивается поглощение в материалах слоев.

На рис. 5 приведены зависимости квадратов модулей коэффициентов отражения от длины волны для углов падения плоской электромагнитной волны 0°, 10°, 20°, 30°, 40° для структуры, состоящей из слоев пары сурьма/карбонат бора ($\text{Sb} / \text{B}_4\text{C}$), количество пар периодов $\text{Sb} / \text{B}_4\text{C}$ 50, величина периода 6,6 нм (3,3 нм – Sb , 3,3 нм – B_4C).

Из рис. 5 видно, что при увеличении угла падения максимумы квадрата модуля коэффициента отражения смещаются в длинноволновую область. Увеличение длины волны, на которую приходится максимум коэффициента отражения, связано с тем, что удлиняется оптический путь, который проходит луч в слоях, что эквивалентно росту толщины слоя.

На рис. 6 приведены зависимости квадратов модулей коэффициентов прохождения от дли-

ны волны для различных углов падения плоской электромагнитной волны для структуры, состоящей из слоев пары сурьма/карбонат бора ($\text{Sb} / \text{B}_4\text{C}$), количество пар периодов $\text{Sb} / \text{B}_4\text{C}$ – 50, толщина периода 6,6 нм (3,3 нм – Sb , 3,3 нм – B_4C).

Очевидно, что при определенном значении угла падения должно выполняться условие полного отражения на границе воздух – многослойная структура. Это значение зависит от длины волны падающего излучения. Во всем рассматриваемом диапазоне длин волн полное отражение будет выполняться при углах падения больше 83°. Однако при значительно меньших значениях угла падения коэффициент прохождения волны через многослойную структуру начинает резко уменьшаться. Исследуем данный эффект более внимательно. Для этого рассмотрим структуру, состоящую из двух периодов $\text{Sb} / \text{B}_4\text{C}$, величина периода 6,6 нм.

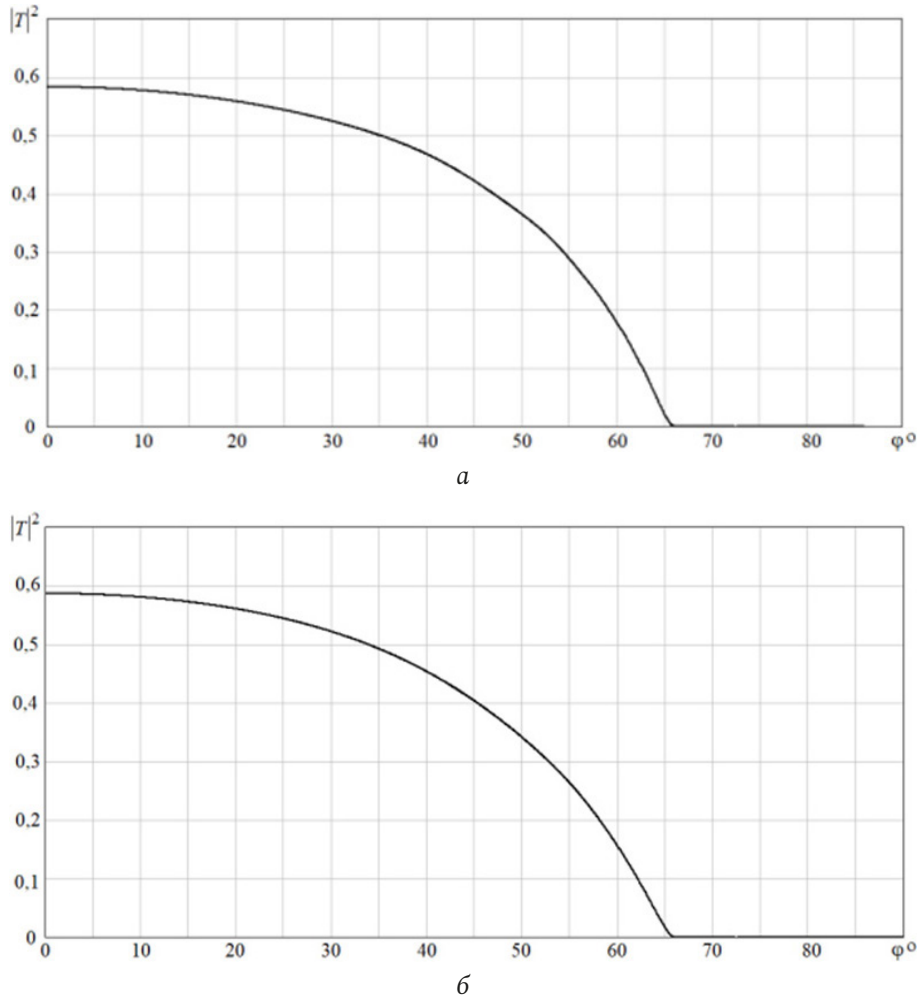


Рис. 7. Зависимость квадрата модуля коэффициента прохождения от угла падения плоской электромагнитной волны на длине волны 15 нм для двух периодов пар Sb / В₄С: а – s-поляризация; б – р-поляризация
 Fig. 7. Dependence of the square of the modulus of the transmission coefficient on the angle of incidence of a plane electromagnetic wave at a wavelength of 15 nm for two periods of Sb / В₄С pairs: а – s-polarization; б – р-polarization

На рис. 7 приведена зависимость квадрата модуля коэффициента прохождения от угла падения на длине волны $\lambda = 15$ нм. При угле примерно 65° наблюдается резкое уменьшение коэффициента прохождения для волн обеих поляризаций.

Чтобы разобраться в этом вопросе, рассмотрим условия возбуждения пленочных волн на основе модели, изображенной на рис. 8. Условием возбуждения пленочных волн является выполнение условий полного внутреннего отражения на верхней и нижней границах слоя с показателем преломления n_2 . При этом n_1 должен быть меньше, чем n_2 .

При выборе материалов структуры, изображенной на рис. 8, принимались во внимание значения показателя преломления на выбранном интервале длин волн, положение границ поглощения, совместимость их с учетом химического взаимодействия. Сформулировать аналитический критерий, который указывал бы на пару веществ, оптималь-

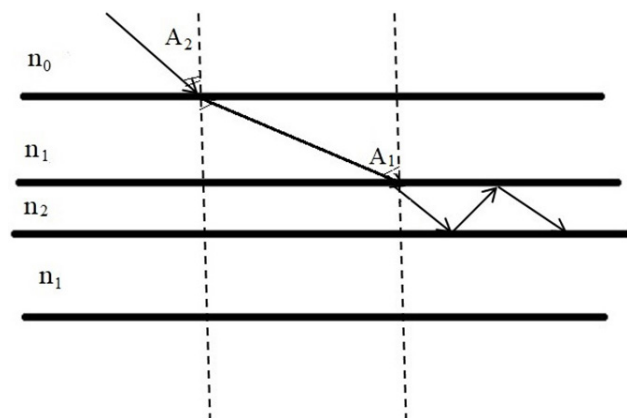


Рис. 8. К расчету угла падения волны на рассматриваемую структуру
 Fig. 8. To the calculation of the probability of falling on the intended environment

ную для решения поставленной задачи, не удается, поэтому подбор пар материалов осуществлялся, исходя из наличия у рассматриваемых материалов монотонной зависимости показателя прелом-

