

Нанооптика градиентных диэлектрических пленок

А.Б.Шварцбург, М.Б.Агранат, О.В.Чефонов

Рассмотрено распространение света через субволновые фотонные барьеры, образованные диэлектрическими пленками наноразмерных толщин, показатели преломления которых меняются поперек пленок по заданному закону $n(z)$. Найдены описывающие отражение и пропускание таких неоднородных пленок обобщенные формулы Френеля, зависящие от градиента и кривизны профиля показателя преломления $n(z)$. При заданных материале и толщине оптические свойства таких нанопленок могут изменяться от полного пропускания до полного отражения путем создания технологически контролируемого профиля $n(z)$. Полученные результаты основаны на точных аналитических решениях уравнений Максвелла для новых многопараметрических моделей неоднородных диэлектрических сред. Показана возможность создания новых субволновых дисперсионных элементов, действие которых основано на зависимости спектров отражения и пропускания градиентных фотонных барьеров от их нелокальной дисперсии, определяемой формой и геометрическими параметрами профиля $n(z)$. Рассмотрены схемы формирования таких спектров в видимом и ИК диапазонах с помощью периодических наноструктур, содержащих субволновые фотонные барьеры с нормальной и аномальной нелокальной дисперсией.

Ключевые слова: диэлектрические пленки, нанооптика, субволновые дисперсионные элементы.

1. Введение. Нелокальная дисперсия градиентных фотонных барьеров

Развитие нанотехнологии привело к созданию не существующих в природе материалов с уникальными оптическими свойствами. В последние два десятилетия такие материалы привлекли внимание благодаря возможности их применения для контроля над электромагнитным излучением на субволновых расстояниях. Ряд таких задач решается в оптике с использованием тонких диэлектрических пленок, показатель преломления которых изменяется в направлении поперек пленки (так называемые градиентные фотонные барьеры). Особое внимание уделяется при этом процессам отражения и пропускания волн тонкими слоями неоднородных материалов, размеры слоев и масштабы неоднородности которых соизмеримы с длиной волны. Физические основы таких процессов обусловлены особым механизмом дисперсии волн в неоднородных диэлектриках. Следует подчеркнуть принципиальное отличие этого механизма как от материальной дисперсии, определяемой параметром $\partial^2 n / \partial \omega^2$ (n – показатель среды), так и от пространственной дисперсии однородных сред, приводящей, как известно из кристаллооптики и физики плазмы [1], к малым поправкам к показателю преломления порядка $a/\lambda \ll 1$ (a – период кристаллической решетки или длина свободного пробега частиц в среде, λ – длина волны). Вдали от резонансных частот среды такие эффекты медленно накапливаются по мере распространения волн на расстояния, во много раз

превышающие длину волны. В отличие от этого для градиентных сред характерно обратное соотношение между масштабом неоднородности d и длиной волны: $\lambda \leq d$ [2, 3]. Для получения градиентных диэлектрических нанопленок с технологически контролируемым распределением показателя преломления разработан ряд методов, в том числе травление и фотолитография [4], ионная имплантация [5], молекулярная эпитаксия [6] и специальные режимы напыления [7].

Целью настоящей работы является исследование отражения и пропускания градиентных фотонных барьеров в зависимости от их толщины и профиля показателя преломления. Эти свойства рассматриваются ниже на простом примере слоя изотропного непоглощающего диэлектрика, показатель преломления которого плавно меняется в одном направлении.

Считая, что направление, вдоль которого меняется показатель преломления, совпадает с осью z , можно представить диэлектрическую проницаемость среды в виде

$$\varepsilon(z) = n_0^2 U^2(z), \quad U(0) = 1. \quad (1)$$

Здесь n_0 – показатель преломления на границе среды $z = 0$; U – некоторая безразмерная функция, определяющая пространственный профиль показателя преломления; материальной дисперсией среды $n_0(\omega)$ и ее поглощением пренебрегается. Рассматривая распространение электромагнитной (ЭМ) волны, падающей из вакуума нормально к границе $z = 0$ в направлении $z > 0$, можно выразить компоненты волнового поля E_x и H_y через вспомогательную функцию Ψ :

$$E_x = -\frac{1}{c} \frac{\partial \Psi}{\partial t}, \quad H_y = \frac{\partial \Psi}{\partial z}. \quad (2)$$

А.Б.Шварцбург, М.Б.Агранат, О.В.Чефонов. Объединенный институт высоких температур РАН, Россия, 127412 Москва, Ижорская ул., 13/19; e-mail: alex-s-49@yandex.ru, agranat2004@mail.ru

Поступила в редакцию 20 марта 2009 г., после доработки – 23 июня 2009 г.

