

Радиофизика

УДК 535.36:621.373:541.532

Особенности рассеяния света на шероховатой границе градиентного волновода

А. Н. Осовицкий

*Кафедра радиофизики
Российский университет дружбы народов
Россия, 117198, Москва, ул. Миклухо-Маклая, 6*

Выявлен ряд особенностей процесса рассеяния в плёночном и градиентных волноводах. Предложена уточнённая модель распределения показателя преломления для волноводов, изготовленных с помощью ионного обмена. Определена максимальная чувствительность метода измерения спектра шероховатости для волноводов с различными распределениями показателя преломления в приповерхностной области диэлектрика.

Ключевые слова: рассеяние света, шероховатость, градиентный волновод, уточнённая модель, чувствительность, рассеянная мощность.

1. Введение

Основным механизмом потерь мощности в волноводных системах интегральной оптики является рассеяние на шероховатости границ раздела сред, составляющих волновод [1, 2].

В литературе внимание исследователей сосредоточено на анализе рассеяния с излучением лишь в плёночных волноводах, имеющих две резкие границы раздела сред [2–4]. Другой класс волноводных систем — градиентные волноводы, которые широко используются в различных устройствах интегральной оптики [5], в этом плане практически не изучены.

В нашей работе [6] была рассмотрена задача о распространении лазерного излучения в градиентных волноводах с шероховатой границей и получены выражения для коэффициента затухания за счёт рассеяния. При анализе этих выражений были выявлены принципиальные различия в поведении коэффициента затухания для волноводов с различными распределениями показателя преломления, объяснить которые в то время не удалось. Кроме того, в процессе экспериментальных исследований градиентных волноводов, полученных методом ионного обмена, наблюдались несоответствия между расчётными и экспериментальными значениями коэффициента фазового замедления. Оба этих факта требуют развития теории волноводного рассеяния, прежде всего в построении более точной модели волноводных структур, полученных методом ионного обмена.

Одним из основных приложений волноводного рассеяния может быть разработка сверхчувствительного метода измерения шероховатости поверхностей [7]. При этом чрезвычайно важно оценить чувствительность этого метода для волноводов, полученных различными технологическими методами (твердотельная диффузия, ионный обмен, имплантация) при использовании различных материалов. Желательно также найти условия, при которых чувствительность достигает максимальных значений.

Эти два направления исследований и составляют главную цель данной статьи.

2. Соотношения для основных характеристик процесса волноводного рассеяния

Рассмотрим плоский диэлектрический градиентный волновод (рис. 1). В приповерхностной области диэлектрика с показателем преломления n_3 создана область с повышенным показателем преломления, распределение которого подчиняется закону $n(x)$. В качестве среды с n_1 используется воздух. Граница раздела сред при $x = 0$ является шероховатой. На участке волновода длиной L функцию, описывающую профиль поверхности, представим в виде ряда Фурье по пространственным частотам (гармоникам) поверхности $K_n = \frac{2\pi}{\Lambda_n}$ с амплитудами d_n [7]. Величина $\Lambda_n = \frac{L}{n}$ имеет смысл периода пространственных гармоник шероховатости поверхности.

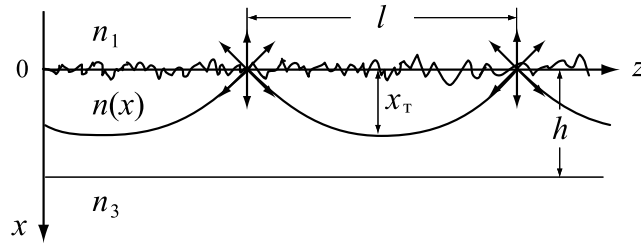


Рис. 1. Схема рассеяния света на шероховатой границе градиентного волновода

Пусть в волноводе распространяется только низшая ТЕ волна с коэффициентом фазового замедления γ . Мощность этой волны будет затухать вдоль направления её распространения за счёт рассеяния на шероховатой границе. Основными характеристиками рассматриваемого процесса рассеяния являются коэффициент рассеяния (затухания) волноводной волны α и угловое распределение рассеянной мощности в дальней зоне $P_{\text{рас}}^L(\varphi)$.