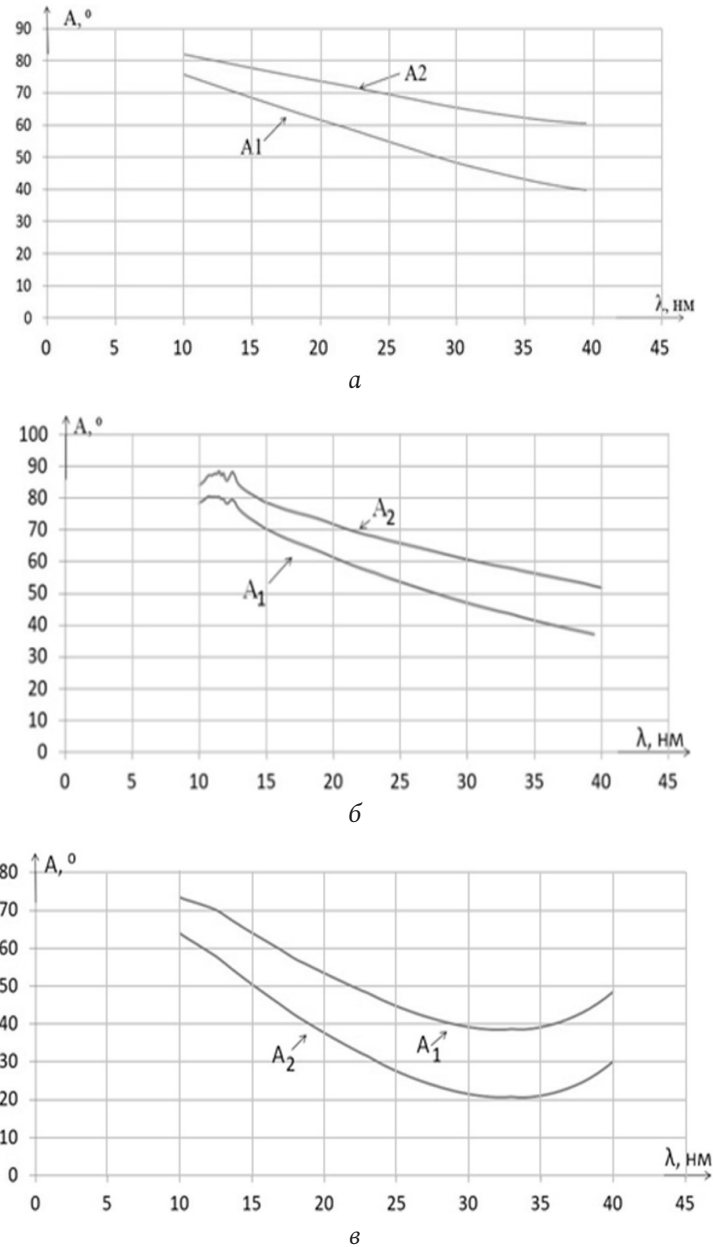


Рис. 9. Зависимости углов падения на рассматриваемую структуру A_2 и на центральный слой A_1 рассматриваемой структуры от длины волны, при которых волна становится направляемой: а - C_{60}/C_3H_6 ; б - Si_3N_4/Au ; в - $BN/AgBr$

Fig. 9. Dependences of the angles of incidence on the considered structure A_2 and on the central layer A_1 of the considered structure on the wavelength at which the wave becomes guided: а - C_{60}/C_3H_6 ; б - Si_3N_4/Au ; в - $BN/AgBr$

ления от длины волны и сохранения выполнения неравенства $n_2 > n_1$ во всем рассматриваемом интервале длин волн.

В ходе выполнения работы были рассмотрены следующие материалы [10]: C_{60} (фуллерен) – молекулярная форма углерода; C_3H_6 (пропилен) – органическое вещество, ненасыщенный углеводород из класса алкенов; Si_3N_4 (нитрид кремния) – обладает полезными для многих применений механическими и физико-химическими свойствами; Au (золото) – один из самых инертных металлов, стоящий в ряду напряжений правее всех других металлов; $AgBr$ (бромид серебра) – кристалли-

ческое вещество, нерастворимое в воде, имеет ионное строение; BN (нитрид бора) – бинарное соединение бора и азота. В результате проведенного сравнения зависимостей модулей показателей преломления рассмотренных материалов от длины волны были выбраны следующие пары материалов для создания многослойной структуры, направляющей волны рентгеновского диапазона: $C_{60}(n_1)/C_3H_6(n_2)$, $Si_3N_4(n_1)/Au(n_2)$ и $BN(n_1)/AgBr(n_2)$.

Для того чтобы волна, падающая на рассматриваемую структуру, направлялась ее центральным слоем (и затухала в нем), на его поверхности дол-

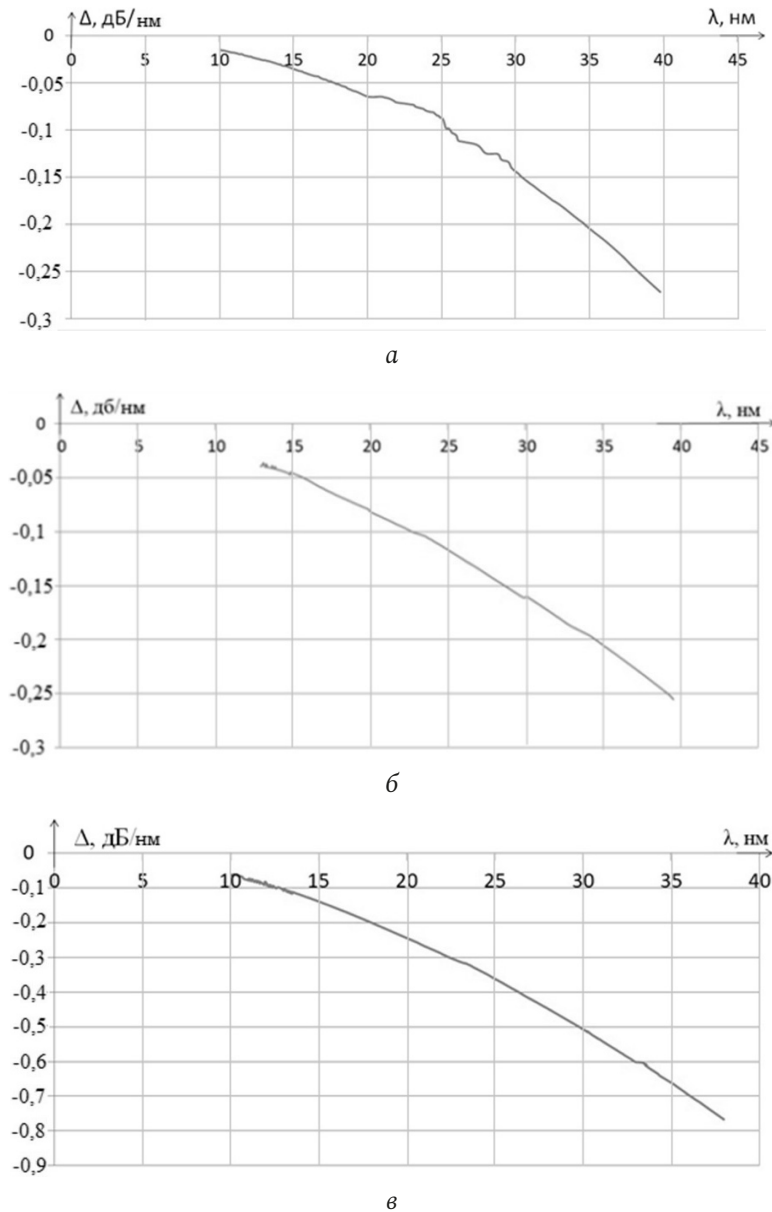


Рис. 10. Зависимости погонного затухания пленочной волны от длины волны: а – C_{60}/C_3H_6 ; б – Si_3N_4/Au ; в – $BN/AgBr$
 Fig. 10. Dependences of the linear attenuation of a film wave on the wavelength: а – C_{60}/C_3H_6 ; б – Si_3N_4/Au ; в – $BN/AgBr$

жен выполняться закон полного внутреннего отражения. Определим угол падения волны из воздушного пространства на пленку, используя закон Снеллиуса $\sin A_2 = n_1 \sin A_1$, где $\sin A_1 = n_1/n_2$. На рис. 9 представлены полученные в результате расчета зависимости углов падения на рассматриваемую структуру A_2 и на центральный слой A_1 этой структуры от длины волны, при которых волна становится направляемой.

