

06; 07

ВЫСОКОЭФФЕКТИВНЫЙ РЕШЕТОЧНЫЙ ЭЛЕМЕНТ СВЯЗИ

И. А. Авруцкий, А. С. Свахин, В. А. Сычугов

Решена задача об излучении света из тонкопленочного волновода с двумя гофрированными границами раздела одинакового периода. Показано, что при определенном соотношении фаз и амплитуд гофров возможно интерференционное гашение излучения в подложку (полный вывод излучения в воздух). Экспериментально реализовано устройство вывода такого типа с эффективностью 97 %.

Решеточные элементы ввода—вывода исследовались как теоретически, так и экспериментально с момента возникновения интегральной оптики благодаря их очевидным преимуществам по сравнению с другими типами элементов связи: компактностью, «планарностью», жесткостью, сравнительная простота изготовления. В практических устройствах, однако, эти элементы пока не нашли широкого применения из-за их низкой эффективности. Дело в том, что для большинства применений необходим вывод излучения в покровный слой (например, в воздух) [1], а в силу природы процесса дифракции излучение из волновода выводится и в воздух, и в подложку, причем отношение интенсивностей излучения в обе среды в общем случае пропорционально отношению их показателей преломления. Таким образом, для «полезного» использования мы получаем 20—40 % распространяющегося по волноводу излучения.

Существуют теоретические соображения, указывающие на возможность перераспределения излучения в сторону среды с меньшим показателем преломления. Так, в [2] показано, что для тонкопленочных волноводов с гофрированной границей подложка—пленка, варьируя толщину пленки, можно добиться такого перераспределения. Но оно достигается при неприемлемо малом коэффициенте связи волноводной моды с решеткой.

Можно добиться перераспределения в излучении в требуемую среду, используя решетку с асимметричным профилем штриха. Исследованию таких структур посвящен целый ряд теоретических работ [3-6]. В них показано, что для осуществления однонаправленного вывода излучения угол блеска α_6 , т. е. угол наклона одной из граней асимметричного профиля к плоскости волновода, должен удовлетворять условию Брегга для выводимого и падающего излучений, т. е.

$$\alpha_6 = [\arcsin(n^*/n_0) - \arcsin(n^*/n_0 - m\lambda/n_0\Lambda)]/2, \quad (1)$$

где n^* — эффективный показатель преломления волноводной моды, n_0 — показатель преломления пленки, Λ — период решетки, λ — длина волны света в вакууме, m — порядок дифракции, $m = \pm 1, \pm 2, \dots$

Показано также, что большего эффекта можно добиться, гофрируя поверхность раздела подложка—пленка [4-5].

Эти теоретические положения были экспериментально проверены для волноводов из нитроцеллюлозы ($n_0 = 1.523$) на подложке из полиметилметакрилата ($n_s = 1.490$) [7]. Решетка периода $\Lambda = 0.74$ мкм изготавливалась на поверхности подложки методом ионного травления через фоторезистивную маску при наклонном падении пучка. Угол блеска для первого порядка составлял 30° . Авторам удалось показать перераспределение излучения и вывести в воздух

97 % излучения, распространяющегося по волноводу, под углом 30° по отношению к нормали к поверхности волновода. Авторы, однако, не упоминают о коэффициенте связи волновода с решеткой. Для практически приемлемых волноводов такого эффекта показано не было. Применение наклонного ионного травления при создании практического устройства на LiNbO_3 , хотя и обнаружило «эффект блеска», но не привело к значительному перераспределению излучения в воздух (50 вместо 30 %) [8].

В практических устройствах желателен вывод излучения под углом, близким к нормали к поверхности волновода. Форма профиля штриха, обеспечивающего необходимое перераспределение в этом случае, представляет собой прямоугольный треугольник, одна из сторон которого перпендикулярна плоскости волновода, а другая составляет $\alpha_0 \sim 45^\circ$ с плоскостью волновода [6]. Правильность этих теоретических предсказаний была показана в [9] для волновода микроволнового диапазона. Для волноводов оптического диапазона изготовить такую решетку чрезвычайно трудно. Как показывает модельный анализ процесса ионного травления решетки, при травлении под углом падения пучка ионов 45° получаются либо симметричные решетки [7, 10], либо решетки со сложной формой асимметрии [11], не позволяющей получить требуемое перераспределение.