При условии, что затухание вызвано только рассеянием, выражение для α можно записать в виде [6]

$$\alpha = \sum_{N_1}^{N_2} \alpha_n, \quad \alpha_n \approx \frac{P_{\text{рас}}^l(\Lambda_n)}{lP_0}. \quad (1)$$

Здесь, суммирование проводится по всем гармоникам шероховатости от $N_1 = \frac{L}{\lambda}(\gamma - n_3)$ до $N_2 = \frac{L}{\lambda}(\gamma + n_3)$, приводящим к излучению рассеянного света. α_n и $P_{\text{рас}}^l$ — соответственно коэффициент волноводного рассеяния и мощность дифракции при однократном рассеянии в случае границы, гофрированной с периодом Λ_n , P_0 — мощность падающей (волноводной) волны при $z = 0$, l — расстояние между двумя соседними отражениями в волноводе (рис. 1).

Как следует из выражения (1), $P_{\text{рас}}^l$ зависят от периода пространственной гармоники Λ_n . В свою очередь, каждому значению периода соответствует свой угол рассеяния φ_n , отсчитываемый от нормали к оси волновода, значение которого определяется выражением

$$n_i \sin \varphi_n = \gamma - \frac{\lambda}{\Lambda_n}, \quad (2)$$

где λ — длина волны используемого излучения в свободном пространстве, n_i — показатель преломления среды, в которую происходит рассеяние, $i = 1, 3$. Следовательно, для шероховатой поверхности $P_{\text{рас}}^l$ и мощность $P_{\text{рас}}^L$, рассеянная с участка длиной L , являются функциями угла

$$P_{\text{рас}}^L(\varphi) = \frac{L}{l} P_{\text{рас}}^l(\varphi). \quad (3)$$

Имея выражения для основных характеристик процесса рассеяния в градиентных волноводах, можно перейти к их анализу.

3. Влияние профиля показателя преломления градиентного слоя на коэффициент рассеяния

Известно [8], что различным технологиям изготовления градиентных волноводов присущи разные распределения показателя преломления в приповерхностной области подложки. Так, для метода твердотельной диффузии реализуется гауссовая зависимость $n(x)$. Волноводы, полученные с использованием ионного обмена в стеклах, имеют либо параболический (Ag^+), либо линейный (K^+) профиль показателя преломления.

При анализе влияния вида зависимости $n(x)$ на коэффициент рассеяния [6] выявлены принципиальные различия в поведении α_n . Суть этих различий демонстрируют зависимости α_n от h для ряда профилей $n(x)$, представленные на рис. 2. Для корректности сравнения параметры профилей взяты одинаковыми $n_1 = 1$, $n_3 = 1,514$, $n(0) = n_0 = 1,614$ и расчёты выполнены при $\lambda = 0,63$ мкм, $\Lambda = 1,4$ мкм и глубине решетки $d = 1$ нм.

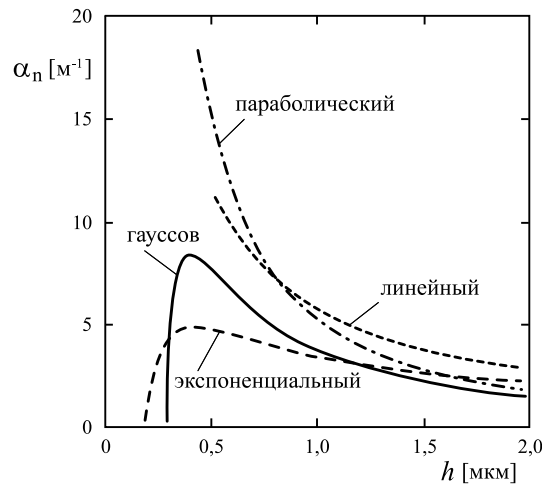


Рис. 2. Зависимость коэффициента рассеяния α_n от h для различных законов изменения показателя преломления волноводного слоя