Закон изменения амплитуды пленочной волны вдоль оси распространения в общем виде можно записать так:

$$V_m(z) = V_{m0} e^{\beta'' z}, \quad (9)$$

где V_{m0} – амплитуда волны в точке $z=0$; β'' – коэффициент затухания плоской волны в среде.

Погонное затухание волны может быть рассчитано по формуле

$$\Delta [\text{дБ/м}] = 20 \lg \left(\frac{V_{m0}}{V_{m1}} \right) = 20 \lg(e^{\beta''}) = 8,686 \beta'', \quad (10)$$

где V_{m1} – амплитуда волны в точке $z=1$ м.

Результаты расчета погонного затухания пленочной волны для различных пар материалов, из которых состоит исследуемая структура, показаны на рис. 10.

Из рис. 10 видно, что наибольшее затухание в диапазоне длин волн (10–40) нм обеспечивает структура, состоящая из пары материалов $BN/AgBr$. Структуры C_{60}/C_3H_6 и Si_3N_4/Au обеспечивают почти одинаковое затухание.

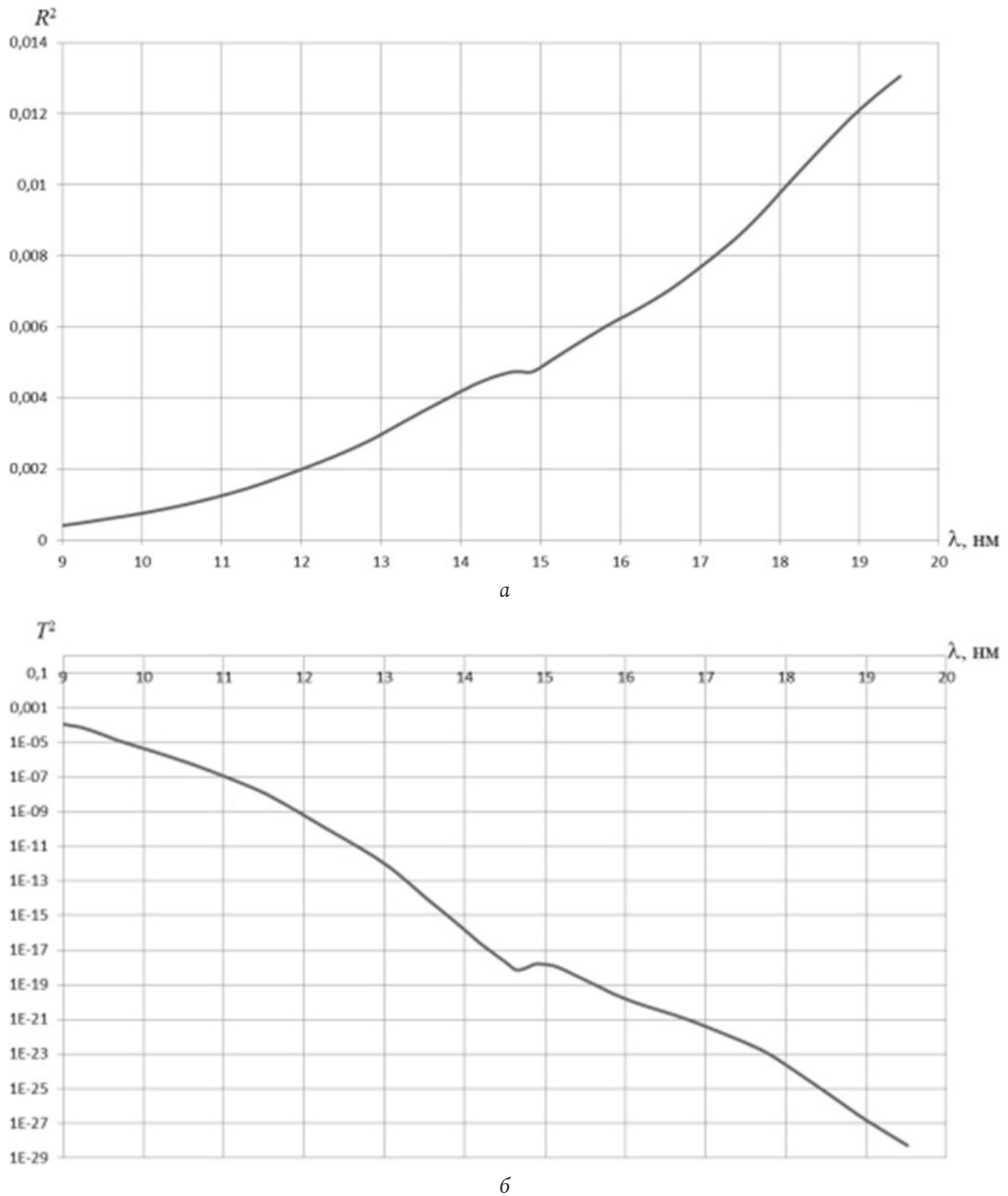


Рис. 11. Зависимости: *a* – квадрата модуля коэффициента отражения и *b* – квадрата модуля коэффициента прохождения от длины волны для одного слоя золота Au толщиной 330 нм в логарифмическом масштабе
Fig. 11. Dependences: *a* – of the square of the modulus of the reflection coefficient and *b* – of the square of the modulus of the transmission coefficient on the wavelength for one layer of Au gold 330 nm thick on a logarithmic scale

В качестве одного из вариантов выполнения защитного покрытия можно рассмотреть однослойную структуру, выполненную из материала с большим атомным весом. На рис. 11 изображены зависимости квадрата коэффициента отражения и квадрата коэффициента прохождения от длины

волны для одного слоя золота толщиной 330 нм в логарифмическом масштабе.

Таким образом, для защиты от электромагнитного излучения мягкого рентгеновского диапазона можно использовать как однослойные, так и многослойные структуры. При этом важно,

