

Пространственная структура преломленного поля гауссова светового пучка при полном внутреннем отражении

В. М. Сердюк

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

Теоретически исследуется двумерная пространственная структура поля, возникающего в результате преломления гауссова светового пучка в прозрачную однородную среду при полном внутреннем отражении. Предсказан ряд новых явлений, более характерных для полей в сильно неоднородных и поглощающих средах.

Ключевые слова: гауссов пучок; преломленное поле; полное внутреннее отражение.

Spatial structure of the refracted field of a Gaussian light beam at total internal reflection

V. M. Serdyuk

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

The two-dimensional spatial structure of the refracted field is studied theoretically for the case of its exciting in a transparent homogeneous medium by incidence of a Gaussian light beam at total internal reflection. It is predicted several new phenomena, which are characteristic for the fields in strongly inhomogeneous and absorbing media.

Keywords: Gaussian beam; refracted field; total internal reflection.

Введение

Явление полного внутреннего отражения хорошо известно, однако наши знания о нем крайне ограничены. В сущности, все эти знания изложены всего на нескольких страницах учебника Н. И. Калитеевского по волновой оптике [1], изданного более полувека назад. Обычно для описания данного явления используется модель плоской волны [2, 3], которая, однако, мало что дает исследователю. Ни характер преломленного поля, ни его пространственную структуру эта модель предсказать не в состоянии. Между тем актуальность решения подобных задач со временем только возрастает вследствие новых запросов практики, связанных с развитием планарных технологий. В данной работе приводятся некоторые результаты по изучению полного внутреннего отражения [4] с использованием модели гауссова светового пучка, которая позволяет учесть пространственно неоднородную структуру преломленного поля.

1. Пространственная структура преломленного поля

Гауссов пучок представляет собой полевую структуру, амплитуда которой в поперечном сечении описывается функцией Гаусса [5]. В случае наклонного

падения такого пучка на плоскую границу раздела двух сред, связанную с координатной системой xOy (рис. 1), его выражение может быть записано в виде интеграла Фурье:

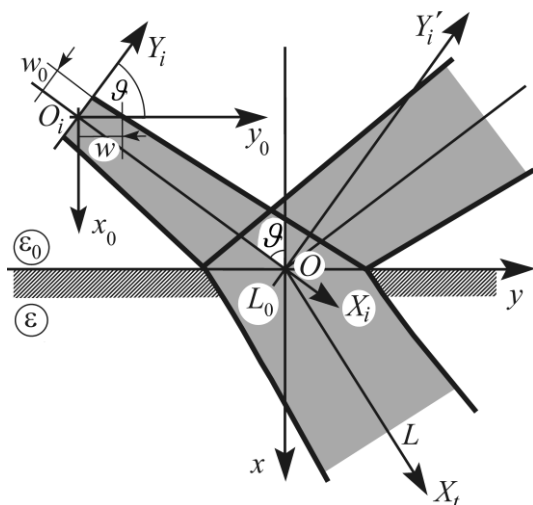


Рис. 1. Преломление пучка на границе

$$u_0(x, y) = \int_{-\infty}^{+\infty} U(\beta) \exp[ik(\alpha_0 x + \beta y)] d\beta, \quad (1)$$

где $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число, λ – длина волны излучения, $\alpha_0 = (\epsilon_0 - \beta^2)^{1/2}$ и β – аргументы, имеющие смысл параметров распространения каждой плосковолновой фурье-компоненты интеграла по осям x и y соответственно, ϵ_0 – диэлектрическая проницаемость среды,

$$U(\beta) = (p / \sqrt{\pi}) \exp[-p^2(\beta - \beta_b)^2] - \quad (2)$$

фурье-образ полевой функции u в плоскости $x = 0$, $p = kw/2$ – спектральный параметр, $\beta_b = n_0 \sin \vartheta$ – параметр распространения пучка как целого по тангенциальной оси y , n_0 – показатель преломления, ϑ – угол падения

пучка на границу. На практике полуширина лазерного пучка обычно оказывается много больше длины волны излучения ($w \gg \lambda$); мы ограничимся рассмотрением только такого случая.

