

Пространственная структура поля преломления гауссова светового пучка в многослойных диэлектриках при различных режимах распространения

В. М. Сердюк

Институт прикладных физических проблем им. А. Н. Севченко Белорусского государственного университета, Минск, Беларусь, e-mail: serdyukvm@mail.ru

Представлены результаты расчетов пространственной структуры поля преломления гауссова светового пучка в плоском четырехслойном диэлектрике. Использовалась простая приближенная аналитическая модель, которая описывает распространение поля одновременно в различных слоях и в разных режимах: свободного распространения, полного внутреннего отражения, затухания, а также волноводного возбуждения.

Ключевые слова: многослойная диэлектрическая среда; свободное распространение светового пучка; полное внутреннее отражение; возбуждение волноводных мод.

Spatial structure of the Gaussian light beam refraction in multilayer dielectrics at various regimes of propagation

V. M. Serdyuk

A. N. Sevchenko Institute of Applied Physical Problems of Belarusian State University, Minsk, Belarus, e-mail: serdyukvm@mail.ru

The paper presents results of computation of spatial pattern of the Gaussian beam refraction into a plane four-layer dielectric. For that, it was used a simple approximate analytic model, which describes field propagation simultaneously in various layers and at different regimes, as free propagation, total internal reflection, decay and waveguide excitation.

Keywords: multilayer dielectric medium; free propagation of a light beam; total internal reflection; excitation of waveguide modes.

Введение

Для описания распространения оптического излучения в многослойных диэлектрических средах обычно используется модель плоской электромагнитной волны [1]. Но она не в состоянии описывать пространственную структуру световых полей внутри диэлектрика при переходе к режимам полного внутреннего отражения и волноводного распространения. Между тем на современном этапе развития интегральной оптики и спектроскопии все более широко внедряются планарные технологии, использующие эти режимы распространения. Стандартная модель гауссова пучка [2] уже учитывает амплитудную пространственную структуру светового поля, но и она при наличии поглощения и затухания дает неверные результаты. В данной работе представлена новая приближенная теоретическая модель распространения гауссовых пучков в многослойных диэлектрических средах, допускающая возможность одновременного существования разных режимов прохождения в различных слоях. Для этого использована известная асимптотическая модель распространения

гауссова пучка и возбуждения волноводных мод [3, 4], которая дополнена приближенным методом определения параметров преломленного поля гауссова пучка в условиях полного внутреннего отражения [5].

1. Результаты расчетов пространственной структуры поля

Продемонстрируем результаты применения нашей модели на примере четырехслойной диэлектрической планарной структуры, которая соответствует призмной схеме возбуждения волноводных мод в тонкой диэлектрической пленке на подложке (рис. 1).

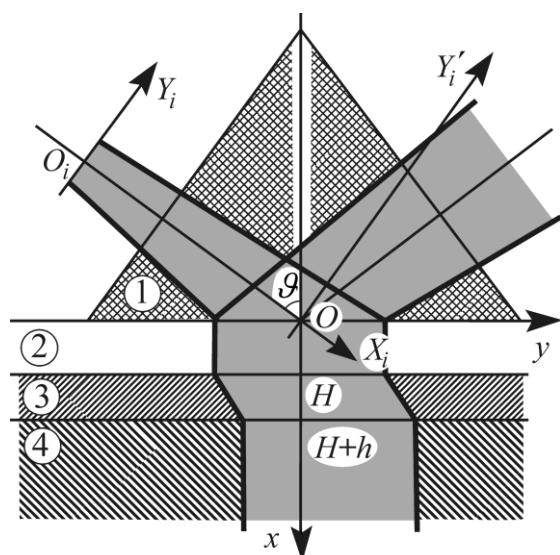


Рис. 1. Прохождение гауссова пучка через четырехслойную диэлектрическую структуру, моделирующую призмную схему ввода излучения в волновод

