

МЕТОДИЧЕСКИЕ ЗАМЕТКИ

Условия полного поглощения
в интерференционных покрытиях типа экран Солсбери

Т.М. Линкова, В.В. Медведев

Рассмотрены физические принципы работы интерференционных светопоглощающих структур на примере экрана Солсбери. На основе решения волнового уравнения получены выражения для распределения полей, а также амплитудных и энергетических коэффициентов отражения и поглощения. В рамках обоснованных упрощающих допущений выведены наглядные аналитические условия полного поглощения при нормальном падении волны. Проведён численный анализ условий идеального поглощения. Приведены примеры проектирования тонкоплёночных покрытий с использованием спектральных зависимостей оптических констант реальных материалов. Возможность достижения полного поглощения при использовании реальных материалов показана на примере структуры Cr/ZnSe/Al.

Ключевые слова: интерференционные покрытия, светопоглощающие структуры, поглощение, экран Солсбери

PACS numbers: 42.25.Bs, 42.79. – e, 78.67. – n

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2026.04.040125>

Содержание

1. Введение (867).
2. Теория (868).
3. Оптические свойства металлов (870).
4. Условия полного поглощения (871).
 - 4.1. Приближенное аналитическое решение. 4.2. Численное решение.
5. Пример проектирования экрана Солсбери на основе реальных материалов (873).
6. Заключение (874).
- Список литературы (875).

1. Введение

Интерференционные тонкоплёночные структуры сегодня прочно вошли в повседневную практику. Многослойные антибликовые покрытия являются стандартом для очковых линз, а объективы камер смартфонов оснащаются плёнками, устраняющими засветы и паразитные ореолы. Подобные структуры критически важны для работы современных дисплеев (управление яркостью и цветопередачей), а в автомобильной промышленности они используются в качестве атермальных фильтров, отражающих ИК-излучение.

Несмотря на широкое применение, степень освещения этих вопросов в учебной литературе неоднородна. Если основы работы просветляющих покрытий упоминаются ещё в школьном курсе физики [1] и подробно рассматриваются в вузовских учебниках [2], то принципы функционирования многослойных диэлектрических (брэгговских) зеркал рассматриваются только в специализированных учебниках по оптике [3]. Светопоглощающие же интерференционные структуры, востребованные в фотовольтаике, детекторах излучения и дисплейных технологиях, в доступной учебной литературе практически не упоминаются. Настоящая заметка призвана восполнить этот пробел.

В данной статье представлено детальное описание физических принципов работы широко распространённой интерференционной структуры — экрана Солсбери (ЭС) [4]. Исторически ЭС был предложен для снижения радиолокационной заметности объектов [5], однако позднее его архитектура стала востребована в самых разных диапазонах спектра [6–21]. Типичная структура ЭС (рис. 1) включает тонкий поглощающий металлический слой (1), диэлектрическую прослойку — спейсер (2) и отражающую металлическую подложку (зеркало) (3). Чтобы обеспечить эффективную интерференцию волн, отражённых от всех границ раздела, толщина верхнего слоя d_1 должна быть существенно меньше глубины скин-слоя. Поглощение на заданной длине волны λ достигается путём оптимизации параметров d_1 и d_2 . Для случая нормального падения монохроматического излучения условия полного поглощения в литературе обычно записываются в виде [22, 23]:

$$\sigma_1 d_1 = \frac{1}{Z_0}, \quad (1)$$

$$d_2 = \frac{\lambda}{4n_2}, \quad (2)$$

Т.М. Линкова⁽¹⁾, В.В. Медведев^(2,*)

⁽¹⁾ Московский физико-технический институт
(национальный исследовательский университет),
Институтский пер. 9, 141700 Долгопрудный, Московская обл.,
Российская Федерация

⁽²⁾ Институт спектроскопии РАН,
ул. Физическая 5, 108840 Троицк, Москва, Российская Федерация
E-mail: (*) medvedev@phystech.edu

Статья поступила 11 февраля 2026 г.,
после доработки 10 апреля 2026 г.

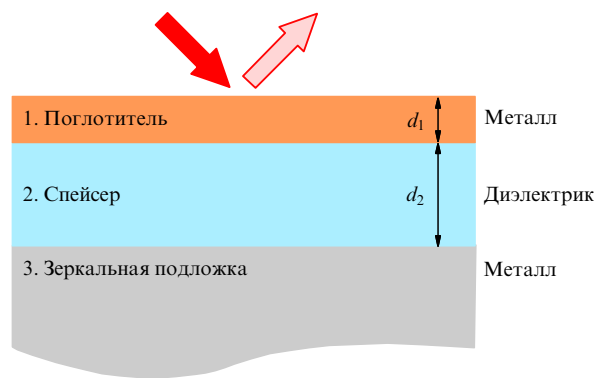


Рис. 1. Схематическое изображение экрана Солсбери.

где $Z_0 \approx 377$ Ом — импеданс свободного пространства, σ_1 — удельная проводимость материала верхнего слоя, n_2 — показатель преломления диэлектрика. Таким образом, согласно выражениям (1), (2), эффект идеального поглощения реализуется в проводящем слое толщиной d_1 , расположенном на четвертьволновом расстоянии от зеркальной подложки.

Оценим порядок оптимальных толщин d_1 для реальных материалов. Важно отметить, что формальное использование выражения (1) требует осторожности. Подстановка табличных значений удельной проводимости σ для металлов с высокой проводимостью (алюминий, медь) даёт физически бессмысленные субнанометровые толщины. Для металлов с относительно высоким сопротивлением (титан, никель) расчётное значение d_1 составляет около 1 нм. Однако хорошо известно, что проводимость ультратонких (нанометровых) плёнок существенно ниже табличных значений для объёмных образцов [24]. Это обусловлено размерными эффектами и зернистой структурой слоёв, поэтому корректный расчёт по формуле (1) требует привлечения экспериментальных данных для конкретных условий напыления.

С технологической точки зрения предпочтительны металлы с низкой проводимостью — это позволяет увеличить оптимальную толщину d_1 до пределов, достижимых современными методами напыления тонких плёнок. Анализ литературы показывает, что наиболее часто в качестве поглощающего слоя используются хром, титан или нихром. Выбор этих материалов позволяет варьировать d_1 в диапазоне ~ 1 –10 нм, что обеспечивает воспроизводимость параметров структуры.

Отметим, что условия идеального поглощения (1), (2) традиционно выводятся через статическую удельную проводимость. Это обусловлено тем, что исторически ЭС предназначался для радиочастотного диапазона, где электродинамический отклик металлов определяется именно этой характеристикой. Однако в оптическом диапазоне анализ структур типа ЭС целесообразно проводить на языке комплексных показателей преломления или диэлектрических проницаемостей, что и является предметом данной статьи.