При падении пучка (1) на плоскую границу раздела двух диэлектрических сред $x = 0$ каждая плосковолновая компонента поля (1) будет преломляться независимо от других, поэтому преломленное поле во второй среде может быть записано в виде следующего интеграла Фурье:

$$u(x, y) = \int_{-\infty}^{+\infty} T(\beta) U(\beta) \exp[ik(\alpha x + \beta y)] d\beta, \quad (3)$$

где под интегралом появляются дополнительные амплитудные множители $T(\beta)$, которые представляют собой обычные френелевские коэффициенты преломления [2, 3], а параметр нормального распространения в новой среде с диэлектрической проницаемостью ϵ будет равен $\alpha = (\epsilon - \beta^2)^{1/2}$. Чтобы рассчитать пространственную структуру преломленного поля в этой среде, достаточно подсчитать интеграл (3) при различных значениях пространственных координат x и y . На рис. 2 представлены результаты такого численного расчета для случаев, когда угол падения пучка ϑ на границу равен критическому углу падения $\vartheta_c = \arcsin[(\text{Re} \epsilon)^{1/2}/n_0]$ или очень близок ему. Видно, что преломленное поле (3) представляет собой распространяющийся пучок, который одновременно испытывает затухание. Подобное гибридное поведение поля объясняется конечной шириной пространственного спектра (2), когда в области полного внутреннего отражения часть плоских волн этого спектра уже превысила критическое значение угла падения и затухает в преломляющей среде, а другая часть волн спектра еще не достигла критического значения и остается в режиме распространения [5].

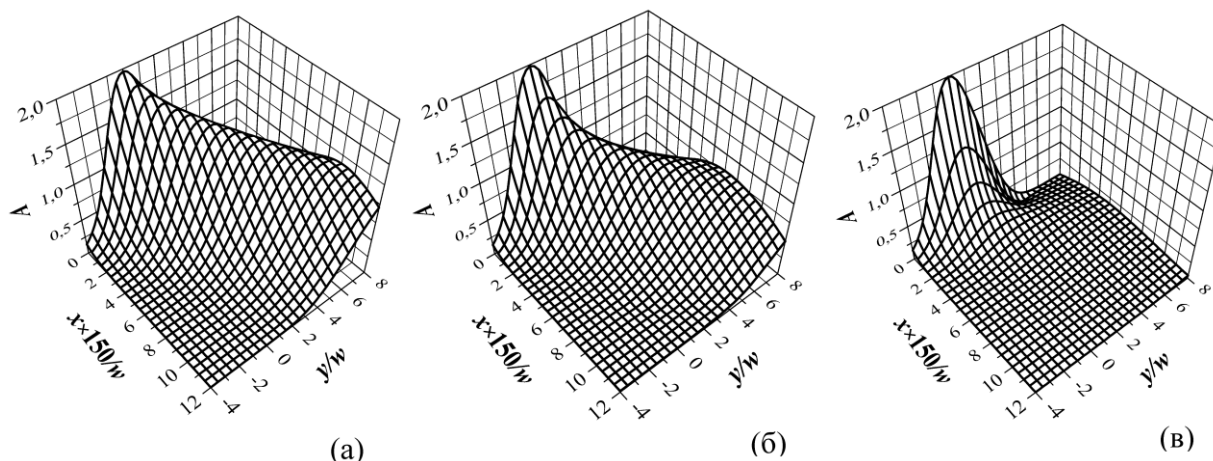


Рис. 2. Пространственное распределение амплитуды поля преломления гауссова пучка на границе двух прозрачных сред с показателями преломления 1,6 и 1,4 для трех различных значений угла падения пучка на границу, когда он меньше критического на 10° (а), равен критическому (б) и больше критического на 20° (в). Масштаб по нормальной оси x увеличен в 150 раз по сравнению с масштабом по тангенциальной оси y