Как видно из представленных зависимостей, с ростом толщины волноводного слоя коэффициент рассеяния монотонно уменьшается в случае линейного и параболического профиля $n(x)$. В то же время для гауссового и экспоненциального профилей существуют значения h , при которых α_n достигает максимального значения. Указанное отличие вызвано характером изменения показателя преломления слоя при переходе к показателю преломления подложки. При $x \rightarrow \infty$ для гауссового и экспоненциального профилей $n(x) \rightarrow n_3$. Координата точки поворота x_T , при которой $n(x_T) = \gamma$, и l стремятся к бесконечности при $\gamma \rightarrow n_3$, а α_n — к нулю. В случае линейного и параболического профилей значение x_T ограничено и не может быть больше h , так как $n(h) = n_3$. Следовательно, при $\gamma \rightarrow n_3$ значение l также ограничено, а α_n не стремится к нулю, а наоборот, возрастает.

Этот факт противоречит физике процесса распространения волн в волноводах интегральной оптики, так как при $\gamma \rightarrow n_3$ область, занятая полем (эффективная толщина моды), должна возрасти до бесконечности, как это имеет место для гауссового и экспоненциального профилей. Кроме того, используемые в литературе зависимости $n(x)$ для линейного и параболического профилей имеют излом в точке $x = h$, что также не соответствует физике процесса ионного обмена. Следовательно, необходимо уточнить закон распределения показателя преломления для этих двух профилей. Уточнение сводится к описанию распределения $n(x)$ не

одной, а двумя функциями: линейной или параболической при $0 \leq x \leq h$ и экспоненциальной при $h \leq x$. Например, уточнённая зависимость $n(x)$ для линейного профиля будет выглядеть следующим образом

$$n(x) = \begin{cases} n_0 - (n_0 - n_3 - \delta) \frac{x}{h}, & \text{при } 0 \leq x \leq h, \\ n_3 + \delta \exp[\beta(h - x)], & \text{при } h \leq x. \end{cases} \quad (4)$$

Отметим, что кроме непрерывности функции $n(x)$ в точке $x = h$ необходимо обеспечить и непрерывность производной $\frac{dn(x)}{dx}$ в этой точке. Последнее требование позволяет выразить β через другие параметры профиля, что для распределения (4) даёт $\beta = \frac{n_0 - (n_3 + \delta)}{h\delta}$. В случае $n_3 < \gamma < n_3 + \delta$ уточнённая модель распределения $n(x)$ приводит к добавлению в дисперсионное уравнение ещё одного слагаемого. Это вызовет изменение координаты точки поворота, трансформирует зависимости γ от параметров профиля и зависимости α_n от h . На рис. 3 представлены именно эти зависимости для уточнённого профиля вида (4).

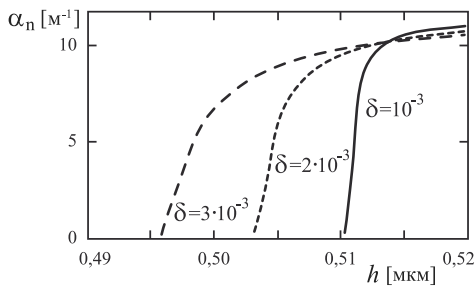


Рис. 3. Зависимости α_n от h для сложного профиля показателя преломления (4) при различных значениях δ

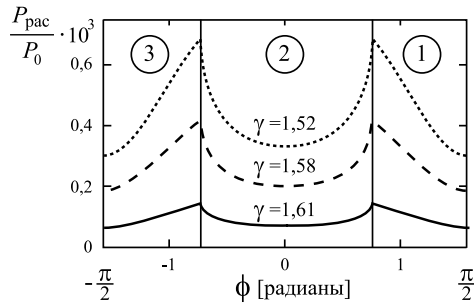


Рис. 4. Зависимости рассеянной мощности от угла рассеяния в подложку при различных значениях γ