Работа построена следующим образом. В разделе 2 выводятся общие уравнения, описывающие взаимодействие плоской электромагнитной волны с двухслойным покрытием на полубесконечной подложке. Раздел 3 посвящён обсуждению оптических свойств металлов. В разделе 4 анализируются условия полного поглощения: получены аналитические выражения для оптимальных тол-

щин в рамках принятых допущений, а также представлен численный анализ для общего случая. Наконец, в разделе 5 приведены примеры проектирования поглощающих покрытий на основе оптических констант реальных материалов и проведено сопоставление результатов с выводами теоретической модели.

2. Теория

Рассмотрим задачу о взаимодействии плоской монохроматической электромагнитной волны (длина волны λ , циклическая частота $\omega = 2\pi c/\lambda$) с двухслойным покрытием на подложке (рис. 2). Ограничимся случаем нормального падения, представляющим наибольший практический интерес. Временную зависимость полей выберем в виде $\exp(-i\omega t)$. Индексы $j = 0, \dots, 3$ на рис. 2 нумеруют среды в порядке их следования от внешнего пространства (вакуум или воздух) к подложке. Считая все материалы немагнитными ($\mu_j = 1$), их оптические свойства будем характеризовать комплексными показателями преломления $\tilde{n}_j = n_j + i\kappa_j$. Для внешней среды положим $\tilde{n}_0 = 1$. В рассматриваемой светопоглощающей структуре материал верхнего слоя ($j = 1$) и подложка ($j = 3$) обладают отличными от нуля коэффициентами экстинкции ($\kappa_{1,3} \neq 0$), тогда как средний слой ($j = 2$) является прозрачным ($\kappa_2 = 0$). Толщины слоёв покрытия и подложки обозначим d_1 , d_2 и d_3 , соответственно. Предположим, что толщина подложки существенно превышает глубину проникновения поля в её материал: $d_3 \gg \lambda/(2\pi\kappa_3)$. В этом случае можно пренебречь как прохождением электромагнитной волны сквозь подложку, так и отражением от её нижней границы.

Введём систему координат, как показано на рис. 2. Начало координат совместим с границей раздела между вторым слоем и подложкой. Ось z направим вертикально вверх (нормально к границам раздела), а оси x и y — в плоскости слоёв так, чтобы система была правой. В этой геометрии падающая волна распространяется в отрицательном направлении оси z . Без потери общности рассмотрим случай нормального падения линейно поляризованной волны. Пусть вектор напряжённости магнитного поля $\mathbf{H}$ ориентирован вдоль оси x . Тогда вектор $\mathbf{E}$ имеет единственную отличную от нуля компоненту E_y . Распространение волны в j -м слое описывается волно-

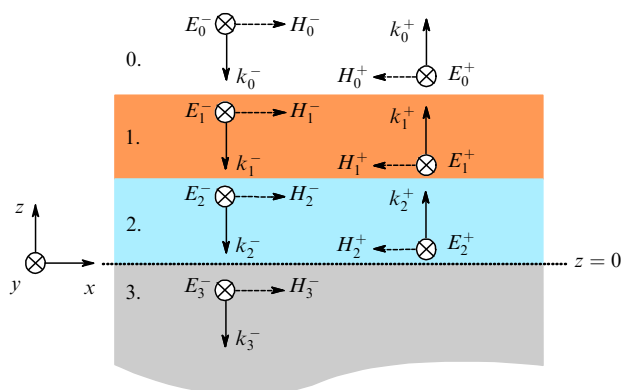


Рис. 2. Схема поглощающего экрана Солсбери. Показан случай нормального падения волны из воздуха ($\tilde{n}_0 = 1$) на слоистую структуру из металлической плёнки ($\tilde{n}_1 = n_1 + i\kappa_1$), прозрачного материала ($\tilde{n}_2 = n_2$) и непроницающей подложки ($\tilde{n}_3 = n_3 + i\kappa_3$).

вым уравнением:

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial z^2} - \frac{\tilde{n}_j^2}{c^2} \frac{\partial^2 E_y}{\partial t^2} = 0. \quad (3)$$

Общее решение уравнения (3) представляется в виде суперпозиции встречных плоских волн:

$$E_{j,y}(z, t) = (E_j^+ \exp(ik_j z) + E_j^- \exp(-ik_j z)) \exp(-i\omega t), \quad (4)$$

где $k_j = \omega \tilde{n}_j / c$ — волновое число. Здесь слагаемое с множителем $\exp(ik_j z)$ соответствует волне, распространяющейся в положительном направлении оси z (отражённая волна), а с множителем $\exp(-ik_j z)$ — в отрицательном (падающая волна).

Воспользуемся законом индукции Фарадея $\nabla \times \mathbf{E} = -\partial \mathbf{B} / \partial t$, чтобы найти связь между компонентами полей. В рассматриваемой геометрии это уравнение сводится к виду:

$$\frac{\partial E_{j,y}}{\partial z} = \frac{\partial B_{j,x}}{\partial t}. \quad (5)$$

Подставляя в (5) выражение для электрического поля и учитывая выбранную зависимость от времени ($\partial / \partial t \rightarrow -i\omega$), получаем для магнитной индукции:

$$ik_j (E_j^+ \exp(ik_j z) - E_j^- \exp(-ik_j z)) = -i\omega B_{j,x}. \quad (6)$$

Перейдём к напряжённости магнитного поля $\mathbf{H}$. Для немагнитной среды ($\mu = 1$) имеем $H_{j,x} = B_{j,x} / \mu_0$. Используя определение волнового числа $k_j = \omega \tilde{n}_j / c$ и связь констант $c = 1 / \sqrt{\epsilon_0 \mu_0}$, окончательно находим:

$$H_{j,x}(z, t) = \epsilon_0 \tilde{n}_j (E_j^- \exp(-ik_j z) - E_j^+ \exp(ik_j z)) \exp(-i\omega t). \quad (7)$$

Сформулируем граничные условия, основанные на непрерывности тангенциальных компонент напряжённостей электрического и магнитного полей на всех интерфейсах структуры. Обозначим координаты границ раздела как $z_{j,j+1}$.

Граница раздела воздух — первый слой ($z_{0,1} = d_1 + d_2$):

$$\begin{aligned} E_0^- \exp(-ik_0(d_1 + d_2)) + E_0^+ \exp(ik_0(d_1 + d_2)) = \\ = E_1^- \exp(-ik_1(d_1 + d_2)) + \\ + E_1^+ \exp(ik_1(d_1 + d_2)), \end{aligned} \quad (8a)$$

$$\begin{aligned} \tilde{n}_0 (E_0^- \exp(-ik_0(d_1 + d_2)) - E_0^+ \exp(ik_0(d_1 + d_2))) = \\ = \tilde{n}_1 (E_1^- \exp(-ik_1(d_1 + d_2)) - \\ - E_1^+ \exp(ik_1(d_1 + d_2))). \end{aligned} \quad (8b)$$

Граница раздела первый слой — второй слой ($z_{1,2} = d_2$):

$$E_1^- \exp(-ik_1 d_2) + E_1^+ \exp(ik_1 d_2) = E_2^- \exp(-ik_2 d_2) + E_2^+ \exp(ik_2 d_2), \quad (9a)$$

$$\tilde{n}_1 (E_1^- \exp(-ik_1 d_2) - E_1^+ \exp(ik_1 d_2)) = \tilde{n}_2 (E_2^- \exp(-ik_2 d_2) - E_2^+ \exp(ik_2 d_2)). \quad (9b)$$

Граница раздела второй слой — подложка ($z_{2,3} = 0$):

$$E_2^- + E_2^+ = E_3^-, \quad (10a)$$

$$\tilde{n}_2 (E_2^- - E_2^+) = \tilde{n}_3 E_3^-. \quad (10b)$$

Отметим, что в уравнениях (10a) и (10b) отсутствует амплитуда E_3^+ . Мы полагаем $E_3^+ = 0$, пренебрегая отражением от тыльной стороны подложки. Это допущение физически обосновано тем, что толщина подложки многократно превышает глубину проникновения поля в её материал ($d_3 \gg \lambda / 2\pi k_3$), согласно исходной постановке задачи.