Рисунок 2 демонстрирует несколько неожиданных эффектов, которые характерны для преломленного поля при полном внутреннем отражении. По мере удаления от границы раздела максимум амплитуды описывает в среде не прямую линию, а кривую, как показано на рис. 3, где, помимо самих траекторий максимумов, определенных из рис. 2, для наглядности показаны еще и касательные прямые к этим траекториям в начальных и конечных точках. Но эти траектории не есть линии распространения потока энергии. Такие линии, рассчитанные по методике работы [7], показаны на рис. 4. Из него видно, что линии, вдоль которых распространяется поток энергии в преломляющей среде, также не являются прямыми, хотя среда однородная и прозрачная. Сравнивая этот рисунок с рис. 3, мы видим, что одна из линий тока (она выделена как линия большей толщины), выходящая из точки максимума амплитуды поля ($y = 0$) на границе $x = 0$, проходит под средним углом преломления в 2 раза меньшим, чем наибольший условный угол преломления для траектории

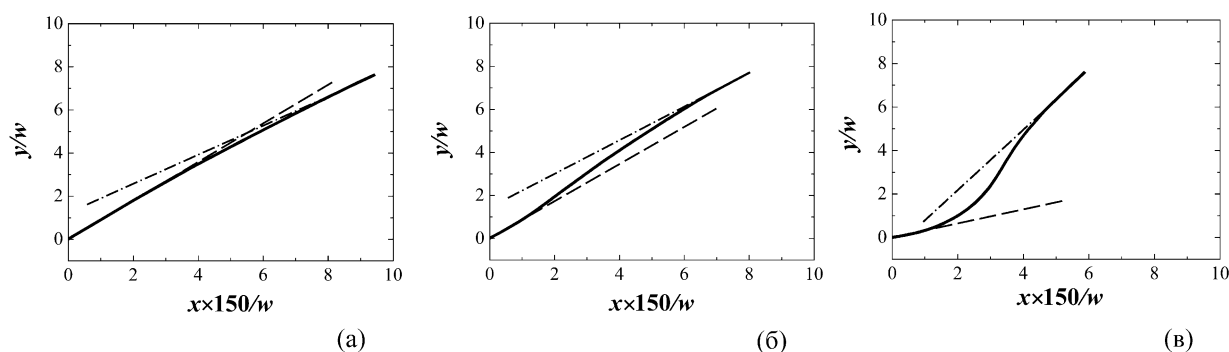


Рис. 3. Траектории максимумов амплитуды поля в преломляющей среде при трех различных отклонениях δ угла падения пучка от угла полного внутреннего отражения: $\delta = -10^\circ$ (а), $\delta = 0^\circ$ (б) и $\delta = +20^\circ$ (в). Показаны также касательные к этим траекториям на границе среды (пунктир) и в ее глубине (штрих-пунктир)

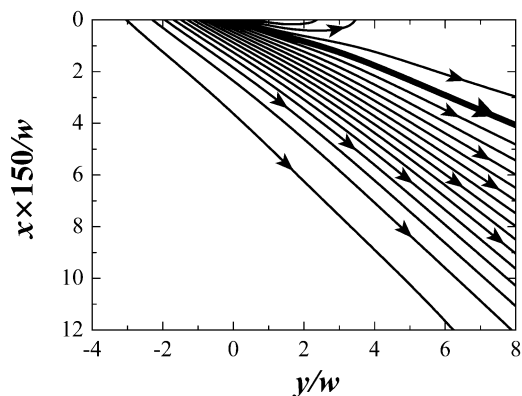


Рис. 4. Линии тока энергии преломленного поля при точном выполнении условия полного внутреннего отражения для случая, представленного на рис. 2, б

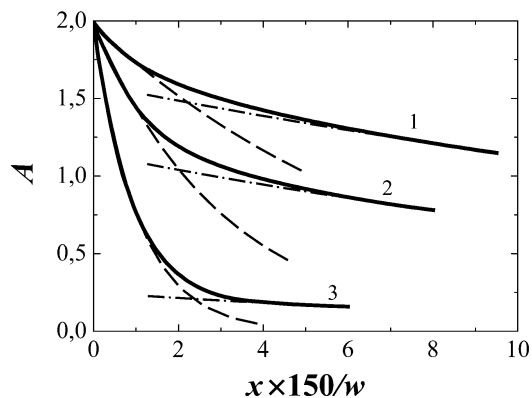


Рис. 5. Изменение максимального значения амплитуды поля по глубине преломляющей среды при трех разных углах падения, соответствующих рис. 2, а (1), 2, б (2) и 2, в (3). Экспоненциальное затухание амплитуд непосредственно на границе и в глубине среды аппроксимировано пунктирными и штрих-пунктирными кривыми соответственно.

