

- [5] H a s e g a w a R., A r g y l e B.E.,
T a o L.-J. // AIP Conf. Proc. 1975. N 25. P. 110-112.
- [6] K o b l i s k a R.J., C a n q u e s A.,
C o x D.E., B a j o r e k C.H. // IEEE Trans.
Magn. 1977. V. 13. N 6. P. 1767-1772.
- [7] H a g e d o r n F.B. // J. Appl. Phys. 1970.
V. 41. N 6. P. 2491-2502.

Институт физики металлов
УО АН СССР, Свердловск

Поступило в Редакцию
6 августа 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 21

12 ноября 1990 г.

06.3; 07

© 1990

ОПТИМАЛЬНАЯ ГЕОМЕТРИЯ РЕШЕТОЧНОГО
ЭЛЕМЕНТА ВВОДА СВЕТА
В СПТИЧЕСКИЙ ВОЛНОВОД

М.С. К л и м о в, В.А. С ы ч у г о в,
А.В. Т и щ е н к о

Развитие микроэлектроники идет по пути замены электрических связей между электронными типами оптическими. Необходимыми элементами таких связей являются оптические волноводы, возбуждаемые внешним лазерным пучком света с помощью дифракционной решетки на поверхности этого волновода. Для эффективного возбуждения такого волновода необходимо выполнить некоторые условия [1]:

$$\alpha \cdot w = 0.68 \quad \alpha \cdot x_0 = 0.5, \quad (1)$$

где w — полуширина возбуждающего пучка света с гауссовым распределением амплитуды поля, x_0 — смещение центра пучка от края решетки и α — амплитудный коэффициент излучательных потерь в гофрированном волноводе. При совпадении направлений распространения волноводной моды и вектора решетки реализация этих условий достаточна для достижения максимума эффективности возбуждения, однако в общем случае это не так. Рассмотрим векторную диаграмму процесса возбуждения волновода гауссовым пучком света с помощью решетки, волновой вектор которой равен k ($|k| = 2\pi/\Lambda$), представленную на рис. 1. На этой диаграмме пунктирной линией представлено поперечное сечение падающего пучка света на поверхности волновода, а также положение границы решетки относительно возбуждающего пучка света. Через ψ обозначен угол между нормалью к границе решетки и плоскостью падения, а через φ — угол между нормалью и направлением распространения волноводной

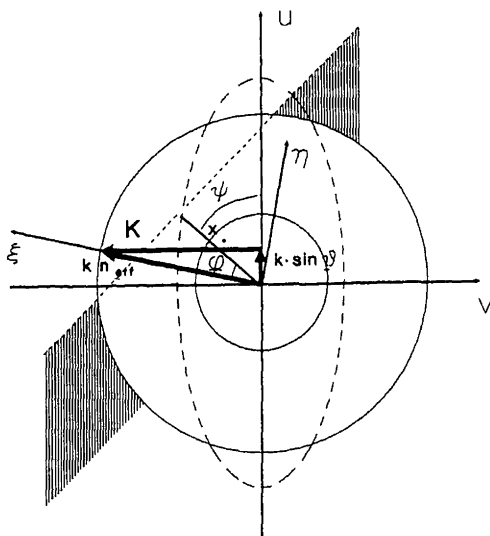


Рис. 1. Векторная диаграмма, описывающая процесс возбуждения волновода с помощью полубесконечной дифракционной решетки на его поверхности. Пунктирной линией изображены граница решетки и контур сечения падающего пучка плоскостью волновода; $K = 2\pi/\Lambda$, где Λ - период решетки; углы φ и ψ отсчитываются от нормали к границе решетки.

моды. Отсчет этих углов ведется от нормали \mathbf{x}_0 . Из представленной диаграммы видно, что свободным параметром задачи о возбуждении гофрированного волновода в общем случае является ориентация границы решетки относительно исходно заданной плоскости падения возбуждающего пучка света. Счевидно, что максимум эффективности возбуждения волновода достигается только при определенной ориентации границы решетки. Подтверждением этого соображения является результат расчета эффективности возбуждения основной ТЕ-моды пленочного волновода (показатель преломления волновода $n_0 = 1.66$, показатель преломления подложки $n_1 = 1.52$, показатель преломления покровного слоя $n_2 = 1$, глубина волновода $h = 0.5$ мкм) гауссовым пучком света (длина волны $\lambda = 0.6328$ мкм, угол падения $\gamma = 45^\circ$) на дифракционной решетке с синусоидальным профилем штриха (период решетки $\Lambda = 0.6181$ мкм, высота штриха $d = 0.05$ мкм) в случае неколлинеарного падения (угол между плоскостью падения и вектором решетки K составлял 45°), в зависимости от угла φ , представленный на рис. 2. Найдем условие, определяющее максимальную эффективность возбуждения моды, т.е. оптимальное положение границы решетки, при котором достигается наибольшая интенсивность волноводной моды. Прежде всего отметим, что, если распределение поля падающей волны на поверхности волновода задается функцией вида:

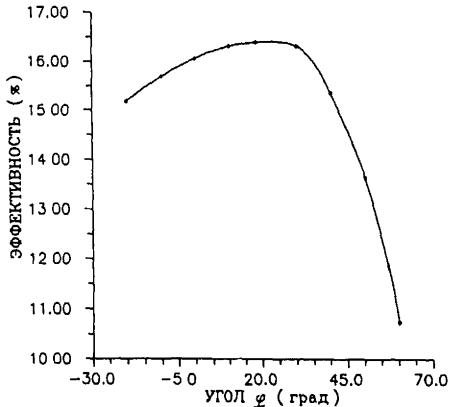


Рис. 2. График, описывающий зависимость эффективности возбуждения основной ТЕ-моды пленочного волновода от угла φ .

$$E(u, v) = E_0 \cdot \exp\left[-\left(\frac{u^2 \cdot \cos^2 \vartheta}{\omega^2} + \frac{v^2}{\omega^2}\right)\right], \quad (2)$$

а направление распространения моды совпадает с осью ξ , то гауссово распределение поля вдоль оси ξ сохраняется, а максимум его достигается в точке $\xi = 0$.

На любой прямой, лежащей в плоскости волновода и параллельной оси ξ , распределение поля также будет гауссовым, причем полуширина этого распределения будет такой же, как и на оси ξ . Положение точки на этой прямой, где достигается максимальное значение поля можно найти из условия равенства нулю производной по направлению от функции распределения поля падающей волны на поверхности волновода:

$$e_u \cdot \frac{\partial E}{\partial u} + e_v \cdot \frac{\partial E}{\partial v} = 0. \quad (3)$$

где e_u и e_v — проекции единичного вектора оси ξ в координатах (u, v) . Поскольку угол между осью ξ и осью u равен $(\varphi - \psi)$, то условие (3) можно записать в следующем виде:

$$\cos(\varphi - \psi) \cdot \frac{\partial E}{\partial u} + \sin(\varphi - \psi) \cdot \frac{\partial E}{\partial v} = 0, \quad (4)$$

и после несложных преобразований получаем связь координат u и v для точки максимального значения поля:

$$u \cdot \cos^2 \vartheta \cdot \cos(\varphi - \psi) + v \cdot \sin(\varphi - \psi) = 0. \quad (5)$$

Это означает, что для всех сечений распределение поля падающей волны на поверхности волновода прямыми, параллельными оси ξ (т.е. направлению распространения моды), точки максимальных значений поля лежат на прямой линии (уравнение 5), проходящей через начало координат. Поскольку максимум поля волноводной моды для всех сечений достигается на одном и том же расстоянии $\xi_0 = \frac{0.5}{\alpha}$ от точки максимального значения поля падающей волны,

то это означает, что граница решетки должна быть параллельна указанной выше прямой и условие оптимального положения этой границы будет определяться следующими соотношениями:

$$\operatorname{tg} \psi \cdot \cos^2 \alpha = \operatorname{tg}(\psi - \varphi), \quad \alpha \cdot x_0 = 0.5 \cdot \cos \varphi. \quad (6)$$

Таким образом, в общем случае возбуждения гофрированного волновода наряду с известными двумя условиями оптимального ввода света появляется третье условие, которое является практически важным, поскольку оно должно быть учтено изначально в процессе изготовления решетки.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Интегральная оптика / Под ред. Т. Тамир. М: Мир, 1978. С. 119-122.

Институт общей
физики АН СССР,
Москва

Поступило в Редакцию
20 июля 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 21

12 ноября 1990 г.

05.1; 05.2; 11

© 1990

О ФОТОИСПАРЕНИИ МЕТАЛЛИЧЕСКОГО НАТРИЯ

В.Н. С т р е к а л о в

В настоящее время известно большое число работ, посвященных изучению фотоиспарения диэлектрических, полупроводниковых и металлических образцов. Исследуются вопросы квазиравновесного теплового фотоиспарения в вакуум, газодинамика фотоиспарения и связанные с ней неустойчивости, образование поверхностных структур, фазовые переходы испаряющегося вещества, элементарные квантово-механические переходы (резонансные и нерезонансные) фотоиспаряющихся ионов или атомов и т.п. В данной работе рассмотрен