Функция Ψ определяется волновым уравнением, следующим из уравнений Максвелла:

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} = \frac{n_0^2 U^2(z)}{c^2} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial t^2} = 0. \quad (3)$$

Чтобы найти отражение и пропускание ЭМ волн градиентным диэлектрическим барьером с конечной толщиной d , нужно использовать гибкую модель $U(z)$, допускающую точное решение (3) без каких-либо допущений о малости или медленности изменений полей и параметров среды. Ниже рассматривается модель, описывающая немонотонный профиль $U(z)$ [3]:

$$U(z) = \left(1 + \frac{s_1 z}{L_1} + \frac{s_2 z^2}{L_2^2}\right)^{-1}, \quad s_1 = 0, \pm 1, \quad s_2 = 0, \pm 1. \quad (4)$$

Модель (4) содержит два свободных параметра, имеющих смысл характерных длин L_1 и L_2 . Случай $s_1 = -1$, $s_2 = +1$ соответствует выпуклому профилю, а при $s_1 = +1$, $s_2 = -1$ формула (4) описывает вогнутый профиль (рис.1). Следует отметить, что часто используемый в электродинамике неоднородных сред профиль Рэлея [1] является частным случаем (4), соответствующим $s_2 = 0$. Длины L_1 и L_2 связаны с толщиной слоя d и экстремальными значениями функции U_m :

$$U_m = (1 + s_1 y^2)^{-1}, \quad y = L_2/2L_1, \quad L_2 = d(2y)^{-1}, \quad y^2 < 1, \quad U(0) = U(d) = 1. \quad (5)$$

Модель (4) позволяет представить поле внутри барьера в простой форме с помощью точного решения неоднородного волнового уравнения (3) для монохроматической волны; такое решение можно записать в виде суммы прямой и обратной волн

$$\Psi = \frac{[\exp(iq\eta) + Q \exp(-iq\eta)] \exp(-i\omega t)}{\sqrt{U(z)}}. \quad (6)$$

Здесь переменная

$$\eta = \int_0^z U(z_1) dz_1$$

– фазовая длина пути;

$$Q = -\exp(2i\delta) \frac{1 - is_1\gamma/2 - n_e}{1 - is_1\gamma/2 + n_e} = Q_0 \quad (7)$$

– безразмерная величина, которая определяется из условий непрерывности полей на задней границе барьера $z = d$ [2] и соответствует вкладу обратной волны в поле внутри барьера; $\delta = q\eta_0$; $n_e = n_0 N$.

Величину q в (6) можно рассматривать как волновое число волны, движущейся в фазовом пространстве $\eta(z)$:

$$q = \frac{\omega}{c} n_0 N, \quad (8)$$

где $N^2 = 1 - p^2 c^2 / \omega^2$; $p^2 = (y^2 - s_2) / (n_0^2 L_2^2)$.

Параметр N связан с нелокальной дисперсией пленки, определяемой характерными длинами L_1 и L_2 . Его анализ позволяет выявить принципиальное различие между

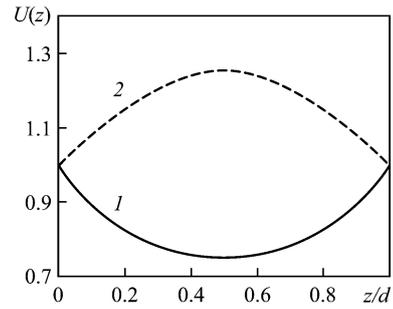


Рис.1. Вогнутый (1) и выпуклый (2) профили $U(z)$ вида (4); z/d – нормированная координата.

выпуклыми и вогнутыми фотонными барьерами (рис.1). Для выпуклого барьера $p_2 < 0$, а параметр N и волновое число q можно выразить через некоторую характерную частоту Ω_1 :

$$N = \sqrt{1 + \frac{\Omega_1^2}{\omega^2}}, \quad \Omega_1 = pc = \frac{2cy\sqrt{1-y^2}}{n_0 d}. \quad (9)$$

Как видно из (9), волновое число q остается действительным при любых частотах ω .