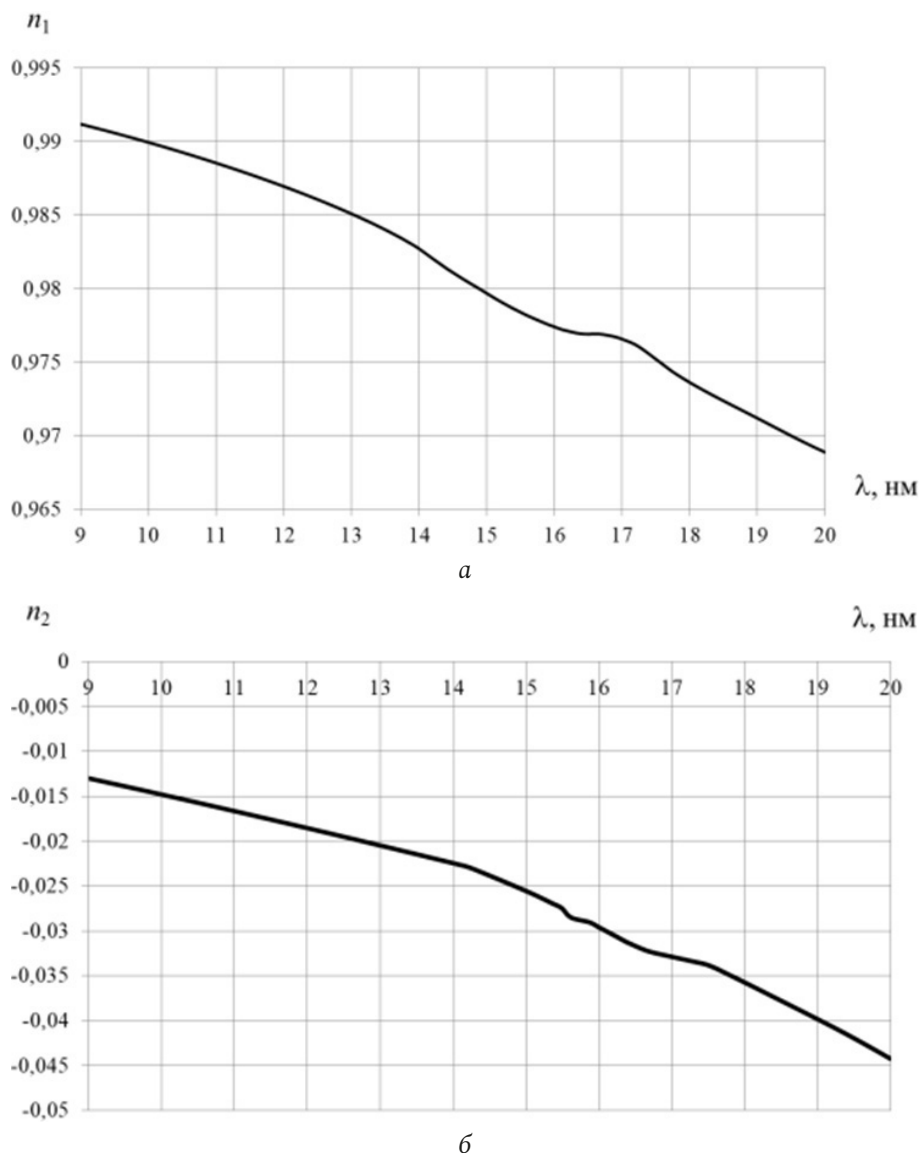


Рис. 12. Зависимости: a – действительной и b – мнимой частей коэффициента преломления иттербия от длины волны
Fig. 12. Dependences: a – real and b – imaginary parts of the refractive index of ytterbium on the wavelength

что однослойные структуры изготавливать проще, чем многослойные.

4. Составление дисперсионного уравнения волн цилиндрического воздушного волновода, окруженного средой из редкоземельного элемента

Известно [10], что в рентгеновском диапазоне относительная диэлектрическая проницаемость материалов становится меньше единицы. В связи с этим воздушный канал в материале можно рассматривать как волновод, работающий на основе принципа полного внутреннего отражения. Как один из вариантов композитного материала можно рассмотреть пленку, выполненную из одного из редкоземельных элементов (они в рассматрива-

емом диапазоне длин волн обладают большим поглощением), имеющую в своей структуре воздушные каналы, изогнутые под прямым углом с радиусом изгиба, превышающим критический, при котором нарушается полное внутреннее отражение. В таких волноводах волны, как показали расчеты, имеют очень большое погонное затухание. Они будут возбуждаться на границе «защитное покрытие – воздух» и уносить с собой значительную часть энергии падающей волны в направлении, параллельном пленке. Чтобы оценить потери в таком волноводе, рассмотрим в качестве модели воздушный цилиндр I радиуса a с диэлектрической проницаемостью ϵ_1 , окруженный однородной неограниченной средой II с диэлектрической проницаемостью ϵ_2 .

Краевая задача ставится на однородном уравнении Гельмгольца относительно продольных составляющих электрического и магнитного векторов Герца $\Pi_z^{e,m}$:

$$\Delta \Pi_{zi}^{e,m} + \varepsilon \mu \omega^2 \Pi_{zi}^{e,m} = 0. \quad (11)$$

Решения уравнения Гельмгольца для каждой из двух областей запишем в виде:

$$\begin{cases} \Pi_{z1}^e = A_1 J_n(\alpha_1 r) \cos n \varphi e^{-i\beta z}, \\ \Pi_{z1}^m = B_1 J_n(\alpha_1 r) \sin n \varphi e^{-i\beta z} \end{cases} \quad (12)$$

в области I,

$$\begin{cases} \Pi_{z2}^e = A_2 H_n^{(2)}(\alpha_2 r) \cos n \varphi e^{-i\beta z}, \\ \Pi_{z2}^m = B_2 H_n^{(2)}(\alpha_2 r) \sin n \varphi e^{-i\beta z} \end{cases} \quad (13)$$

в области II, где $\alpha_{1,2}$ – поперечные волновые числа первой и второй областей, которые связаны с продольным волновым числом β соотношением

$$\varepsilon_{1,2} \mu_{1,2} \omega^2 = \alpha_{1,2}^2 + \beta^2, \quad (14)$$

J_n – цилиндрические функции первого рода, $H_n^{(2)}$ – функции Ханкеля второго рода.

Диэлектрическая проницаемость первой области $\varepsilon_1 = \varepsilon_0$ (воздух). Диэлектрическая проницаемость ε_2 второй области, в качестве материала которой взят, например, иттербий (Yb), зависит от длины волны и рассчитывается по формуле

$$\varepsilon_2 = (1 - \delta(\lambda) - i\beta(\lambda))^2, \quad (15)$$

где $\delta(\lambda)$ и $\beta(\lambda)$ – параметры, зависящие от длины волны, взятые из [10].

Выражая через векторы Герца компоненты электрического и магнитного полей и подставляя их в граничные условия при $r = a$, получаем систему из четырех однородных уравнений относительно четырех неизвестных амплитудных коэффициентов. Для того чтобы система имела нетривиальные решения, необходимо, чтобы определитель системы был равен нулю. Таким образом, условие нетривиальности решения системы приводит к дисперсионному уравнению волн рассматриваемого волновода, которое решается на комплексной плоскости продольного волнового числа $\beta = \beta_1 + i\beta_2$ комбинированным методом поиска (совокупность метода Мюллера и метода вариации фазы) [12–14].

На основе описанного алгоритма были произведены расчеты характеристик дисперсии и затухания волн воздушного волновода, окруженного средой из иттербия. На рис. 12 приведена зависимость действительной и мнимой частей коэффициента преломления иттербия $n = n_1 + in_2$ от длины волны.

На рис. 13 приведены a – дисперсионные характеристики и b – характеристики затухания первых трех гибридных волн электродинамической структуры (порядок функции Бесселя $n = 1$), которая представляет собой воздушный цилиндр радиусом $a = 30$ нм, окруженный иттербием. Цифрами обозначены дисперсионные характеристики волн и соответствующие им характеристики затухания.

С увеличением радиуса воздушного цилиндра увеличивается число волн, распространяющихся в рассматриваемом диапазоне. На рис. 14 приведены зависимости затухания гибридных волн с азимутальным индексом $n = 1$ при длине волновода 1 нм.

5. Расчет характеристик взаимодействия рентгеновского излучения с композитными материалами с использованием специализированных САПР

Для решения различных задач электродинамики мощным инструментом, позволяющим производить трехмерное моделирование электромагнитных процессов, являются современные системы автоматизированного проектирования (САПР). Рассмотрим возможность и эффективность применения САПР при проектировании композитных покрытий, предназначенных для защиты от электромагнитного излучения рентгеновского диапазона: многослойных пленочных покрытий и однослойных покрытий, имеющих двумерную периодическую «дырчатую» структуру.