Введём амплитудные коэффициенты отражения, определяемые как отношение комплексных амплитуд встречных волн в плоскостях соответствующих границ раздела $z_{j,j+1}$. Для верхней границы раздела воздух — покрытие ($z_{0,1} = d_1 + d_2$) искомый коэффициент отражения всей структуры имеет вид:

$$r_{0123} = \frac{E_0^+ \exp(ik_0(d_1 + d_2))}{E_0^- \exp(-ik_0(d_1 + d_2))}. \quad (11)$$

На границе между первым и вторым слоями ($z_{1,2} = d_2$) коэффициент отражения определяется следующим образом:

$$r_{123} = \frac{E_1^+ \exp(ik_1 d_2)}{E_1^- \exp(-ik_1 d_2)}. \quad (12)$$

Наконец, для границы раздела между вторым слоем и подложкой ($z_{2,3} = 0$) имеем:

$$r_{23} = \frac{E_2^+}{E_2^-}. \quad (13)$$

Решение системы уравнений (8a)–(10b) позволяет связать амплитуды волн в слоях и определить результирующие коэффициенты отражения. Используя определения (11)–(13) и последовательно исключая неизвестные на каждой границе раздела, получаем рекуррентные соотношения для эффективных коэффициентов отражения всей структуры (r_{0123}) и её части (r_{123}):

$$r_{0123} = \frac{r_{01} + r_{123} \exp(2ik_1 d_1)}{1 + r_{01} r_{123} \exp(2ik_1 d_1)}, \quad (14)$$

$$r_{123} = \frac{r_{12} + r_{23} \exp(2ik_2 d_2)}{1 + r_{12} r_{23} \exp(2ik_2 d_2)}. \quad (15)$$

Амплитуды волн, распространяющихся в отрицательном направлении оси z (падающих на соответствующие границы), принимают вид:

$$E_1^- = \frac{t_{01} E_0^- \exp(-i(k_0 - k_1)(d_1 + d_2))}{1 + r_{01} r_{123} \exp(2ik_1 d_1)}, \quad (16)$$

$$E_2^- = \frac{t_{12} E_1^- \exp(-i(k_1 - k_2)d_2)}{1 + r_{12} r_{23} \exp(2ik_2 d_2)}, \quad (17)$$

$$E_3^- = t_{23} E_2^-. \quad (18)$$

Здесь r_{ij} и t_{ij} — стандартные амплитудные коэффициенты отражения и пропускания Френеля для нормального падения:

$$r_{ij} = \frac{\tilde{n}_i - \tilde{n}_j}{\tilde{n}_i + \tilde{n}_j}, \quad t_{ij} = \frac{2\tilde{n}_i}{\tilde{n}_i + \tilde{n}_j}. \quad (19)$$

Выражения (14), (15) наглядно иллюстрируют интерференционную природу отражения: итоговая амплитуда определяется суперпозицией волны, отражённой от внешней границы, и волн, прошедших в глубь структуры и испытавших многократные переотражения.

Введём энергетический коэффициент отражения R , определяющий эксплуатационные параметры светопоглощающих устройств. Именно энергетические характеристики, в отличие от амплитудных, непосредственно регистрируются в оптическом эксперименте. Величину R определяют как отношение усредненных по времени потоков энергии отражённой и падающей волн. В прозрачной среде с показателем преломления n средняя плотность потока энергии (модуль усреднённого по времени вектора Пойнтинга) плоской волны с амплитудой электрического поля E имеет вид:

$$\langle S \rangle = \frac{1}{2} n \epsilon_0 c |E|^2 = \frac{n}{2Z_0} |E|^2. \quad (20)$$

Поскольку падающая и отражённая волны распространяются в одной и той же среде (воздухе, $n_0 = 1$), энергетический коэффициент отражения выражается через отношение квадратов модулей амплитуд:

$$R = \frac{\langle S_0^+ \rangle}{\langle S_0^- \rangle} = \frac{|E_0^+|^2}{|E_0^-|^2}. \quad (21)$$

Согласно определению амплитудного коэффициента отражения (11) имеем $|r_{0123}| = |E_0^+|/|E_0^-|$. Таким образом, связь между амплитудным и энергетическим коэффициентами отражения для рассматриваемой структуры принимает классический вид:

$$R = |r_{0123}|^2. \quad (22)$$

В рамках принятого допущения о сильном ослаблении волны в подложке ($d_3 \gg \lambda/2\pi\kappa_3$) прохождением излучения сквозь структуру можно пренебречь. Следовательно, энергетический коэффициент пропускания, определяемый как отношение усредненных по времени потоков энергии прошедшей и падающей волн, равен нулю ($T = 0$). Тогда коэффициент поглощения определяется как $A = 1 - R$. С методической точки зрения важно разделить общий вклад в поглощение на доли, приходящиеся на верхний проводящий слой (A_1) и подложку (A_3). Используя баланс потоков энергии на границах слоёв, запишем:

$$A_1 = \frac{(\langle S_0^- \rangle - \langle S_0^+ \rangle) - (\langle S_2^- \rangle - \langle S_2^+ \rangle)}{\langle S_0^- \rangle}, \quad (23a)$$

$$A_3 = \frac{\langle S_2^- \rangle - \langle S_2^+ \rangle}{\langle S_0^- \rangle}. \quad (23b)$$

Здесь выражение в первой скобке числителя (23a) соответствует полной энергии, поглощенной всей структурой, а во второй — энергии, ушедшей в подложку через границу $z = 0$.