Для вогнутого барьера параметр N и характерная частота Ω_2 даются следующими выражениями:

$$N = \sqrt{1 - \frac{\Omega_2^2}{\omega^2}}, \quad \Omega_2 = \frac{2cy\sqrt{1+y^2}}{n_0 d}. \quad (10)$$

Такая частотная зависимость $q(\omega)$ схожа с нормальной дисперсией волновода или плазмоподобной среды с частотой отсечки Ω_2 : для низких частот ($\omega < \Omega_2$) волновое число q становится мнимым.

Появление характерных частот Ω_1 и Ω_2 обусловлено нелокальной дисперсией неоднородной среды; при увеличении масштабов неоднородности L_1 и L_2 эти частоты уменьшаются ($\Omega \rightarrow 0$, $\Omega_2 \rightarrow 0$).

2. Отражение от градиентных фотонных барьеров (обобщенные формулы Френеля)

Классические формулы Френеля описывают отражение света от границы однородных сред, имеющих различные показатели преломления. В отличие от этого градиентная оптика рассматривает отражение света от границы сред с непрерывными изменениями профилей $n(z)$. Чтобы найти комплексный коэффициент отражения $R(\omega)$ волны с частотой ω , падающей из вакуума нормально к границе $z = 0$ в направлении $z > 0$, нужно использовать условия непрерывности компонент волнового поля E_x и H_y на границах пленки $z = 0$ и $z = d$. Предположим, что на границе $z = d$ пленка закреплена на поверхности однородной подложки, толщина которой значительно больше «длины» импульса, а показатель преломления равен n ; используя указанные условия непрерывности, найдем коэффициент отражения $R(\omega)$ для выпуклого профиля $n(z)$ вида (4):

$$R(\omega) = \left[\left(n + \frac{\gamma^2}{4} - n_e^2 \right) t + n_e \gamma - i(n-1) \left(n_e - \frac{t\gamma}{2} \right) \right] \times \left[\left(n - \frac{\gamma^2}{4} + n_e^2 \right) t - n_e \gamma + i(n-1) \left(n_e - \frac{t\gamma}{2} \right) \right]^{-1}, \quad (11)$$

где

$$n_e = n_0 \sqrt{1 + u^2}; \quad u = \frac{\Omega_1}{\omega}; \quad \gamma = \frac{2n_0 u y}{\sqrt{1 - y^2}}; \quad t = \tan \delta; \quad (12)$$

$$\delta = l \sqrt{1 + \frac{1}{u^2}}; \quad l = \arctan \left(\frac{2y \sqrt{1 - y^2}}{1 - 2y^2} \right).$$

Аналогично находится и коэффициент отражения для вогнутого профиля $n(z)$:

$$R(\omega) = \left[\left(n + \frac{\gamma^2}{4} - n_e^2 \right) t - n_e \gamma - i(n - 1) \left(n_e - \frac{t\gamma}{2} \right) \right] \times \left[\left(n - \frac{\gamma^2}{4} + n_e^2 \right) t + n_e \gamma + i(n + 1) \left(n_e - \frac{t\gamma}{2} \right) \right]^{-1}. \quad (13)$$

В отличие от (11) величины n_e , γ и t в (13) определяются формулами

$$n_e = n_0 \sqrt{1 - u^2}, \quad \gamma = \frac{2n_0 u y}{\sqrt{1 + y^2}}, \quad t = \tan \delta, \quad (14)$$

где

$$u = \frac{\Omega_2}{\omega} < 1; \quad \delta = l \sqrt{\frac{1}{u^2} - 1}; \quad l = \ln \left(\frac{y_+}{y_-} \right);$$

$$y_{\pm} = \sqrt{1 + y^2} \pm y.$$

Формулы (10) и (12) определяют коэффициент отражения градиентной пленки, нанесенной на однородную подложку с показателем преломления n . Располагая между пленкой и подложкой m однородных прозрачных слоев можно так подобрать их толщины и значения показателей преломления, что для некоторой частоты вся эта структура (m слоев и подложка) не будет влиять на отражение от градиентной пленки [4]; такая структура оптически эквивалентна среде с $n = 1$. Чтобы выявить свойства спектров отражения, присущие самим градиентным пленкам, рассмотрим формулы (11) и (13) с $n = 1$.