САПР CST Studio не позволяет производить расчеты на частотах, соответствующих мягкому рентгеновскому диапазону, поэтому при моделировании применялся принцип электродинамического подобия: уменьшали частоту, увеличивая при этом геометрические размеры. При этом частотные зависимости параметров материалов брали из интересующего нас мягкого рентгеновского диапазона (значениям параметров на крайних расчетных частотах ставили в соответствие значения на крайних частотах рентгеновского диапазона и между крайними частотами воспроизводили частотные зависимости). Для моделирования структуры бесконечного размера с периодически повторяющимися фрагментами были использованы каналы Флоке [15]. Для выбранных размеров ячейки Флоке можно определить минимальное число мод – фундаментальные типы волн Флоке $TE(0,0)$ и $TM(0,0)$, что соответствует моделированию

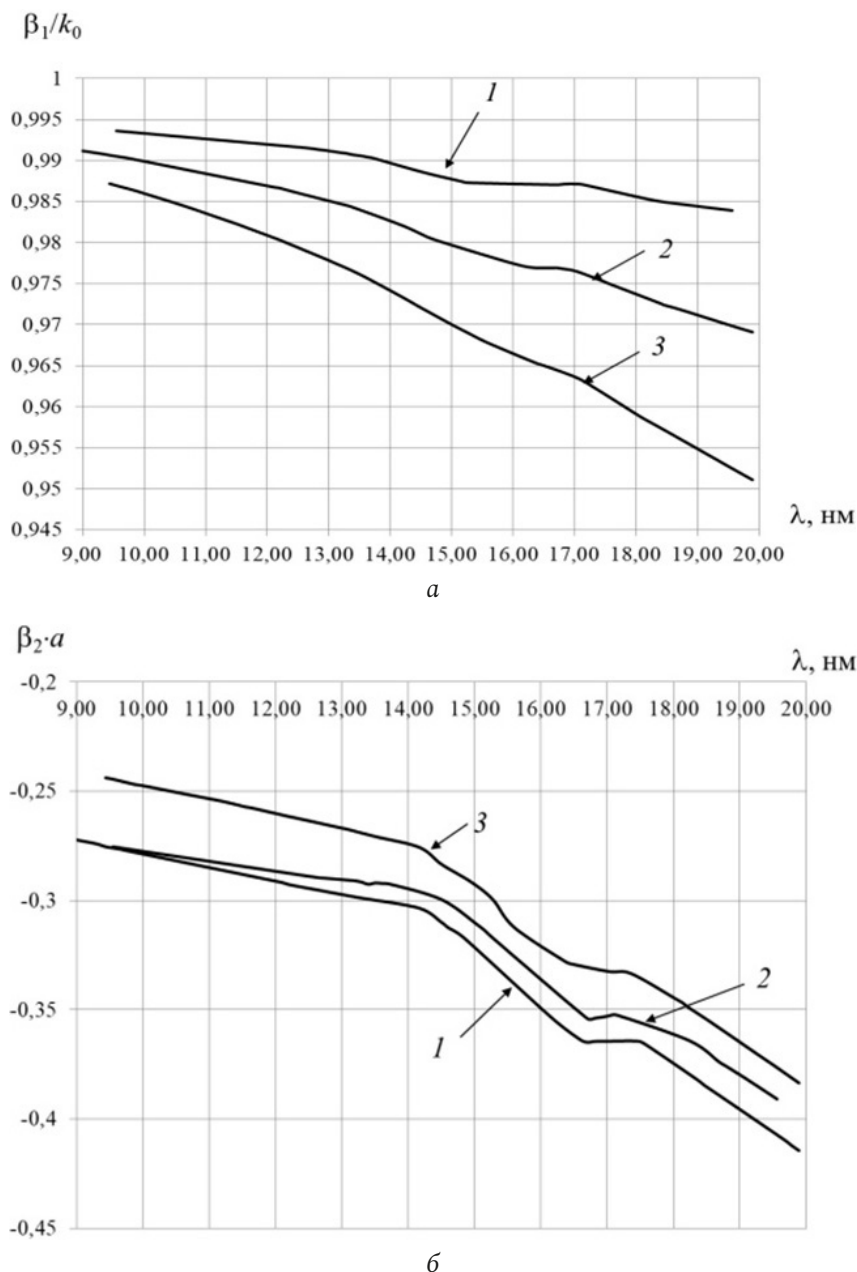


Рис. 13. Характеристики: а – дисперсии и б – затухания первых трех волн воздушного цилиндрического волновода радиусом $a = 30$ нм, окруженного иттербием
Fig. 13. Characteristics: a – dispersion and b – attenuation of the first three waves of an air cylindrical waveguide with a radius $a = 30$ nm, surrounded by ytterbium

падающей на поверхность плоской волны. Направление падения плоской волны задается перпендикулярным поверхности многослойного покрытия.

Расчет показал наличие аномальных пиков в характеристиках, что говорит о недостаточной точности вычислений. Для их устранения приходится уменьшать размеры ячеек вычислительной сетки. Параметр точности определяется как количество ячеек разбиения на одну длину волны. Увеличение количества ячеек на одну длину волны производилось от 8 до 24. По-видимому, для расчета ослабления излучения при прохождении одно- и много-

слойных структур производить расчеты данной САПР нецелесообразно ввиду очень высоких временных затрат.

Рассмотрим применение указанной САПР для исследования прохождения излучения через материал с двумерно-периодической системой цилиндрических воздушных каналов, рис. 15. Метод анализа с граничными условиями в направлениях X и Y Unit Cell позволяет анализировать структуру, бесконечно дублируемую в этих направлениях.

Исследовались свойства слоя из редкоземельного материала – иттербия. Свойства материала

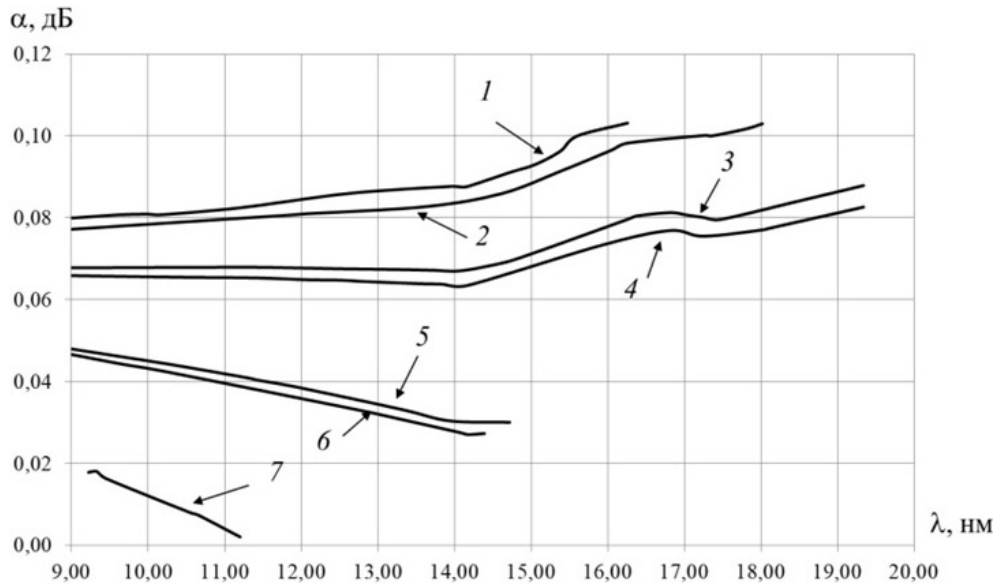


Рис. 14. Характеристики затухания семи волн воздушного волновода радиусом $a = 50$ нм, окруженного иттербием, при длине волновода 1 нм