3. Оптические свойства металлов

Рассмотрим вспомогательную задачу о нормальном падении плоской монохроматической волны из воздуха на границу раздела с металлом. Оптические свойства металла на длине волны λ охарактеризуем комплексным показателем преломления $\tilde{n} = n + i\kappa$. Амплитудный коэффициент отражения Френеля для такой границы

записывается в виде:

$$r_m = \frac{1 - (n + i\kappa)}{1 + (n + i\kappa)}. \quad (24)$$

Умножая числитель и знаменатель в (24) на выражение, комплексно сопряжённое знаменателю, выделим вещественную и мнимую части коэффициента отражения:

$$r_m = -\frac{n^2 + \kappa^2 - 1 + 2i\kappa}{(1 + n)^2 + \kappa^2}. \quad (25)$$

Из (25) нетрудно получить выражения для модуля $\rho_m = |r_m|$ и фазы $\phi_m = \arg(r_m)$ комплексного коэффициента отражения:

$$\rho_m = \sqrt{1 - \frac{4n}{(1 + n)^2 + \kappa^2}}, \quad (26a)$$

$$\phi_m = \pi + \arctg \frac{2\kappa}{n^2 + \kappa^2 - 1}. \quad (26b)$$

Появление слагаемого π в фазе (26b) обусловлено отрицательным знаком перед дробью в (25) и физически соответствует скачку фазы при отражении от оптически более плотной среды.

Внутри металла амплитуда поля прошедшей волны быстро убывает. Характерная глубина проникновения (толщина скин-слоя) определяется мнимой частью показателя преломления κ и на длине волны λ составляет:

$$\delta_m = \frac{\lambda}{(2\pi\kappa)}. \quad (27)$$

Для дальнейшего анализа рассмотрим характерные значения амплитуды и фазы отражённой волны в случаях идеального проводника и реальных металлов. Модель идеального проводника часто используется для упрощённого описания оптических свойств металлов при пренебрежении поглощением. В рамках этого приближения электромагнитная волна полностью отражается от границы раздела, не проникая в глубь среды. Согласно (27), нулевая глубина проникновения требует бесконечно большого значения κ . Таким образом, при $\kappa \rightarrow \infty$ выражение (24) переходит в $r_m = -1$, что соответствует $\rho_m = 1$ и $\phi_m = \pi$. Для реальных металлов значения ρ_m и ϕ_m рассчитываются на основе экспериментальных оптических констант. На рисунках 3а, б приведены спектральные зависимости констант алюминия (Al) [25] и хрома (Cr) [26] в диапазоне от УФ (ультрафиолет) до среднего ИК (инфракрасный). На рисунках в, г представлены соответствующие спектры амплитуды ρ_m и нормированной фазы ϕ_m/π коэффициента отражения r_m . Как видно из рис. 3в, для Al величина ρ_m близка к единице во всём рассматриваемом диапазоне. Для Cr значение ρ_m возрастает от $\approx 0,8$ в видимой и ближней ИК-областях до близких к единице значений в среднем ИК-диапазоне. Фазовый сдвиг ϕ_m/π (рис. 3г) в целом убывает, стремясь к единице с ростом длины волны. В длинноволновом пределе (средний ИК-диапазон и выше), когда вещественная и мнимая части показателя преломления металлов существенно превышают единицу, выражения (26) могут быть упрощены. Пренебрегая единицей в знаменателях и используя разложение функций в ряд Тейлора ($\sqrt{1-x} \approx 1 - x/2$ и $\arctan(x) \approx x$), получим следующие

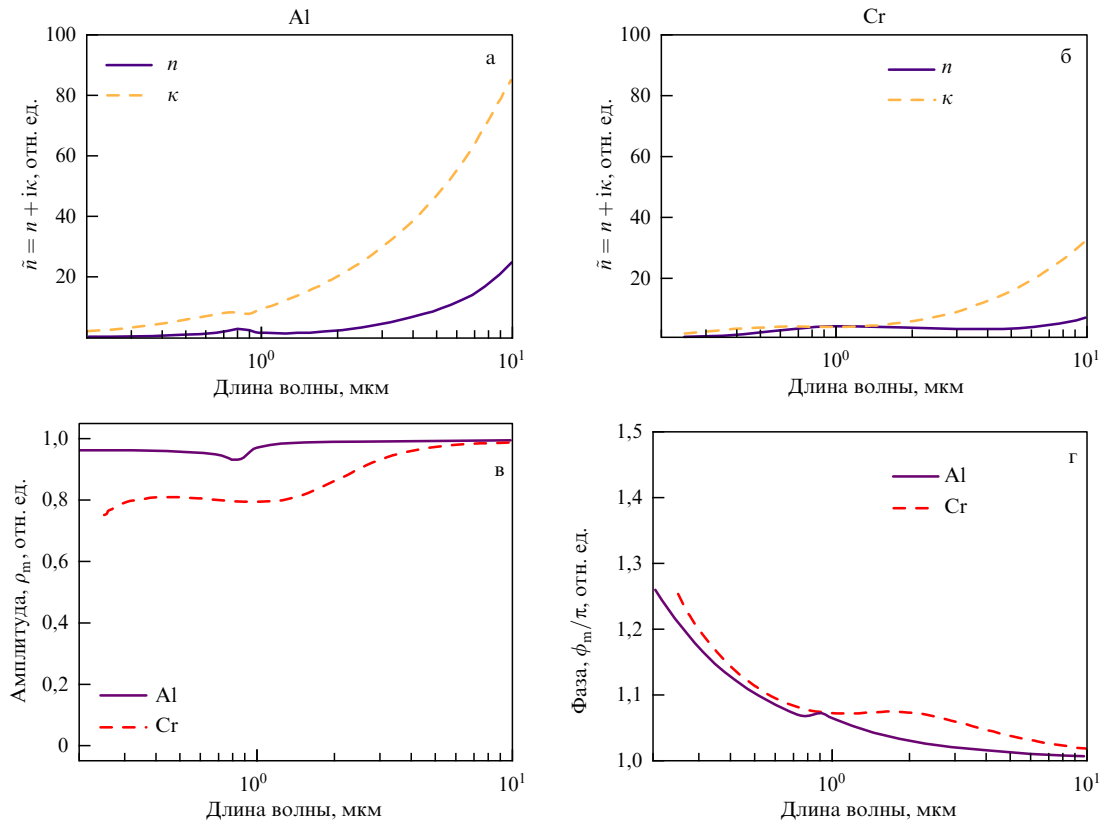


Рис. 3. Оптические характеристики Al и Cr для разных длин волн. (а) Спектры вещественной (n) и мнимой (κ) частей комплексного показателя преломления ($\tilde{n} = n + i\kappa$) для Al. (б) Аналогичные спектры (n) и (κ) для Cr. (в, г) Иллюстрируют спектры амплитуды (ρ_m) и нормированной фазы (ϕ_m/π) коэффициента отражения r_m .