Пусть оптически плотная прозрачная среда 1 с показателем преломления $n_1 = 1,76$ занимает полупространство $x \leq 0$. Она моделирует присутствие треугольной стеклянной призмы без учета тривиальных эффектов ввода лазерного пучка через боковую грань. Пусть между призмой и волноведущей тонкой пленкой (среда 3, показатель преломления $n_3 = 1,61$, толщина $h = 1,2\lambda$, где λ – длина световой волны в воздухе) имеется воздушный зазор (среда 2, показатель преломления $n_2 = 1$, толщина $H = 0,7\lambda$), причем пленка размещена на толстой диэлектрической подложке (среда 4, показатель преломления $n_4 = 1,47$) столь большой толщины по сравнению с длиной волны, что ее можно считать бесконечной. Приведем некоторые данные по расчету пространственной структуры электромагнитного поля внутри такой структуры при падении гауссова пучка со стороны среды 1

при различных углах падения θ на выходную грань призмы $x = 0$. При расчетах предполагалось, что эффективная полуширина падающего гауссова пучка много больше длины волны: $w_0 = 2 \cdot 10^3 \lambda$.

На рис. 2, а и 2, б показаны пространственные распределения амплитуд поля в слоистом диэлектрике, вычисленные при углах падения $\theta_1 = 57^\circ 51' 55''$ и $\theta_2 = 63^\circ 45' 30''$ гауссова пучка на горизонтальную грань призмы, при которых точно выполняются условия возбуждения первой и второй волноводных мод в диэлектрической пленке. Линии амплитуд на границах между различными диэлектрическими средами изображены более толстыми. Исходный гауссов пучок падает со стороны отрицательных x и y на выходную грань призмы и симметрично отражается от нее в сторону отрицательных x . А в волноведущей пленке при $y = -4w_0$ появляется, быстро растет и уже при $y = 4w_0$ стабилизируется на высоком уровне интенсивности волноводная мода, которая распространяется вдоль тонкой пленки в поло-

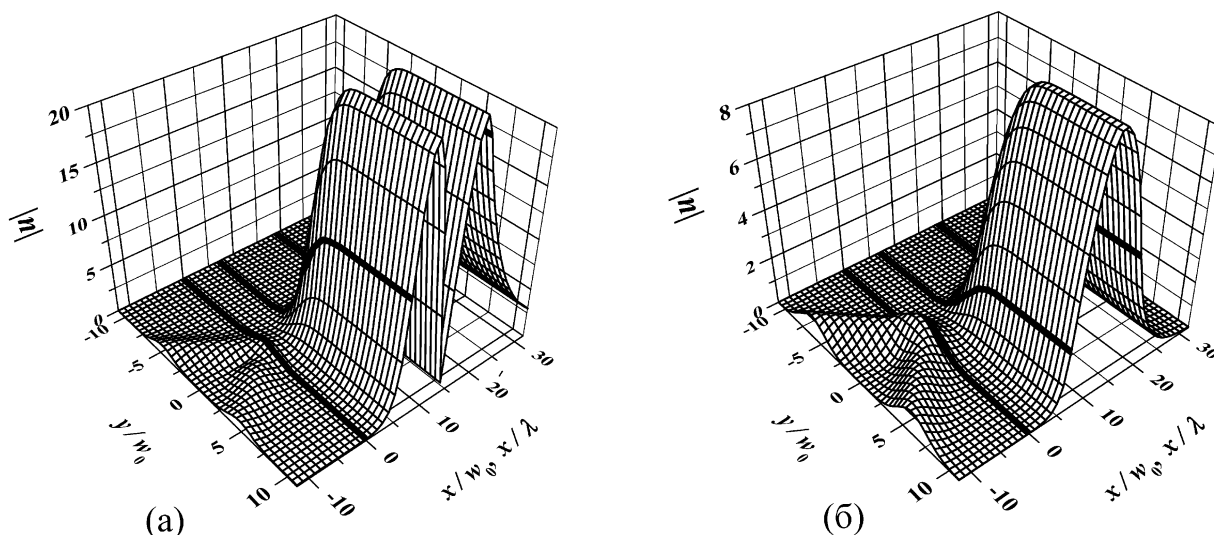


Рис. 2. Пространственное распределение амплитуд поля в четырехслойной диэлектрической структуре при точном выполнении условий возбуждения первой (а) и второй (б) волноводных мод в тонкой диэлектрической пленке