1. Коэффициенты отражения по мощности $|R(\omega)|^2$ в видимом и ближнем ИК диапазонах для фотонных барьеров, состоящих из одной градиентной пленки, показаны на рис.2 для вогнутых и выпуклых пленок. При равных толщинах барьеров d , одинаковых показателях преломления исходных материалов n_0 и одинаковых характерных длинах L_1 и L_2 различие в нелокальной дисперсии рассматриваемых пленок приводит к различию в их спектрах отражения.

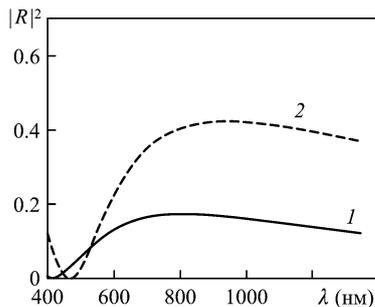


Рис.2. Спектры отражения одиночных градиентных фотонных барьеров ($n_0 = 1.8$, $y = 0.45$, $d = 120$ нм) в видимом и ближнем ИК диапазонах; кривые 1 и 2 соответствуют вогнутому и выпуклому профилям вида (4).

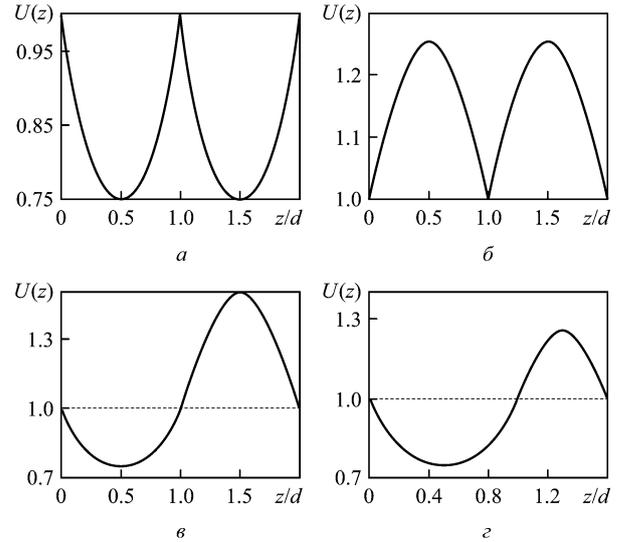


Рис.3. Системы смежных градиентных фотонных барьеров вида (4) с непрерывным изменением показателя преломления $U(z)$ и разрывами градиентов и кривизны профиля $U(z)$ на границе между барьерами z/d ; $U(d) = 1$. Показаны разрыв градиента для вогнутых ($y^2 = 1/3$) (а) и выпуклых ($y^2 = 1/5$) (б) профилей $U(z)$, а также профили с непрерывным значением $\text{grad } U$ ($y_1^2 = y_2^2 = 1/3$, $d_1 = d_2$) (в) и разрывом в значениях кривизны на границе между барьерами ($y_1^2 = 1/3$, $y_2^2 = 0.2025$, $d_2 = (y_2/y_1)^2 d_1$) (z).

2. Градиентные нанопленки с профилем $n(z)$ вида (4) характеризуются двумя свободными параметрами – L_1 и L_2 . При фиксированных L_1 и L_2 можно создавать структуры с новыми спектрами отражения, используя периодические наноструктуры, содержащие m одинаковых нанопленок. Применяя последовательно формулы (11) и (13) для расчета коэффициента отражения между соседними нанопленками, легко показать, что отражение такой периодической наноструктуры описывается также формулами (11)–(14) при замене в них величины δ на $m\delta$. Спектры отражения таких наноструктур зависят, при постоянном значении n_0 для всех пленок, от скачков градиента и кривизны профилей $n(z)$ на границах смежных пленок.