приближенные формулы для амплитуды и фазы:

$$\rho_m \approx 1 - \frac{2n}{n^2 + \kappa^2}, \quad (28a)$$

$$\phi_m \approx \pi + \frac{2\kappa}{n^2 + \kappa^2}. \quad (28б)$$

4. Условия полного поглощения

4.1. Приближенное аналитическое решение

Проведём общий анализ условия полного поглощения. Исследование условия полного поглощения $A = 1$ соответствует поиску нулевого отражения от системы $R = |r|^2 = 0$, описываемого уравнением $r_{0123} = 0$. Запишем условие нулевого отражения, используя формулу (14):

$$r_{01} + r_{123} \exp(2ik_1d_1) = 0. \quad (29)$$

Для поиска аналитического решения уравнения (29) воспользуемся некоторыми упрощающими предположениями. Во-первых, положим толщину диэлектрического слоя равной четверти оптической длины волны, т.е. $d_2 = \lambda/(4n_2)$. В этом случае имеем $\exp(2ik_2d_2) = \exp(i\pi) = -1$. Во-вторых, будем рассматривать длинноволновой предел, в котором можно пользоваться упрощенными выражениями (28) для границы раздела воздух-металл, т.е. границы $z_{0,1}$ рассматриваемой структуры. Кроме того, в этом случае подложка из высокоотражающего металла может быть аппроксимирована идеальным проводником, т.е. можно положить $r_{23} = -1$.

С учётом последнего приближения выражение (15) упрощается до $r_{123} = 1$, а уравнение (29) приобретет вид

$$r_{01} + \exp(2ik_1d_1) = 0, \quad (30)$$

для которого уже существенно проще искать приближенное аналитическое решение. Далее перенесём экспоненту в правую часть уравнения, подставим в неё выражение для волнового числа $k_1 = 2\pi(n_1 + i\kappa_1)/\lambda$ и раскроем скобки. Тем самым, получим равенство двух комплексных чисел. Решение этого уравнения равносильно совместному решению системы (31) для амплитуд и аргументов комплексных чисел:

$$|r_{01}| = \exp\left(-\frac{4\pi\kappa_1d_1}{\lambda}\right), \quad (31a)$$

$$\arg(r_{01}) - \frac{4\pi n_1d_1}{\lambda} = \pi(2m + 1), \quad m \in \mathbb{Z}. \quad (31б)$$

В уравнении (31б) мы ограничимся только рассмотрением случая $m = 0$, который соответствует наименьшей толщине верхнего слоя d_1 . Хотя стоит упомянуть, что существуют работы, в которых более толстые слои тоже рассматривались [21]. Далее напишем приближенные выражения для $|r_{01}|$ и $\arg(r_{01})$ используя выражения (28) для металлов в длинноволновом пределе:

$$|r_{01}| \approx 1 - \frac{2n_1}{n_1^2 + \kappa_1^2}, \quad (32a)$$

$$\arg(r_{01}) \approx \pi + \frac{2\kappa_1}{n_1^2 + \kappa_1^2}. \quad (32б)$$

Напомним, что для эффективного взаимодействия падающего излучения со всеми слоями структуры, толщина первого слоя d_1 должна быть существенно меньше толщины скин слоя $\delta_1 = \lambda/(2\pi\kappa_1)$. При столь малых толщинах d_1 значение показателя экспоненты в уравнении (31а) также является малой величиной, поэтому мы можем аппроксимировать её как $\exp(-4\pi\kappa_1 d_1/\lambda) \approx 1 - 4\pi\kappa_1 d_1/\lambda$. Подставляя это выражение вместе с выражениями (32) в (31) получаем финальные уравнения:

$$\frac{2n_1}{n_1^2 + \kappa_1^2} = \frac{4\pi\kappa_1 d_1}{\lambda}, \quad (33a)$$

$$\frac{2\kappa_1}{n_1^2 + \kappa_1^2} = \frac{4\pi n_1 d_1}{\lambda}. \quad (33б)$$

Решая (33), мы получаем следующие приближенные условия полного поглощения на длине волны λ :

$$\kappa_1 = n_1, \quad (34a)$$

$$d_1 = \frac{\lambda}{4\pi n_1^2}. \quad (34б)$$

Используя (27) и (34) можно переписать выражение для оптимальной толщины верхнего слоя через толщину скин слоя в его материале как $d_1 = \delta_1/(2n_1)$. Таким образом полученная оптимальная толщина d_1 в длинноволновом пределе ($n_1 \gg 1$) действительно меньше толщины скин слоя.

4.2. Численное решение

Перейдём к численному анализу условий полного поглощения. Начнём со случая, соответствующего приближению аналитического решения, $d_2 = 0,25\lambda/n_2$ и $r_{23} = -1$. Только в этот раз не будем делать каких-либо допущений по поводу значений n_1 и κ_1 . Также зафиксируем для примера показатель преломления диэлектрического слоя $n_2 = 2$ и толщину верхнего слоя нормированную на длину волны $d_1/\lambda = 0,1$. В этом случае коэффициент отражения R зависит только от двух оставшихся неопределёнными значений n_1 и κ_1 . Рисунок 4 показывает рассчитанную по формулам (14), (15) зависимость $R = f(n_1, \kappa_1)$. Белым крестом на рис. 4 отмечена точка ($n_1 = 0,9738, \kappa_1 = 0,7886$), в которой отражение обращается в ноль (с компьютерной точностью). Эти оптимальные значения оптических констант были найдены при помощи численной минимизации

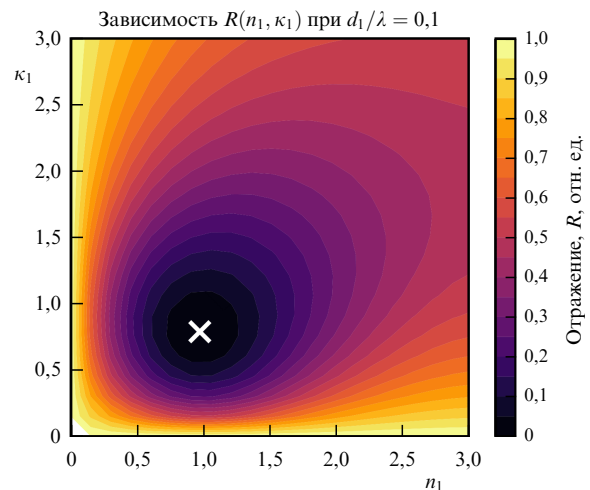


Рис. 4. Минимизация коэффициента отражения как функции оптических констант первого слоя $R(n_1, \kappa_1)$ в предположении $d_2 = 0,25\lambda/n_2$ и $r_{23} = -1$. Параметры $n_2 = 2$ и $d_1/\lambda = 0,1$ зафиксированы.

функции $R = f(n_1, \kappa_1)$ с использованием библиотеки `scipy.optimize` языка программирования Python. Такую процедуру минимизации R можно повторить для различных значений d_1/λ при прочих фиксированных параметрах. Рисунок 5а, б показывает рассчитанные таким образом зависимости оптимальных n_1 и κ_1 от d_1/λ для случая $n_2 = 2$, $d_2 = 0,25\lambda/n_2$ и $r_{23} = -1$. Рисунок 5в показывает зависимость κ_1 от n_1 . Для сравнения на рис. 5в добавлена прямая $\kappa_1 = n_1$, соответствующая приближенному аналитическому решению, полученному в прошлом разделе. Сравнение результатов на рис. 5в показывает, что условие $\kappa_1 = n_1$ справедливо не только в области больших значений n_1 , но также и в области $n_1 \sim 1$.