жительном направлении оси y . Для наглядности на этих и последующих рисунках масштаб по нормальной оси x сделан неравномерным: в призме (при отрицательных x) он в два раза мельче, чем по тангенциальной оси y , а вот в остальных средах (при $x > 0$) масштаб по нормали в $w_0/\lambda = 2000$ раз больше.

Теория позволяет получить подобные картины полей и для других режимов распространения пучка в многослойных структурах. На рис. 3, а и 3, б в разных ракурсах и в разных масштабах показаны распределения амплитуд полей в промежуточном случае, когда угол падения пучка в призме составляет ровно 60° . Сразу видно, насколько падает интенсивность поля в пленке и подложке, однако она все-таки не равна нулю.

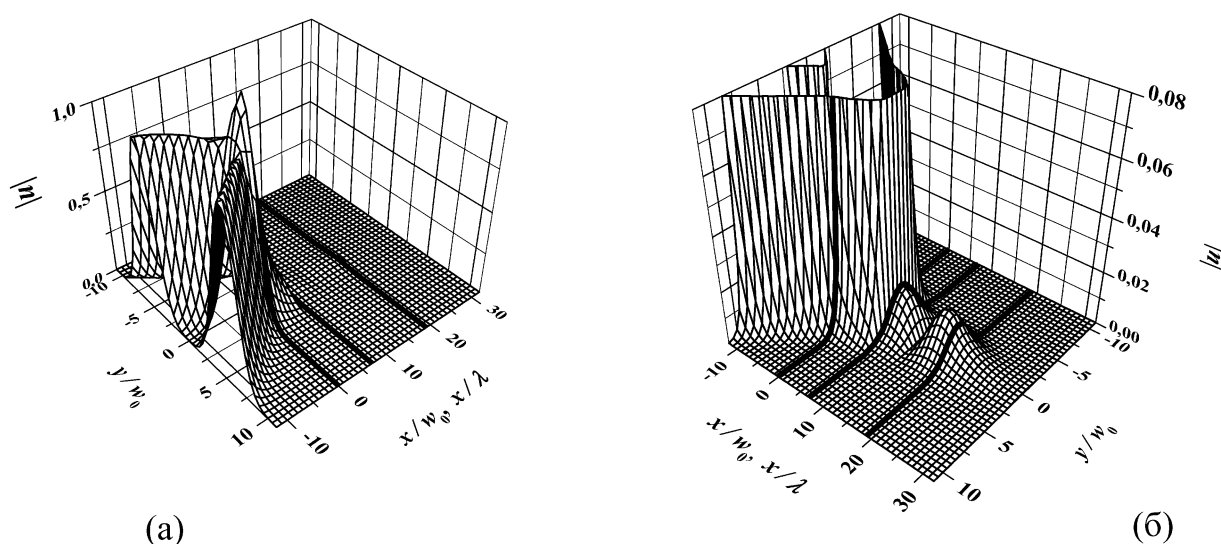


Рис. 3. Пространственное распределение амплитуд поля в четырехслойной диэлектрической структуре в двух разных масштабах для угла падения пучка, промежуточном между углами возбуждения двух волноводных мод в тонкой диэлектрической пленке