максимумов амплитуды. Это расхождение возникает из-за того, что помимо электрического поля, направление потока энергии определяется еще и двумя компонентами магнитного поля. Отметим также, что рис. 4 демонстрирует расходимость линий тока энергии преломленного поля, заметную уже на очень малых расстояниях от границы. Это значит, что для преломленного поля при полном внутреннем отражении начиная от самой границы проявляется эффект дифракционной расходимости, несмотря на полное отсутствие таковой у падающего поля. В обычных условиях свободного распространения гауссова пучка он становится заметным только для очень больших дистанций его распространения [5].

Еще один необычный эффект преломления заключается в том, что максимум амплитуды пучка затухает вглубь среды не по экспоненциальному закону. Вблизи границы коэффициент экспоненциального затухания оказывается достаточно большим, но по мере удаления от границы его величина заметно уменьшается, т. е. сам коэффициент, определяющий затухание по глубине среды, оказывается зависящим от нормальной координаты. Это хорошо видно из графиков спада максимумов амплитуд по глубине преломляющей среды, рассчитанных по данным рис. 2 для трех значений угла падения. Они представлены на рис. 5 вместе с кривыми, аппроксимирующими экспоненциальный характер затухания амплитуд на самой границе и в глубине среды (пунктирные и штрих-пунктирные кривые соответственно). До сих пор неэкспоненциальное затухание поля при преломлении считалось более характерным для сильнопоглощающих сред (аномальный скин-эффект в металлах [8]), а не для прозрачных материалов.

С увеличением угла падения сверх критического значения указанные аномальные эффекты в глубине среды усиливаются, но при этом становятся все менее различимыми из-за возрастающего затухания поля сразу у самой границы.

Заключение

Используя точное решение для преломленного поля в виде интеграла Фурье, мы рассмотрели пространственную структуру этого поля при падении гауссова пучка на преломляющую среду в условиях полного внутреннего отражения. Оказалось, что структура такого поля существенно отличается от структуры поля пучка в режимах обычного распространения. Во-первых, поле пучка в преломляющей среде является одновременно и распространяющимся, и затухающим от границы. Во-вторых, даже на очень малых расстояниях от нее преломленное поле демонстрирует свойства, характерные для дальней френелевской зоны распространения пучков, обычно локализованной на больших дистанциях распространения. Это дифракционное уширение поперечного сечения, не связанное с дифракционным уширением падающего гауссова пучка, явно заметное сразу вблизи границы. Это криволинейный вид траектории смещения максимума амплитуды поля по глубине преломляющей среды и неэкспоненциальный характер его затухания. Все эти особенности пространственной структуры преломленного поля при полном внутреннем отражении совсем не характерны для прозрачных однородных сред и скорее соответствуют сильнопоглощающим металлам и неоднородным материалам.

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. *Калитеевский Н. И.* Волновая оптика. М.: Высшая школа, 1978.
2. *Борн М., Вольф Э.* Основы оптики. М.: Наука, 1973.
3. *Chew W. C.* Waves and fields in inhomogeneous media. New York: IEEE Press, 1995.
4. *Serdyuk V. M.* Spatial structure of the refracted field of a Gaussian light beam at total internal reflection // Journ. Opt. Soc. Amer. A. 2022. Vol. 39. Issue 11. P. 2083–2089.
5. *Маркузе Д.* Оптические волноводы. М.: Мир, 1974.
6. *Serdyuk V. M., Titovitsky J. A.* A simple analytic approximation for the refracted field at Gaussian beam incidence upon a boundary of absorbing medium // Journ. Electromagnetic Analysis and Applications. 2010. Vol. 2. No. 11. P. 640–648.
7. *Сердюк В. М.* Дифракция плоской электромагнитной волны на щели в проводящем экране произвольной толщины. // Журнал технической физики. 2005. Т. 75. Вып. 8. С. 113–120.
8. *Соколов А. В.* Оптические свойства металлов. М.: ГИФМЛ, 1961.