В действительности идеальных проводников не существует. Коэффициент отражения для реальных металлов всегда несколько меньше единицы, а фаза отражённой волны от границы диэлектрик–металл несколько превосходит π . Поэтому целесообразно проанализировать чувствительность условий полного поглощения к отражению волны на нижней границе раздела сред рассматриваемой структуры. Коэффициент отражения на этой границе, как и любое комплексное число, можно представить в виде $r_{23} = |r_{23}| \exp(i \arg r_{23})$. Согласно результатам расчётов, варьирование амплитуды $|r_{23}|$ в харак-

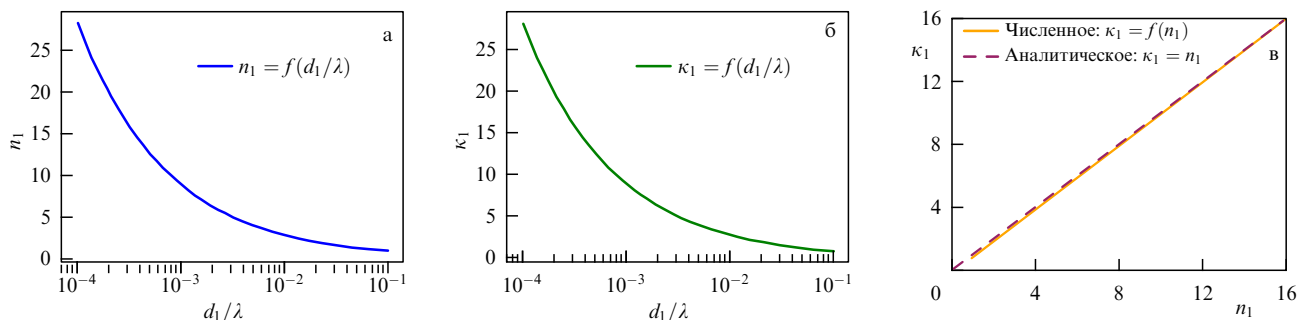


Рис. 5. Оптические константы (n_1) и (κ_1) первого слоя, соответствующие минимизации $R = f(n_1, \kappa_1)$. Параметры $d_2 = 0,25\lambda/n_2$, $r_{23} = -1$ и $n_2 = 2$ зафиксированы, d_1/λ — варьируется. (а) Показывает зависимость n_1 от d_1/λ . (б) Зависимость κ_1 от d_1/λ . (в) Сравнение функции численного решения $\kappa_1 = f(n_1)$ с аналитическим.

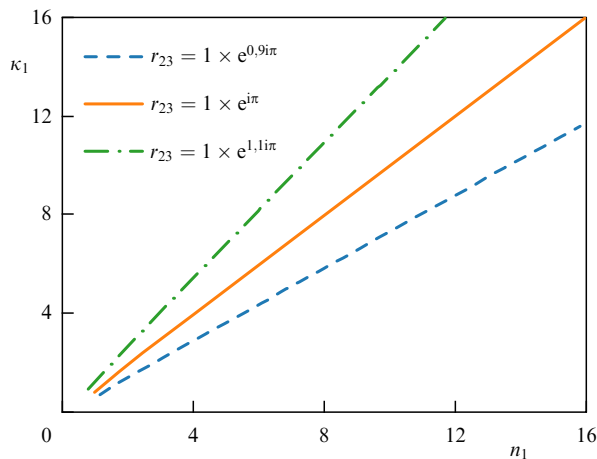


Рис. 6. Чувствительность условий полного поглощения к изменению фазы коэффициента отражения от нижней границы r_{23} . Параметры n_1 и k_1 соответствуют минимуму коэффициента отражения при фиксированных $n_2 = 2$ и $d_2 = 0,25\lambda/n_2$.

терных для реальных металлов пределах 0,9–1 не даёт ощутимых изменений в соотношении оптимальных значений оптических констант верхнего слоя и его толщины. Варьирование фазы $\arg r_{23}$, напротив, приводит к изменениям оптимальных констант для верхнего слоя покрытия. Рисунок 6 сравнивает результаты расчётов оптимальных комбинаций n_1 и k_1 для трёх различных значений фазы волны отражённой от подложки структуры ($\arg r_{23} = 0,9\pi$, $\arg r_{23} = \pi$ и $\arg r_{23} = 1,1\pi$) и фиксированного значения её амплитуды ($|r_{23}| = 1$). Остальные параметры фиксированные в этих расчётах включают $n_2 = 2$ и $d_2 = 0,25\lambda/n_2$. Нормированная толщина верхнего слоя d_1/λ являлась наряду с n_1 и k_1 варьируемым параметром для минимизации отражения. Рисунок 6 показывает, что при $\arg r_{23} > \pi$ имеет место соотношение $k_1 > n_1$, при $\arg r_{23} < \pi$ — наоборот $k_1 < n_1$. Заметим, что в случае реальных металлов фаза отражённой волны от границы диэлектрик–металл несколько превосходит π . Кроме того, для реальных металлов в большинстве случаев мнимая часть показателя преломления превосходит по величине его действительную часть. Оба эти утверждения соответствуют результатам расчётов на рис. 6 для случая $\arg r_{23} > \pi$.

Такой же численный анализ можно провести и для других значений d_2 . Мы провели аналогичные расчёты для $d_2 = 0,15\lambda/n_2$ и $d_2 = 0,35\lambda/n_2$ при фиксированных $r_{23} = -1$ и $n_2 = 2$, и варьируемом d_1/λ . Согласно расчётам, полное подавление отражения достигается при обоих рассматриваемых значениях d_2 путём подбора оптимальных комбинаций значений d_1 , n_1 и k_1 . Результаты этих расчётов в сравнении с исходным случаем $d_2 = 0,25\lambda/n_2$ представлены на рис. 7 в виде линий зависимости оптимальных значений k_1 от n_1 . Результаты этих расчётов показывают, что вариация толщины диэлектрического слоя d_2 даёт свободу в выборе оптических констант для верхнего слоя. Дополнительная степень свободы для такой оптимизации также заключается в варьировании показателя преломления диэлектрического слоя n_2 . Однако это не даёт каких-то существенных качественных отличий, поэтому мы не приводим результаты расчётов для различных значений n_2 чтобы не перегружать изложение похожими иллюстрациями.

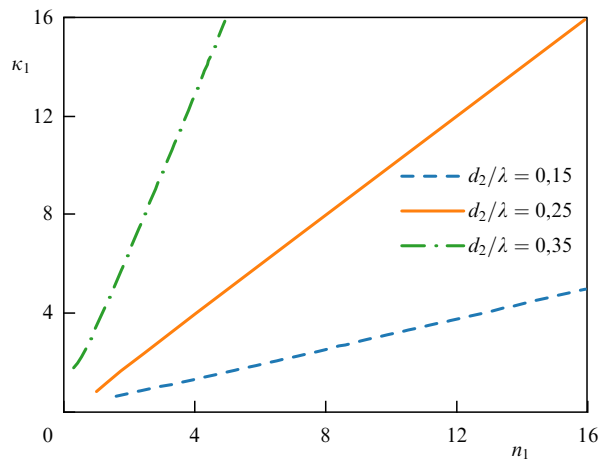


Рис. 7. Зависимость k_1 от n_1 , соответствующая минимуму коэффициента отражения R . Зафиксируем параметры $n_2 = 2$ и $r_{23} = -1$. Отношение $d_2/\lambda \in \{0,15, 0,25, 0,35\}$, фиксировано в каждом расчёте.