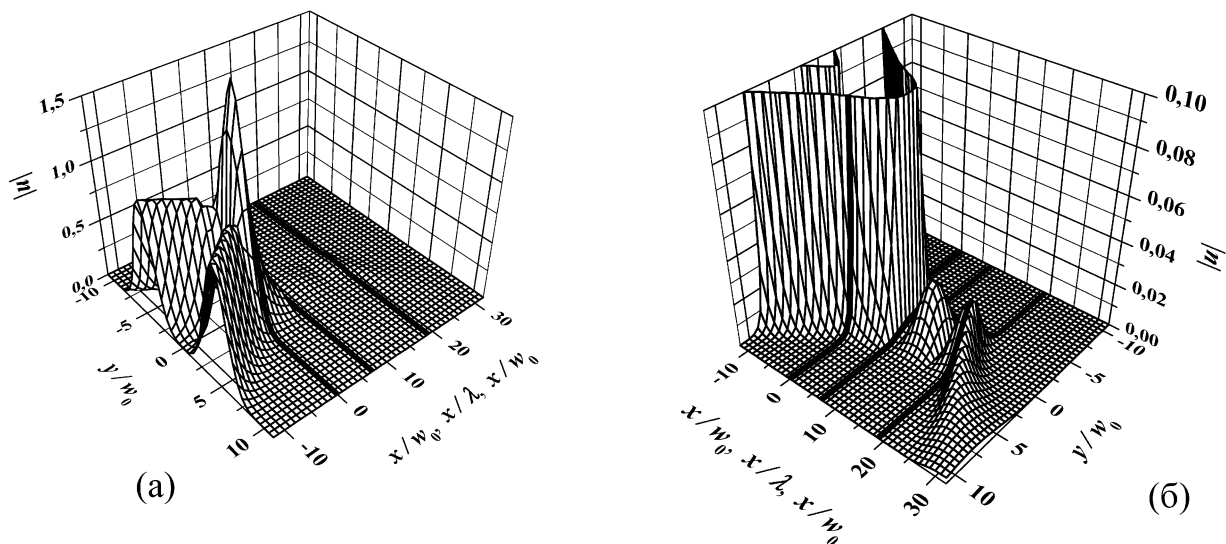


Рис. 4. Пространственное распределение амплитуд поля в четырехслойной диэлектрической структуре в двух разных масштабах при падении пучка под углом полного внутреннего отражения для подложки

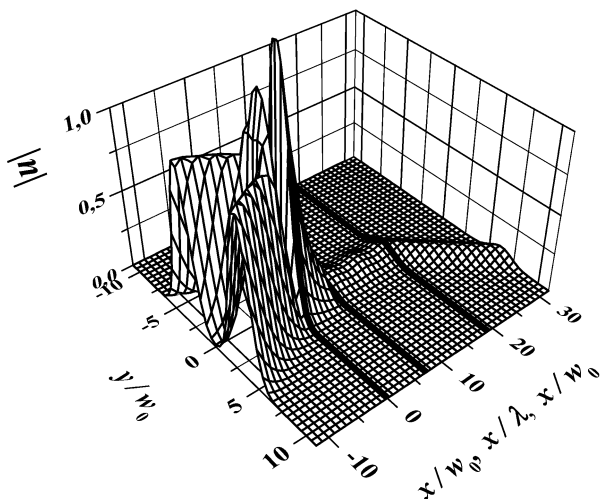


Рис. 5. Пространственное распределение амплитуд поля в четырехслойной диэлектрической структуре при падении пучка под углом, меньшим критического значения для подложки

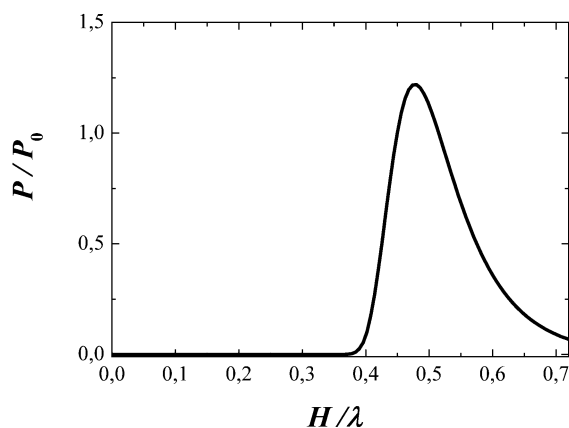


Рис. 6. Зависимость относительной средней плотности тангенциального потока энергии первой волноводной моды от толщины воздушного зазора H