Fig. 14. Attenuation characteristics of seven waves of an air waveguide with a radius $a = 50$ nm, surrounded by ytterbium, with a waveguide length of 1 nm

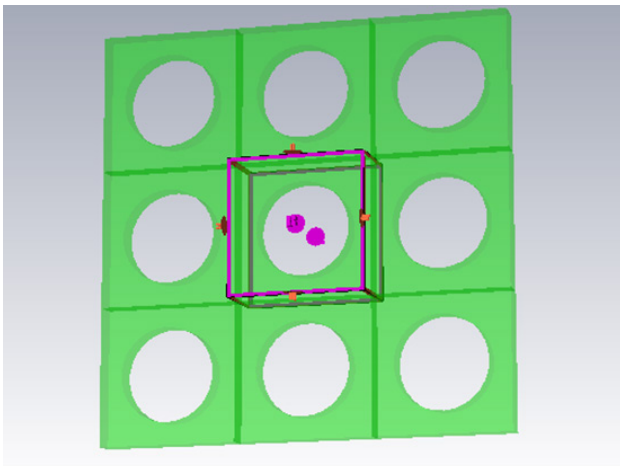


Рис. 15. Модель защитного материала с отверстиями с выделенной единичной ячейкой Флоке

Fig. 15. Model of a protective material with holes with a selected single Floquet cell

были взяты в диапазоне длин волн (10–20) нм и перенесены по принципу электродинамического подобия в диапазон длин волн (1–2) мм. Отверстия в материале представляли собой цилиндры, расположенные перпендикулярно слою материала.

Размеры ячейки в направлении X и Y $a = b = 2$ мм. Радиус отверстия $R_1 = 0,6$ мм (в рентгеновском диапазоне с учетом коэффициента подобия это соответствует 6 нм) был подобран так, чтобы на меньшей из рассматриваемых частот 150 ГГц осуществлялся режим распространения основного типа волны в круглом волноводе. Толщина слоя $d = 2$ мм.

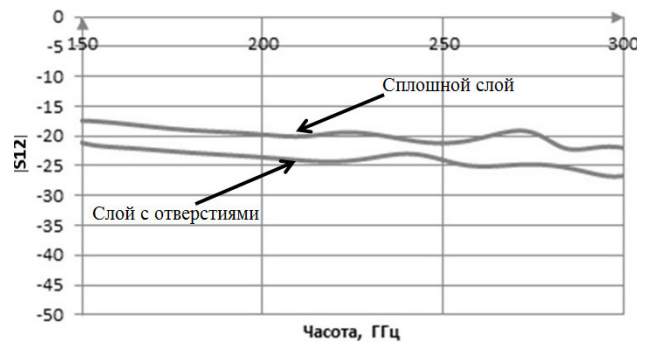


Рис. 16. Погонные потери (в дБ/мм) для сплошного слоя и слоя с отверстиями

Fig. 16. Linear loss (in dB/mm) for a continuous layer and a layer with holes

На рис. 16 приведены сравнительные характеристики зависимостей потерь (в дБ/мм) мощности плоской волны при прохождении сплошного слоя Yb и такого же слоя с отверстиями. Введение сплошных цилиндрических отверстий, перпендикулярных к поверхности слоя, приводит лишь к уменьшению потерь в материале. Следовательно, защитные свойства слоя в целом становятся ниже. Но знания о погонных потерях в подобных материалах можно использовать для более сложных структур, к примеру, в которых волноводы будут иметь загиб в материале на 90° . Такой вырез в материале позволит «увести» волну в нужном направлении. Возникает вопрос о том, каким должен быть критический радиус изгиба для подобного волновода.

В литературе [16] обсуждается, каким должен быть допустимый радиус кривизны изогнутых

плочных диэлектрических слоев. Радиус кривизны должен быть достаточно большим:

$$\rho \gg d / (1 - \cos \theta), \quad (16)$$

где d – толщина слоя, θ – угол падения, удовлетворяющий условию полного внутреннего отражения. При этом условия оба угла θ на верхней и нижней границах близки друг к другу.

Показатель преломления n_2 выбираем наименьшим в рассматриваемом диапазоне частот. Если $n_2 = 0,943$, то $\rho \gg 2,9$ мм, что соответствует 29 нм в интересующем в данном исследовании диапазоне.

Заключение

Рассмотрены методы расчета некоторых возможных вариантов исполнения композитных покрытий, призванных защищать радиоэлектронную аппаратуру от воздействия электромагнитного излучения в мягком рентгеновском диапазоне. Показано, что для анализа прохождения плоской волны через многослойную плоскопараллельную структуру с одинаковой расчетной эффективностью и точностью можно использовать подходы на основе электродинамической модели

и модели, составленной с использованием теории графов. Применять САПР для расчета таких структур нецелесообразно, ввиду того что при уменьшении размера ячейки Флоке по отношению к длине волны значительно увеличивается время счета.

Как один из вариантов композитного материала предлагается использовать пленку, выполненную из редкоземельного элемента, имеющую в своей структуре воздушные каналы, изогнутые под прямым углом с радиусом изгиба, превышающим критический. В таких волноводах волны, как показали расчеты, имеют очень большое погонное затухание. Они будут возбуждаться на границе «защитное покрытие – воздух» и уносить с собой значительную часть энергии падающей волны в направлении, параллельном пленке.

На основе электродинамической модели может быть рассмотрен одиночный воздушный волновод. При использовании САПР возможен расчет двумерно-периодической системы воздушных отверстий в материале. Однако существенным недостатком является то, что в САПР нельзя рассмотреть падение на структуру плоской волны под произвольным углом.

Список литературы

1. Sonsilphong A., Wongkasem N. Light-weight radiation protection by non-lead materials in X-ray regimes // 2014 International Conference on Electromagnetics in Advanced Applications (ICEAA). 2014. P. 656–658. DOI: <https://doi.org/10.1109/ICEAA.2014.6903939>
2. Radiation attenuation by lead and nonlead materials used in radiation shielding garments / J.P. McCaffrey [et al.] // Med. Phys. 2007. Vol. 34, no. 2. P. 530–537. DOI: <https://doi.org/10.1118/1.2426404>
3. Nambiar S., Yeow J.T.W. Polymer-composite materials for radiation protection // ACS Appl. Mater. Interfaces. 2012. Vol. 4, no. 11. P. 5717–5726. DOI: <https://doi.org/10.1021/am300783d>
4. Radiation-protective properties of composition materials / E.M. Prokhorenko [et al.] // East Eur. J. Phys. 2015. Vol. 2, no. 1. P. 41–45. DOI: <https://doi.org/10.26565/2312-4334-2015-1-06>
5. Kohn V.G. On the theory of reflectivity by an XRay multilayer mirror // Phys. Status Solidi B. 1995. Vol. 187, no. 1. P. 61–70. DOI: <https://doi.org/10.1002/pssb.2221870105>
6. Веселов Г.И., Раевский С.Б. Слоистые металлодиэлектрические волноводы. М.: Радио и связь, 1988. 248 с.
7. Силаев М.А., Брянцев С.Ф. Приложение матриц и графов к анализу СВЧ-устройств. М.: Советское радио, 1970. 248 с.
8. Семенов Н.А. Техническая электродинамика. М.: Связь, 1973. 480 с.
9. Электродинамика и распространение радиоволн / В.А. Неганов [и др.]. М.: Радиотехника, 2009. 744 с.
10. X-Ray Interactions with Matter / CXRO. URL: http://henke.lbl.gov/optical_constants/
11. Аперриодические многослойные зеркала нормального падения на основе сурьмы для области спектра 8–13 нм / Е.А. Вишняков [и др.] // Квантовая электроника. 2011. Т. 41, № 1. С. 75–80.
12. Muller D.E. A method for solving algebraic equations using an automatic computer // Mathematical Tables and Other Aids to Computation. 1956. Vol. 10, no. 10. P. 208–215. DOI: <https://doi.org/10.2307/2001916>
13. Бритов И.Е., Раевский А.С., Раевский С.Б. Целенаправленный поиск комплексных волн в направляющих электродинамических структурах // Антенны. 2003. Вып. 5 (72). С. 64–71.
14. Малахов В.А., Раевский А.С., Раевский С.Б. О решении дисперсионных уравнений волн направляющих электродинамических структур на комплексных плоскостях волновых чисел // Журнал вычислительной математики и математической физики. 2015. Т. 55, № 6. С. 1028–1038. DOI: <https://doi.org/10.7868/S0044466915060095>
15. Курушин А.А. Использование каналов Флоке для моделирования периодической наноструктуры // Журнал радиоэлектроники. 2010. № 11. С. 1–22.
16. Унгер Х.Г. Планарные и волоконные оптические волноводы. М.: Мир, 1980. 656 с.