5. Пример проектирования экрана Солсбери на основе реальных материалов

В дополнение к общему теоретическому анализу условий полного поглощения представленному в разделе 4.2 необходимо рассмотреть примеры проектирования светопоглощающих покрытий на основе реальных материалов. Сосредоточимся на покрытиях для инфракрасного (ИК) диапазона. В качестве высоко-отражающего металла для материала подложки выберем Al [25, 27]. В качестве прозрачного материала диэлектрического слоя выберем селенид цинка (ZnSe). В среднем ИК диапазоне его коэффициент преломления составляет примерно 2,4, в ближнем ИК диапазоне он поднимается до 2,5 [27, 28]. В качестве материала верхнего металлического слоя выберем Cr [26, 27]. В ближнем ИК диапазоне мнимая и действительная часть показателя преломления Cr близки по величине, что соответствует аналитическому решению (34). Возьмём для примера длину волны $\lambda = 1$ мкм. Комплексный показатель преломления хрома на этой длине волны равен $\tilde{n} \approx 4,5 + i4,2$. Воспользуемся уравнением (34) для оценки необходимой толщины верхнего слоя покрытия — она даёт $d_1 \approx 4$ нм. Показатель преломления ZnSe равен приблизительно 2,5 на длине волны 1 мкм. Четвертьволновой слой этого материала соответствует толщине $d_2 \approx 100$ нм. Используя формулы (14) и (15), оптические константы перечисленных материалов, можно рассчитать коэффициент отражения Cr/ZnSe/Al структуры на произвольной длине волны. Рисунок 8а показывает результаты расчётов для $\lambda = 1$ мкм. Маркер в виде белого креста меньшего размера указывает на точку с оценочными значениями толщин слоёв структуры ($d_1 = 4$ нм, $d_2 = 100$ нм). В этой точке точно рассчитанный коэффициент отражения составляет приблизительно 0,1 вместо желаемого $R = 0$. Полное подавление отражения достигается в точке ($d_{1,\text{opt}} \approx 3,8$ нм, $d_{2,\text{opt}} \approx 83,7$ нм), которая отмечена маркером в виде белого креста большего размера. Эти оптимальные значения толщин были найдены при помощи численной минимизации коэффициента отражения на заданной длине волны как функции толщин

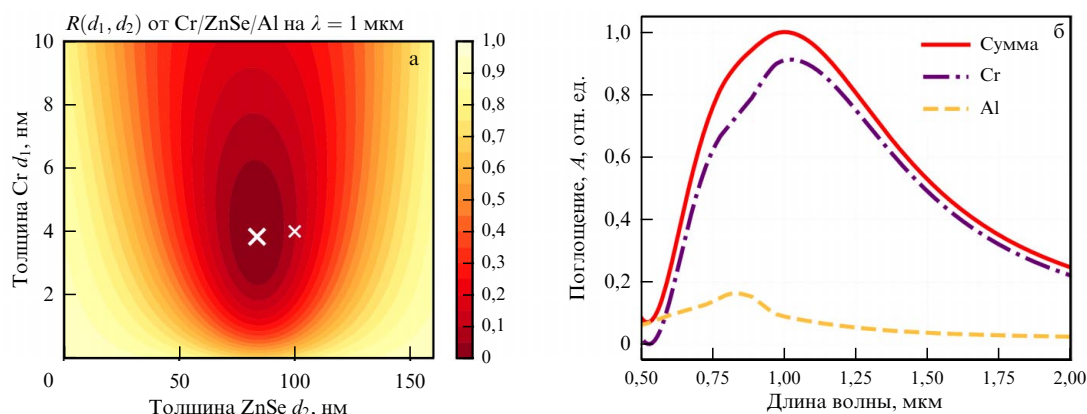


Рис. 8. (а) Коэффициент отражения Cr/ZnSe покрытия на Al подложке на длине волны $\lambda = 1$ мкм как функция толщин слоёв d_1 (Cr) и d_2 (ZnSe). Белый крест большего размера указывает на комбинацию толщин слоёв ($d_{1,\text{opt}} = 3,8$ нм, $d_{2,\text{opt}} = 83,7$ нм) обеспечивающих нулевое отражение согласно точным расчётам; белый крест меньшего размера указывает на оптимальную комбинацию толщин слоёв ($d_1 = 4$ нм, $d_2 = 100$ нм), полученную с помощью аналитических выражений (34). (б) Спектр поглощения Cr/ZnSe покрытия на Al подложке с толщинами слоёв $d_{1,\text{opt}} = 3,8$ нм, $d_{2,\text{opt}} = 83,7$ нм, оптимизированными для поглощения на длине волны $\lambda = 1$ мкм.

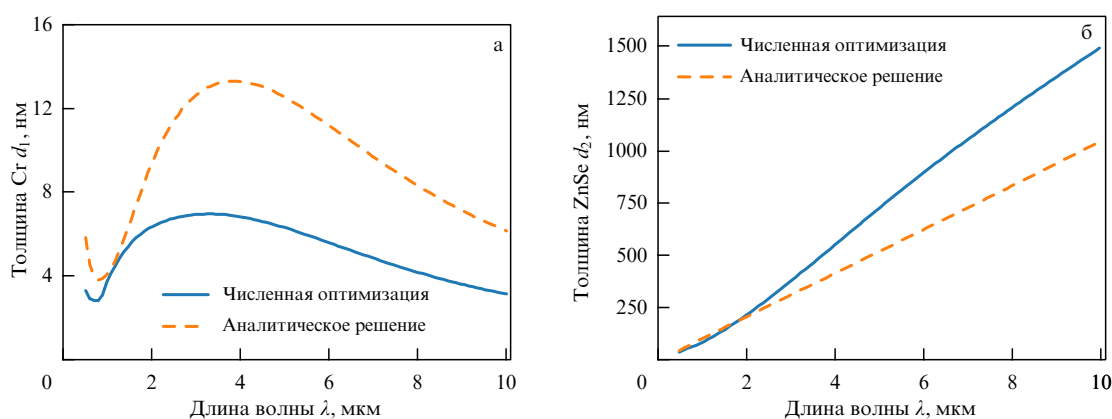


Рис. 9. Зависимость оптимальных толщин слоёв d_1 (а) и d_2 (б) от целевой длины поглощения для Cr/ZnSe покрытия на Al подложке. Оранжевые кривые соответствуют аналитическому решению (34); синие кривые соответствуют решению на основе численной минимизации коэффициента отражения $R = f(d_1, d_2)$ в зависимости от λ .