На рис. 4, а и 4, б в аналогичных ракурсах представлено поле в случае, когда в точности $n_1 \sin \vartheta = n_4 = 1,47$ и пучок испытывает полное внутреннее отражение на границе между пленкой и подложкой. Масштабы по нормали к границам разные, но теперь в подложке он в 100 раз крупнее прежнего. Здесь преломленное поле оказывается одновременно и распространяющимся, и затухающим, тогда как плоскотоволновая модель при полном внутреннем отражении вообще никак не определяет зависимость поля от нормальной координаты.

Наконец, на рис. 5 показаны поля, рассчитанные для случая $n_1 \sin \vartheta = 1,3 < n_4$, когда в подложке пучок характеризуется свободным распространением. Ради

наглядности масштаб в этой среде пришлось сделать еще более крупным, равным масштабу в призме (в среде 1). Несмотря на сильное затухание в воздушном зазоре (среда 2), распространяющееся поле в подложке заметно отлично от нуля, хотя оно много слабее по интенсивности падающего пучка в среде 1. Здесь мы видим наглядное проявление хорошо известного эффекта просачивания волны сквозь потенциальный барьер.

Заметим, что для возбуждения волноводной моды воздушный зазор (среда 2) совсем не является лишним элементом. При непосредственном контакте призмы (среда 1) с волноводящей пленкой (среда 3) значительная часть проникающей энергии будет обратно отражаться из пленки в призму, и появление зазора между ними препятствует процессу обратного отражения более, чем прямому проникновению. Хорошей иллюстрацией этому служит рис. 6, который показывает зависимость относительной средней плотности тангенциального потока энергии первой волноводной моды от толщины зазора H . Плотность потока в направлении оси y здесь тоже рассчитывалась на основе рассматриваемой теоретической модели на расстоянии $y = 2w$ от начала координат (рис. 1). На графике сразу заметен явно выраженный максимум интенсивности волноводной моды, достигаемый при $H = 0,5\lambda$ и последующее ее уменьшение с увеличением толщины зазора, когда экспоненциальное затухание поля в нем проявляется все сильнее. Однако при $H < 0,4\lambda$ интенсивность волноводной моды ненулевая, хотя и оказывается много меньше интенсивности в максимуме.

Заключение

Таким образом, приближенная аналитическая теория распространения поля гауссова пучка в многослойных диэлектрических средах, которая объединяет модели свободного распространения [2], волноводного возбуждения [3, 4] и полного внутреннего отражения [5], позволяет единообразно описывать пространственную структуру поля в подобных средах в широком диапазоне изменения углов падения светового пучка и при любых режимах линейного распространения.

Благодарность

Работа выполнена при поддержке Государственной программы научных исследований Республики Беларусь «Конвергенция–2025» в рамках подпрограммы 11.3 «Междисциплинарные исследования и новые зарождающиеся технологии».

Библиографические ссылки

1. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1973.
2. Маркузе Д. Оптические волноводы. М.: Мир, 1974.
3. Serdyuk V. M., Rudnitsky A. S. An approximate analytical solution for waveguide excitation of a plane dielectric layer by a Gaussian beam at frustrated total internal reflection // Journ. Opt. Soc. Amer. A. 2015. Vol. 32. No. 5. P. 843–851.
4. Serdyuk V. M., Rudnitsky A. S. Efficiency of Gaussian light beam transformation into a waveguide mode of a plane dielectric layer under frustrated total internal reflection // Journ. Opt. Soc. Amer. A. 2019. Vol. 36. No. 9. P. 1573–1582.
5. Serdyuk V. M. Approximate analytical model of the refracted field of the Gaussian light beam on a plane dielectric interface // Optics Communications. 2023. Vol. 535. Article 129310.