Как видно из сравнения кривых для линейного (рис. 2) и сложного (рис. 3) профилей, плавное изменение показателя преломления в окрестности критической толщины волновода $h_{\text{кр}}$ [1] приводит к уменьшению α_n , как и в случае экспоненциального и гауссового профилей. Естественно, что скорость уменьшения α_n в окрестности $h_{\text{кр}}$ и само это значение существенно зависят от значения δ . Аналогичные трансформации претерпевают и зависимости α_n для уточнённого профиля с базовым параболическим распределением показателя преломления.

Таким образом, в случае уточнённых моделей для всех рассматриваемых реальных распределений показателя преломления характер зависимостей α_n от h одинаков, хотя максимальные значения коэффициента рассеяния могут отличаться в несколько раз.

4. Особенности углового распределения рассеянной мощности

Второй важной характеристикой процесса рассеяния является угловое распределение рассеянной мощности. Примеры таких, нормированных на P_0 , зависимостей представлены на рис. 4. Расчёты выполнены при тех же параметрах волноводов, что и для кривых рис. 2 и $L = 1$ мм. Подчёркнём, что амплитуда d_n для всех пространственных гармоник предполагается одинаковой $d_n = d_0 = 1$ нм. На приведённом графике можно выделить три области углов рассеяния. Первая и третья соответствуют рассеянию только в подложку, а углы области 2 обеспечивают рассеяние и в воздухе, и в подложку. Сравнение приведённых зависимостей с аналогичными для плёночных волноводов [7] указывает на ряд их существенных различий.

1. В рассматриваемом случае нет осцилляций в зависимости $P_{\text{рас}}^L$ от φ , что связано с отсутствием интерференции рассеянных волн в градиентных волноводах, так как изменение показателя преломления $n(x)$ носит плавный характер.
2. Значения $P_{\text{рас}}^L$ при $\varphi = \pm \frac{\pi}{2}$ не равны нулю как в случае плёночных волноводов, что объясняется рефракцией рассеянных волн в среде с плавным изменением показателя преломления.
3. Прямой зависимости $P_{\text{рас}}^L$ от профиля показателя преломления нет, но $P_{\text{рас}}^L$ существенно зависит от γ . Эта зависимость соответствует кривым (рис. 2), где с ростом γ (увеличением h) падает α_n и, следовательно, $P_{\text{рас}}^L$ также уменьшается.

Напомним, что каждому значению угла рассеяния соответствует строго определённое значение периода шероховатости границы волновода. Если измерить угловую зависимость рассеянной мощности для конкретного волновода, то с помощью полученных в данной работе выражений можно установить зависимость d_n от Λ_n , т. е. получить функцию спектральной плотности шероховатости используемой поверхности. Это обстоятельство указывает на возможность использования рассеяния в градиентных волноводах для измерения параметров шероховатости диэлектрических поверхностей с чрезвычайно высокой чувствительностью [7].

Для подтверждения этого в табл. 1 приведены минимальные значения амплитуд пространственных гармоник шероховатости $d_{\text{мин}}$, которые могут быть измерены для различных волноводных систем при $P = 4 \times 10^{-3}$ Вт (лазер ЛГ-70) и чувствительности приемника 3×10^{-9} Вт (фотоматрица D1267AN 051КН). Значения параметров для волноводов всех профилей взяты одинаковыми $n_0 = 1,584$, $n_3 = 1,514$, $n_1 = 1$ и при расчётах предполагалось $\lambda = 0,63$ мкм, $L = 10$ мм, $\Lambda_n = 1,4$ мкм. Здесь же для сравнения приведены значения $d_{\text{мин}}$ для однократного рассеяния на шероховатой поверхности диэлектрика, что реализуется в методе дифференциального рассеяния света [9]. Из данных, представленных в таблице, видно, что значения $d_{\text{мин}}$ для различных волноводных систем отличаются не очень значительно. Однако они существенно меньше $d_{\text{мин}}$ для однократного рассеяния. Следует обратить внимание на то, что d — это амплитуда спектральных компонент шероховатости, а не высота неровностей поверхности.