References

1. Sonsilphong A., Wongkasem N. Light-weight radiation protection by non-lead materials in X-ray regimes. *2014 International Conference on Electromagnetics in Advanced Applications (ICEAA)*, 2014, pp. 656–658. DOI: <https://doi.org/10.1109/ICEAA.2014.6903939>
2. McCaffrey J.P. et al. Radiation attenuation by lead and nonlead materials used in radiation shielding garments. *Med. Phys.*, 2007, vol. 34, no. 2, pp. 530–537. DOI: <https://doi.org/10.1118/1.2426404>
3. Nambiar S., Yeow J.T.W. Polymer-composite materials for radiation protection. *ACS Appl. Mater. Interfaces*, 2012, vol. 4, no. 11, pp. 5717–5726. DOI: <https://doi.org/10.1021/am300783d>
4. Prokhorenko E.M. et al. Radiation-protective properties of composition materials. *East Eur. J. Phys.*, 2015, vol. 2, no. 1, pp. 41–45. DOI: <https://doi.org/10.26565/2312-4334-2015-1-06>
5. Kohn V.G. On the theory of reflectivity by an XRay multilayer mirror. *Phys. Status Solidi B*, 1995, vol. 187, no. 1, pp. 61–70. DOI: <https://doi.org/10.1002/pssb.2221870105>
6. Veselov G.I., Raevskiy S.B. *Layered Metal-Dielectric Waveguides*. Moscow: Radio i svyaz', 1988, 248 p. (In Russ.)
7. Silaev M.A. Bryantsev S.F. *Application of Matrices and Graphs to the Analysis of Microwave Devices*. Moscow: Sovetskoe radio, 1970, 248 p. (In Russ.)
8. Semenov N.A. *Technical Electrodynamics*. Moscow: Svyaz', 1973, 480 p. (In Russ.)
9. Neganov V.A. et al. *Electrodynamics and Propagation of Radio Waves*. Moscow: Radiotekhnika, 2009, 744 p. (In Russ.)
10. X-Ray Interactions with Matter / CXRO. URL: http://henke.lbl.gov/optical_constants/
11. Vishnyakov E.A. et al. Aperiodic antimony-based multilayer normal-incidence mirrors for the spectral region 8–13 nm. *Kvantovaya elektronika*, 2011, vol. 41, no. 1, pp. 75–80. (In Russ.)
12. Muller D.E. A method for solving algebraic equations using an automatic computer. *Mathematical Tables and Other Aids to Computation*, 1956, vol. 10, no. 10, pp. 208–215. DOI: <https://doi.org/10.2307/2001916>
13. Britov I.E., Raevskiy A.S., Raevskiy S.B. Purposeful search for complex waves in guiding electrodynamic structures. *Antenny*, 2003, no. 5 (72), pp. 64–71. (In Russ.)
14. Malakhov V.A., Raevskiy A.S., Raevskiy S.B. On the solution of dispersion equations for waves of guiding electrodynamic structures on the complex planes of wave numbers. *Zhurnal vychislitel'noy matematiki i matematicheskoy fiziki*, 2015, vol. 55, no. 6, pp. 1028–1038. DOI: <https://doi.org/10.7868/S0044466915060095> (In Russ.)
15. Kurushin A.A. Using Floquet channels to simulate a periodic nanostructure. *Zhurnal radioelektroniki*, 2010, no. 11, pp. 1–22. (In Russ.)
16. Unger Kh.G. *Planar And Fiber Optical Waveguides*. Moscow: Mir, 1980, 656 p. (In Russ.)

Physics of Wave Processes and Radio Systems

2022, vol. 25, no. 4, pp. 9–26

DOI 10.18469/1810-3189.2022.25.4.9-26

Received 6 September 2022

Accepted 7 October 2022

Approaches to mathematical modeling of coatings that protect against electromagnetic radiation in the soft X-ray range

Yury G. Belov¹, Vladimir V. Biryukov¹, Vasily A. Malakhov¹,
Irina V. Malakhova¹, Maria S. Nechaeva^{1, 2}, Yuliya V. Raevskaya¹,
Aleksey S. Raevsky¹, Andrey Yu. Sedakov², Aleksey A. Titarenko¹

¹ Nizhny Novgorod State Technical University named after R.E. Alekseev
24, Minin Street,
Nizhny Novgorod, 603950, Russia

² Branch of FSUE RFNC-VNIIEF «NIIIS named after Yu.E. Sedakov»
47, Tropinin Street,
Nizhny Novgorod, 603137, Russia

Abstract – The objects of study are composite structures that protect against electromagnetic radiation in the soft X-ray range. The purpose of this work is to propose approaches to the mathematical modeling of coatings based on these structures, to calculate the reflection and transmission characteristics of a homogeneous plane wave incident at different angles on such coatings. Research methods - electrodynamic modeling, graph theory, three-dimensional electromagnetic modeling in CAD. Mathematical models of multilayer structures obtained on the basis of the electrodynamic approach and using graph theory, the results of calculations of the reflection and transmission characteristics of a homogeneous plane wave incident at different angles on such structures are presented. The prospects for the use of film coatings with air holes are considered. The results obtained in the course of the work may be used to create coatings that protect electronic equipment from the effects of X-rays.

Keywords – multilayer structures; CAD; electrodynamic analysis; composite materials; X-ray range.

Информация об авторах

Белов Юрий Георгиевич, доктор технических наук, профессор кафедры физики и техники оптической связи, Нижегородский государственный технический университет имени Р.Е. Алексеева, г. Нижний Новгород, Россия.

Область научных интересов: электродинамика, техника СВЧ-, КВЧ- и оптического диапазонов.

E-mail: physics@nntu.ru

Бирюков Владимир Валерьевич, доктор технических наук, доцент, профессор кафедры физики и техники оптической связи, Нижегородский государственный технический университет имени Р.Е. Алексеева, г. Нижний Новгород, Россия.

Область научных интересов: электродинамика, техника СВЧ-, КВЧ- и оптического диапазонов.

E-mail: birukovvv@mail.ru

Малахов Василий Алексеевич, доктор технических наук, доцент, профессор кафедры физики и техники оптической связи, Нижегородский государственный технический университет имени Р.Е. Алексеева, г. Нижний Новгород, Россия.