Рассмотрим сначала отражение от простых структур, состоящих из пар одинаковых вогнутых (рис.3,а) или выпуклых (рис.3,б) градиентных фотонных барьеров, в которых значения d , n_0 и U_m (5) равны. Отражение от границы смежных барьеров связано с разрывом градиента $U(z)$. Так, для вогнутых профилей $U(z)$ значения $\text{grad } U$, выраженные в нормированных координатах $x = z/d$, испытывают скачок на границе $x = 1$ от $dU/dx|_{1-0} = 4y^2$ до $dU/dx|_{1+0} = -4y^2$. При этом кривизна обоих профилей $U(z)$ на границе сохраняет постоянное значение: $K_1 = K_2 = 8y^2(4y^2 + 1)(1 + 16y^4)^{-3/2}$. Различие в отражении излучения от пары ($m = 2$) одинаковых барьеров (вогнутых и выпуклых), показано на рис.4,а. «Двугорбый» спектр отражения пары вогнутых барьеров (рис.3,а) описывает безотражательное пропускание ($|R(\omega)|^2 = 0$) в том диапазоне частот, где отражение от пары выпуклых фотонных барьеров (рис.3,б) максимально.

3. В отличие от одинаковых барьеров (рис.3,а, б) периодическая наноструктура может быть сформирована парами перемежающихся градиентных барьеров с выпуклым и вогнутым профилями $U(z)$, имеющими одинаковую толщину и значения n_0 (рис.3,в). Чтобы обеспечить в этих условиях гладкое соприкосновение профилей на грани-

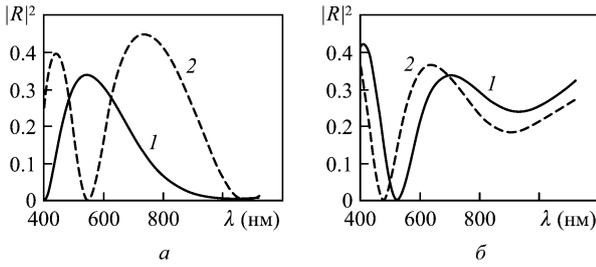


Рис.4. Коэффициенты отражения по мощности $|R|^2$ от смежных градиентных фотонных барьеров ($n_0 = 2$), представленных на рис.3: отражение от точки, соответствующей разрыву градиента $U(z)$, спектры 1 и 2 отвечают профилям на рис.3,а и б (а), и отражение от точки, соответствующей разрыву в значениях кривизны $U(z)$, спектры 1 и 2 отвечают профилям на рис.3,в и г (б).

це $U = 1$, их характерные длины L_1 должны быть равными; при этом отклонения максимума (U_{\max}) и минимума (U_{\min}) этих профилей от граничного значения $U = 1$ различны: $U_{\max} - 1 \neq 1 - U_{\min}$. Значения параметра y для обоих профилей совпадают, максимум и минимум профиля $U(z)$ связаны соотношением

$$\frac{U_{\max}}{U_{\min}} = \left(\frac{1 + y^2}{1 - y^2} \right)^{1/2}. \quad (15)$$

В отличие от структуры, показанной на рис.3,а, б, градиенты выпуклого и вогнутого профилей на границе $x = 1$ непрерывны ($\text{grad } U_1 = \text{grad } U_2 = 4y^2$), а отражение на этой границе возникает из-за разрыва в значениях кривизн вогнутого (K_1) и выпуклого (K_2) профилей: $K_{1,2} = 8y^2(4y^2 \pm 1)(1 + 16y^4)^{-3/2}$.

Периодическая структура может быть сформирована и другой парой пленок, содержащей вогнутый (кривая 1) и выпуклый (кривая 2) профили, характеризующиеся равными отклонениями $1 - U_{\min} = U_{\max} - 1$ (рис.3,з). В этом случае толщины пленок d_1 и d_2 и параметры y_1 и y_2 связаны условием гладкого соприкосновения профилей $U(z)$ на границе $z = d$:

$$\frac{d_2}{d_1} = \left(\frac{y_2}{y_1} \right)^2. \quad (16)$$

Спектры отражения таких градиентных наноструктур в видимом и ИК диапазонах, обусловленные различием кривизн профилей показателя преломления на границе барьеров, показаны на рис.4,б. Минимумы и максимумы спектральных зависимостей $|R(\omega)|^2$ для структур, показанных на рис.3,а, смещены относительно аналогичных точек для структуры рис.3,б; максимумы $|R(\omega)|^2$ различаются по высоте. Следует подчеркнуть, что указанное различие в отражении возникает при гладких профилях $n(z)$, характеризующихся непрерывным изменением n и $\text{grad } n$ в точке соприкосновения.