слоёв. Рисунок 8б показывает спектр поглощения для Cr/ZnSe/Al с толщинами слоёв оптимизированными для поглощения на длине волны 1 мкм.

Изменяя длину волны можно каждый раз применять процедуру оптимизации для поиска параметров ($d_{1,\text{opt}}$ и $d_{2,\text{opt}}$) структур Cr/ZnSe/Al, обеспечивающих минимальный коэффициент отражения. Мы провели такие расчёты в спектральном диапазоне от 0,5–10 мкм. Синие кривые на рис. 9 показывают рассчитанные зависимости $d_{1,\text{opt}}$ от λ и $d_{2,\text{opt}}$ от λ . Оранжевые кривые показывают результаты расчёты проведённые с использованием приближенного аналитического выражения $d_1 = \lambda/(4\pi n_1^2)$ для толщины верхнего слоя и выражения $d_2 = \lambda/(4n_2)$ для толщины нижнего слоя. Из рисунка 9 видно, что наибольшее согласие между приближенной аналитической теорией и точными расчётами достигается только в ближнем ИК диапазоне, где собственно оптические константы хрома почти удовлетворяют условию $\kappa_1 = n_1$ из аналитической теории.

6. Заключение

Проанализирован принцип действия двухслойного интерференционного светопоглощающего покрытия типа экран Солсбери. На основе решения волнового уравне-

ния в плосковолновом базисе совместно с граничными условиями электрического и магнитного полей получена полная картина распределения электромагнитного поля в структуре, а также коэффициенты отражения и поглощения для нормально падающей плоской электромагнитной волны. Получены аналитические условия полного поглощения в длинноволновом пределе ($n, \kappa \gg 1$), при дополнительных упрощающих предположениях о том, что подложка структуры выполнена из идеального проводника, а верхний поглощающий слой находится на расстоянии в четверть оптической длины волны от подложки. Также проведён подробный численный анализ условий полного поглощения. Показано, что полученное аналитическое решение может быть использовано не только в длинноволновом пределе, но и в области значений оптических констант $n, \kappa \sim 1$. Также показано, как трансформируются условия полного поглощения при изменении расстояния между подложкой и верхним слоем покрытия. В конце приведены примеры проектирования светопоглощающих покрытий с использованием оптических констант реальных металлов и диэлектриков. Продемонстрировано сравнение численного решения с аналитическим на примере покрытия с верхним слоем из Cr, прозрачным слоем в виде ZnSe на подложке из Al.

Поддержка. Работа выполнена в рамках Государственного задания (FFUU-2025-0005).

Список литературы

1. Мякишев Г Я, Буховцев Б Б, Чаругин В М *Физика. 11 класс* (М.: Просвещение, 2019) с. 211–212
2. Сивухин Д В *Общий курс физики Т. 4 Оптика* (М.: Физматлит, 2005) с. 441–445
3. Борн М, Вольф Э *Основы оптики* (М.: Наука, 1973) с. 66–81; Пер. с англ. яз.: Born M, Wolf E *Principles of Optics* (Oxford: Pergamon Press, 1968)
4. Fante R L, McCormack M T *IEEE Trans. Antennas Propag.* **36** 1443 (1988)
5. Emerson W *IEEE Trans. Antennas Propag.* **21** 484 (1973)
6. Parsons A D, Pedder D J J. *Vac. Sci. Technol. A* **6** 1686 (1988)
7. Monzón J J, Sánchez-Soto L L *Appl. Opt.* **33** 5137 (1994)
8. Razansky D et al. *Opt. Express* **14** 10426 (2006)
9. Thompson M P et al. *J. Vac. Sci. Technol. A* **25** 437 (2007)
10. Kim J-B, Byun J-H *IEEE Trans. Electromagn. Compatibility* **54** (1) 37 (2012)
11. Shu S, Li Z, Li Y Y *Opt. Express* **21** 25307 (2013)
12. You J-B et al. *Opt. Express* **22** 8339 (2014)
13. Jang M S et al. *Phys. Rev. B* **90** 165409 (2014)
14. Nath J et al. *J. Appl. Phys.* **115** 193103 (2014)
15. Long Y et al. *Appl. Phys. Lett.* **104** 091109 (2014)
16. Li Z et al. *Sci. Rep.* **5** 15137 (2015)
17. Woo J M et al. *Appl. Phys. Lett.* **104** 081106 (2014)
18. Serhatlioglu M et al. *Opt. Lett.* **41** 1724 (2016)
19. Mirshafieyan S S, Luk T S, Guo J *Opt. Mater. Express* **6** 1032 (2016)
20. Fang X, Zhao C Y, Bao H *Front. Energy* **12** (1) 158 (2018)
21. Medvedev V V, Novikova N N, Zoethout E *Thin Solid Films* **751** 139232 (2022)
22. Bauer S *Am. J. Phys.* **60** 257 (1992)
23. Schossig M, in *Bio and Nano Packaging Techniques for Electron Devices. Advances in Electronic Device Packaging* (Eds G Gerlach, K-J Wolter) (Berlin: Springer, 2012) p. 355, DOI:10.1007/978-3-642-28522-6_18
24. Wißmann P, Finzel H-U *Electrical Resistivity of Thin Metal Films* (Springer Tracts in Modern Physics, Vol. 223) (Berlin: Springer, 2007) DOI:10.1007/3-540-48490-6
25. Rakić A D *Appl. Opt.* **34** 4755 (1995)
26. Rakić A D et al. *Appl. Opt.* **37** 5271 (1998)
27. Polyanskiy M N *Sci. Data* **11** 94 (2024)
28. Amotchkina T et al. *Appl. Opt.* **59** A40 (2020)

Total absorption conditions for Salisbury-screen interference coatings

T.M. Linkova⁽¹⁾, V.V. Medvedev^(2,*)

⁽¹⁾ *Moscow Institute of Physics and Technology (National Research University), Institutskii per. 9, 141700 Dolgoprudny, Moscow region, Russian Federation*

⁽²⁾ *Institute of Spectroscopy, Russian Academy of Sciences, ul. Fizicheskaya 5, 108840 Troitsk, Moscow, Russian Federation*
E-mail: ^(*) medvedev@phystech.edu

Interference light-absorbing coatings are examined using the Salisbury screen structure. Reflection and absorption coefficients both in energy and amplitude form are obtained from the solution of the wave equation. Clear analytical conditions for total absorption at normal wave incidence are derived. A numerical analysis of perfect absorption conditions is performed. Examples of thin-film coating design using the spectral dependences of optical constants of real materials are presented. Cr/ZnSe/Al structure is used to demonstrate achieving perfect absorption using real materials.

Keywords: interference coatings, light-absorbing structures, absorption, Salisbury screen

PACS numbers: 42.25.Bs, **42.79. – e**, **78.67. – n**

Bibliography — 28 references

Received 11 February 2026, revised 10 April 2026

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **196** (8) 867 – 875 (2026)

Physics – Uspekhi **69** (8) (2026)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2026.04.040125>

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2026.04.040125>