Таблица 1

Чувствительность метода волноводного рассеяния

Вид профиля $n(x)$	$d_{\text{мин}}$ [пм]
Экспоненциальный	5,27
Гауссов	4,00
Линейный	3,45
Параболический	2,75
Плёночный волновод	4,81
Однократное рассеяние $n_1 = 1, n_2 = 1,514$	240

5. Заключение

Выявленные особенности основных характеристик процесса рассеяния указывают направления выбора параметров волноводов для обеспечения тех или иных требований к их характеристикам.

В частности, для использования градиентного волновода в качестве системы передачи необходимо выбирать параметры, обеспечивающие минимальное затухание: большие h , малые $n_0 - n_3$ и γ близкие к n_0 . При реализации волноводного

метода измерения шероховатости поверхности желательнее, наоборот, добиваться максимума α_n при заданных d_n . Для этого необходимы малые h , возможно большие $n_0 - n_3$ и γ близкие к n_3 .

Дальнейшее изучение рассеяния в градиентных волноводах целесообразно сосредоточить на экспериментальных исследованиях, а также на реализации волноводного метода измерения шероховатости с рекордной для оптических методов чувствительностью и разрешением.

Литература

1. Введение в интегральную оптику / под ред. М. Барноски. — М.: Мир, 1977. — 367 с.
2. Маркузе Д. Оптические волноводы. — М.: Мир, 1974. — 576 с.
3. Андлер Г., Егоров А. А., Черемискин И. В. Определение параметров шероховатости оптической поверхности по рассеянию в диэлектрических волноводах // Оптика и спектроскопия. — 1984. — Т. 56, № 4. — С. 731–735.
4. Osovitsky A. N., Tchelyev A. P., Tcheremiskin I. V. Light Scattering in a Thin-Film Waveguide and Surface Roughness Statistical Characteristic Determination // Proc. SPIE. — 1993. — Vol. 1932. — Pp. 312–349.
5. Адамс М. Введение в теорию оптических волноводов. — М.: Мир, 1984. — 512 с.
6. Ло Серин Лахад, Осовицкий А. Н. Рассеяние лазерного излучения в градиентных волноводах с шероховатой границей // Вестник РУДН, Серия Физика. — 2005. — № 1(13). — С. 60–67.
7. Осовицкий А. Н., Тупанов Л. В. Рассеяние лазерного излучения на шероховатой границе плоского диэлектрического волновода // Радиотехника и электроника. — 2004. — Т. 49, № 8. — С. 989–994.
8. Аникин В. И., Горобец А. П., Половинкин А. Н. Исследование распределения показателя преломления в плоских оптических волноводах, изготовленных с помощью твердотельной диффузии и ионного обмена // ЖТФ. — 1978. — Т. 48, № 4. — С. 797–803.
9. Thomas T. R. Rough Surfaces. — Second edition. — Imperial College Press, 1999.

UDC 535.36:621.373:541.532

Peculiarities of Light Scattering on the Rough Surface of a Gradient Waveguide

A. N. Osovitsky

*Department of Radiophysics
Peoples' Friendship University of Russia
6, Miklukho-Maklaya str., Moscow, 117198, Russia*

Some peculiarities of light scattering in thin-film and gradient waveguides are found. For ion-exchange fabricated waveguides a developed model of refractive index function is proposed. The maximum sensibility of the roughness spectrum waveguide measurement method is derived for waveguides with different index functions in near-surface region.