3. Резонансное туннелирование света через диэлектрические нанопленки

При анализе градиентных фотонных барьеров с нормальной дисперсией волны отмечалась присущая таким барьерам особенность – возникновение частоты отсечки Ω_2 , определяемой нелокальной дисперсией диэлектрической нанопленки. Для низких частот ($\omega < \Omega_2$) поле внутри

барьера определяется вместо (6) функцией Ψ_t и мнимым волновым числом $q = ip$:

$$\Psi_t = \frac{[\exp(-p\eta) + Q_0 \exp(p\eta)] \exp(-i\omega t)}{\sqrt{U(z)}}, \quad (17)$$

где

$$p = \frac{\omega}{c} N_-; \quad N_- = \sqrt{u^2 - 1}; \quad u = \frac{\Omega_2}{\omega} \geq 1.$$

Выполнив замену $q = ip$ в выражении для $R(\omega)$ (13), найдем комплексный коэффициент отражения для низких частот:

$$R = \frac{(n + \gamma^2/4 + n_c^2)t - \gamma n_c - i(n - 1)(n_c - \gamma t/2)}{(n - \gamma^2/4 - n_c^2)t + \gamma n_c + i(n + 1)(n_c - \gamma t/2)}, \quad (18)$$

где

$$t = \tanh \delta; \quad \delta = l \sqrt{1 - \frac{1}{u^2}}; \quad n_c^2 = n_0^2(u^2 - 1). \quad (19)$$

Величина l в формуле (19) определена в (14). Пользуясь выражением для R (18), можно вычислить коэффициент пропускания барьера по мощности $|T|^2$:

$$|T|^2 = 1 - |R|^2. \quad (20)$$

Как известно, пропускание однородного прямоугольного фотонного барьера для волны с частотой, меньшей частоты отсечки (например, пропускание слоя однородной плазмы для поперечной волны, частота которой меньше плазменной частоты), падает с шириной барьера экспоненциально [1]; при этом коэффициент отражения $|R|$ приближается к единице. Однако для некоторых градиентных фотонных барьеров возможна и обратная ситуация, когда интерференция прямой и обратной волн внутри барьера приводит к исчезновению отражения ($R = 0$) и к полному пропусканию потока энергии туннелирующей волны ($|T| = 1$). Такая ситуация возникает для системы из m градиентных барьеров с вогнутым профилем показателя преломления. Условие возникновения режима резонансного безотражательного туннелирования в такой системе можно найти, приравняв нулю выражение для R (18) и полагая там для простоты $n = 1$:

$$\tanh(m p \eta_0) = \frac{\gamma n_c}{1 + \gamma^2/4 + n_c^2}. \quad (21)$$

Спектры безотражательного туннелирования излучения (рис.5) показывают, что в зависимости от параметров барьера режим полного пропускания ($T = 1$) может возникать как в резонансной области вблизи частоты отсечки (рис.5,а, $u = 1.02$), так и вне этой области (рис.5,в, $u = 1.46$).

Концепция резонансного туннелирования света через тонкие пленки наноструктурированных метаматериалов со свободными носителями рассматривалась в [8–11] в связи с туннелированием света с узким спектром через металлическую фольгу вблизи плазменной частоты металла. В отличие от этого механизм туннелирования волн, основанный на нелокальной дисперсии в диэлектрике, обладает рядом особенностей.

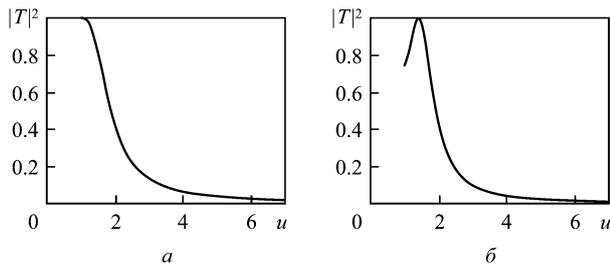


Рис.5. Спектры пропускания по мощности $|T|^2$ при безотражательном туннелировании через градиентные фотонные барьеры с параметрами $y = 0.577$, $m = 2$ при $n_0 = 2.216$ (а) и $n_0 = 3.529$ (б); безразмерная переменная u определена в (12).