Область научных интересов: электродинамика, техника СВЧ-, КВЧ- и оптического диапазонов.

E-mail: mr.vasml@mail.ru

Малахова Ирина Васильевна, магистр кафедры физики и техники оптической связи, Нижегородский государственный технический университет имени Р.Е. Алексеева, г. Нижний Новгород, Россия.

Область научных интересов: мобильная связь, электродинамика, техника СВЧ-, КВЧ-диапазонов.

E-mail: physics@nntu.ru

Нечаева Мария Сергеевна, аспирант кафедры физики и техники оптической связи, Нижегородский государственный технический университет имени Р.Е. Алексеева, инженер-исследователь 3-й категории филиала РФЯЦ-ВНИИЭФ «НИИИС имени Ю.Е. Седакова», г. Нижний Новгород, Россия.

Область научных интересов: электродинамика, техника СВЧ-, КВЧ-диапазонов.

E-mail: m_myakisheva@inbox.ru

Раевская Юлия Владимировна, кандидат технических наук, доцент кафедры физики и техники оптической связи, Нижегородский государственный технический университет имени Р.Е. Алексеева, г. Нижний Новгород, Россия.

Область научных интересов: электродинамика, техника СВЧ-, КВЧ- и оптического диапазонов.

E-mail: physics@nntu.ru

Раевский Алексей Сергеевич, доктор физико-математических наук, профессор, заведующий кафедрой физики и техники оптической связи, Нижегородский государственный технический университет имени Р.Е. Алексеева, г. Нижний Новгород, Россия.

Область научных интересов: электродинамика, техника СВЧ-, КВЧ- и оптического диапазонов.

E-mail: raevsky_as@mail.ru

Седаков Андрей Юлиевич, первый заместитель директора РФЯЦ-ВНИИЭФ – директор филиала РФЯЦ-ВНИИЭФ «НИИИС имени Ю.Е. Седакова», доктор технических наук, профессор, профессор кафедры физики и техники оптической связи, Нижегородский государственный технический университет имени Р.Е. Алексеева, г. Нижний Новгород, Россия.

Область научных интересов: электродинамика, микроэлектроника, техника СВЧ-, КВЧ- и оптического диапазонов.

E-mail: physics@nntu.ru

Титаренко Алексей Александрович, доктор технических наук, доцент, профессор кафедры физики и техники оптической связи, Нижегородский государственный технический университет имени Р.Е. Алексеева, г. Нижний Новгород, Россия.

Область научных интересов: электродинамика, микроэлектроника, техника СВЧ-, КВЧ- и оптического диапазонов.

E-mail: physics@nntu.ru

Information about the Authors

Yury G. Belov, Doctor of Technical Sciences, professor of the Department of Physics and Technology of Optical Communications, Nizhny Novgorod State Technical University named after R.E. Alekseev, Nizhny Novgorod, Russia.

Research interests: electrodynamics, technology of SHF, EHF and optical ranges.

E-mail: physics@nntu.ru

Vladimir V. Biryukov, Doctor of Technical Sciences, professor of the Department of Physics and Technology of Optical Communications, Nizhny Novgorod State Technical University named after R.E. Alekseev, Nizhny Novgorod, Russia.

Research interests: electrodynamics, technology of SHF, EHF and optical ranges.

E-mail: birukovvv@mail.ru

Vasily A. Malakhov, Doctor of Technical Sciences, professor of the Department of Physics and Technology of Optical Communications, Nizhny Novgorod State Technical University named after R.E. Alekseev, Nizhny Novgorod, Russia.

Research interests: electrodynamics, technology of SHF, EHF and optical ranges.

E-mail: mr.vasml@mail.ru

Irina V. Malakhova, master of the Department of Physics and Technology of Optical Communications, Nizhny Novgorod State Technical University named after R.E. Alekseev, Nizhny Novgorod, Russia.

Research interests: electrodynamics, technology of SHF, EHF ranges.

E-mail: physics@nntu.ru

Maria S. Nechaeva, post-graduate student of the Department of Physics and Technology of Optical Communications, Nizhny Novgorod State Technical University named after R.E. Alekseev, engineer-researcher of the 3rd category of branch of FSUE RFNC-VNIIEF «NIIS named after Yu.E. Sedakov», Nizhny Novgorod, Russia.

Research interests: electrodynamics, technology of SHF, EHF ranges.

E-mail: m_myakisheva@inbox.ru

Yuliya V. Raevskaya, Candidate of Technical Sciences, associate professor of the Department of Physics and Technology of Optical Communications, Nizhny Novgorod State Technical University named after R.E. Alekseev, Nizhny Novgorod, Russia.

Research interests: electrodynamics, technology of SHF, EHF and optical ranges.

E-mail: physics@nntu.ru

Aleksey S. Raevsky, Doctor of Physical and Mathematical Sciences, head of the Department of Physics and Technology of Optical Communications, Nizhny Novgorod State Technical University named after R.E. Alekseev, Nizhny Novgorod, Russia.

Research interests: electrodynamics, technology of SHF, EHF and optical ranges.

E-mail: raevsky_as@mail.ru

Andrey Yu. Sedakov, first deputy director of FSUE RFNC-VNIIEF – Director of branch of FSUE RFNC-VNIIEF «NIIS named after Yu.E. Sedakov», Doctor of Technical Sciences, professor of the Department of Physics and Technology of Optical Communications, Nizhny Novgorod State Technical University named after R.E. Alekseev, Nizhny Novgorod, Russia.

Research interests: electrodynamics, microelectronics, technology of SHF, EHF and optical ranges.

E-mail: physics@nntu.ru

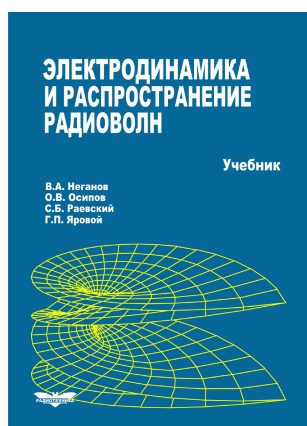
Aleksey A. Titarenko, Doctor of Technical Sciences, professor of the Department of Physics and Technology of Optical Communications, Nizhny Novgorod State Technical University named after R.E. Alekseev, Nizhny Novgorod, Russia.

Research interests: electrodynamics, microelectronics, technology of SHF, EHF and optical ranges.

E-mail: physics@nntu.ru

Неганов, В.А.

Электродинамика и распространение радиоволн: учебник / В.А. Неганов [и др.]; под ред. В.А. Неганова и С.Б. Раевского. – Изд. 4-е, доп. и перераб. – М.: Радиотехника, 2009. – 744 с.



ISBN 978-5-88070-154-4

УДК 537.87(075.3)

ББК 22.3

Н 41

Книга написана активно работающими в области электродинамики учеными. Излагаются теория электромагнитного поля с акцентом на радиотехническую электродинамику и анализ волновых процессов; рассматриваются отражение и преломление волн, излучение и дифракция; описываются основные закономерности распространения электромагнитных волн в различных безграничных средах (изотропных, анизотропных, диспергирующих, неоднородных), в направляющих и резонансных структурах, в природных условиях. Обсуждаются методы математического моделирования в электродинамике, опирающегося на применение ЭВМ.

Отличительной особенностью книги является обсуждение современных проблем электродинамики: расчет электромагнитных волн в ближних зонах излучающих структур (самосогласованный метод расчета), комплексных волн в волноводах и др.

Предназначается для студентов радиотехнических и радиофизических специальностей вузов, а также инженеров-радиотехников и радиофизиков.