1. Туннелирование волн в одномерно-неоднородной среде с показателем преломления $n(z)$ возможно не только в области частот, где $n^2 < 0$, но и в области, где $n^2 > 0$, но $dn^2/dz < 0$.

2. Туннелирование света через градиентные диэлектрические пленки не связано с наличием свободных носителей, что расширяет круг материалов, перспективных для градиентной нанооптики.

3. Безотражательное туннелирование волн через градиентные пленки возможно в широком спектральном диапазоне, определяемом технологически контролируруемыми параметрами пленок.

4. Заключение

Управление световыми потоками с помощью градиентных фотонных барьеров представляет интерес при создании дисперсионных элементов – фотонных кристаллов. Синтез таких элементов открывает новые возможности для оптимизации процессов переноса энергии волнами различных спектральных диапазонов.

– Дисперсия волн в градиентном слое зависит не только от пространственного масштаба неоднородности, но и от градиента и кривизны пространственного профиля n . Эффекты этой нелокальной дисперсии, накапливаясь на расстоянии порядка длины волны, могут полностью изменить спектры отражения и пропускания слоя, приводя, например, к появлению в слое слабодиспергирующего материала частоты отсечки Ω , контроли-

руемой параметрами неоднородности, и к возникновению режима туннелирования для частот $\omega < \Omega$.

– Для заданного спектрального диапазона можно выбрать такие материал и профиль $n(z)$, что эффекты нелокальной дисперсии будут сосредоточены в полосе частот, далекой от полос поглощения материала. Динамика волн в таких средах описывается точными аналитическими решениями уравнений Максвелла, построенными без каких-либо допущений о малости или медленности изменений параметров среды или поля [12].

– Отражение от системы градиентных диэлектрических пленок обусловлено не только контрастом показателей преломления $n(z)$ соседних пленок, но также контрастами градиентов и кривизн $n(z)$ на границах. Совместное действие этих эффектов позволяет существенно изменить отражение и пропускание градиентных фотонных барьеров даже при их субволновой толщине.

В настоящей работе рассматриваются немагнитные среды ($\mu = 1$). Совместное изменение распределений $\epsilon(z)$ и $\mu(z)$, связанное с переходом этих распределений через нуль, может вызвать резонансное усиление электрического поля [13].

Работа выполнена при финансовой поддержке Федерального агентства по науке и инновациям (контракт № 02.513.11.3395). Авторы благодарят В.Е.Фортюва за интерес к работе и обсуждения.

1. Гинзбург В.Л. *Распространение электромагнитных волн в плазме* (М.: Наука, 1967).
2. Shvartsburg A.B., Petite G. *Eur. Phys. J. D*, **36**, 111 (2005).
3. Shvartsburg A.B., Petite G. *Opt. Lett.*, **31**, 1127 (2006).
4. Aitchinson J.S., Kean A.H., Ironside C.N., Villeneuve A., Stegeman G.I. *Electron. Lett.*, **27**, 1709 (1991).
5. Aitchinson J.S., Al-Hemuari K., Ironside C.N., Grant R.S., Sibbett W. *Electron. Lett.*, **28**, 1879 (1992).
6. Gabler T., Waldhausl R., Brauer A., Michelotti A., Horhold H., Bartuch U. *Appl. Phys. Lett.*, **70**, 928 (1997).
7. Huang J.P., Yu K.W. *J. Opt. Soc. Am. B*, **22**, 1640 (2005).
8. Martin-Moreno L., Garsia-Vidal F.J., Lezec H.J., Pellerin K.M., Thio T., Pendry J.B., Ebbesen T.W. *Phys. Rev. Lett.*, **86**, 1114 (2001).
9. Salomon L., Grillot F., de Fornel F., Zayats A.V. *Phys. Rev. Lett.*, **86**, 110 (2001).
10. Barnes W.L., Dereux A., Ebbesen T.W. *Nature*, **424**, 824 (2003).
11. Darmany S.A., Zayats A.V. *Phys. Rev. B*, **67**, 035424 (2003).
12. Shvartsburg A.B., Kuzmiak V., Petite G. *Phys. Reports*, **452**, 33 (2007).
13. Litchinister N.M., Maimistov A.I., Gabitov I.R., Sagdeev R.Z., Shalaev V.N. *Opt. Lett.*, **33**, 2350 (2008).