К сказанному необходимо добавить, что на гофрированной подложке после нанесения пленки рельеф поверхности раздела пленка—воздух практически полностью повторяет рельеф гофра на подложке при разумных толщинах напыленных пленок (рис. 1). Последнее обстоятельство стимулировало проведение анализа процесса дифракции на двусторонне гофрированном тонкопленочном волноводе, в частности решение задачи об излучении волноводной моды на двусторонне гофрированном участке тонкопленочного волновода [12].

Геометрия задачи показана на рис. 1. Свет, распространяющийся по волноводной пленке толщиной h с показателем преломления n_0 между средами с показателями преломления n_s и n_a , $n_0 > n_s \geq n_a$. Волновод гофрирован на обеих границах с амплитудами гофров σ_s и σ_a соответственно, период гофра Λ , сдвиг фаз между двумя гофрами φ . Предполагается, что свет излучается в обе среды

$$n_a > |n^* - \lambda/\Lambda|, \quad n_s > |n^* - \lambda/\Lambda|, \quad (2)$$

где n^* — эффективный показатель преломления волноводной моды, λ — длина волны света в вакууме.

Амплитуды гофров предполагаются малыми

$$k_0 \sigma_{a,s} \ll 1, \quad k_0 = 2\pi/\lambda. \quad (3)$$

Коэффициент излучательных потерь α для TE -мод определяется формулой

$$\alpha = \frac{n_0^2 - n^{*2}}{2n^*h^2} [S_a^2 (g_a (g_0^2 \cos^2 \chi + g_s^2 \sin^2 \chi) + g_s g_0^2) + S_s^2 (g_a g_0^2 + g_s (g_0^2 \cos^2 \chi + g_a^2 \sin^2 \chi)) - (-1)^m 2S_0 S_s g_0^2 (g_a + g_s) \cos \chi \cos \varphi]. \quad (4)$$

(Отношение энергий, излучаемых в покровный слой n_a и в подложку n_s , определяется формулой [12])

$$\beta = \frac{g_a [S_a^2 (g_0^2 \cos^2 \chi + g_s^2 \sin^2 \chi) + S_s^2 g_0^2 - 2/(-1)^m S_a S_s g_0 (g_0 \cos \chi \cos \varphi + g_s \sin \chi \sin \varphi)]}{g_s [S_a^2 g_0^2 + S_s^2 (g_0^2 \cos^2 \chi + g_a^2 \sin^2 \chi) - 2/(-1)^m S_a S_s g_0 (g_0 \cos \chi \cos \varphi - g_a \sin \chi \sin \varphi)]}, \quad (5)$$

где введены обозначения:

$$h^* = h + \frac{\lambda}{2\pi} \left(\frac{1}{\sqrt{n^{*2} - n_s^2}} + \frac{1}{\sqrt{n^{*2} - n_a^2}} \right) \quad (6)$$

— эффективная глубина волновода,

$$\delta = (g_0^2 + g_a g_s)^2 - (n_0^2 - n_a^2)(n_0^2 - n_s^2) \cos^2 \chi, \quad (7)$$

$$g_i = \sqrt{n_i^2 - \left(n^* - \frac{\lambda}{\Lambda}\right)^2} = n_i \cos \theta_i, \quad i = 0, a, s, \quad (8)$$

$$S_a = k_0 z_a \sqrt{n_0^2 - n_a^2}, \quad S_s = k_0 z_s \sqrt{n_0^2 - n_s^2} \quad (9)$$

— нормированные глубины решеток,

$$\chi = k_0 g_0 h, \quad (10)$$

m — номер моды, $m = 0, 1, 2, \dots$

Коэффициент излучательных потерь, связанных с излучением в верхнюю среду,

$$\alpha_a = \alpha \frac{\beta}{1 + \beta} = \frac{n_0^2 - n^*{}^2}{2n^* k^* \delta} g_a [S_a^2 (g_0^2 \cos^2 \chi + g_s^2 \sin^2 \chi) + S_s^2 g_0^2 - 2(-1)^m S_a S_s g_0 (g_0 \cos \chi \cos \varphi + g_s \sin \chi \sin \varphi)]. \quad (11)$$

В случае асимметричных волноводов и для углов θ_a и θ_s , близких к нормали, можно считать, что g_i и знаменатель в (4) и (11) слабо зависят от h и определяются только n_i . Тогда для нахождения максимального α_a нужно минимизировать величину

$$(-1)^m (g_0 \cos \chi \cos \varphi + g_s \sin \chi \sin \varphi) = (-1)^m A \cos(\varphi - \psi), \quad (12)$$

где

$$A = \sqrt{g_0^2 \cos^2 \chi + g_s^2 \sin^2 \chi}, \quad \cos \psi = \frac{g_0}{A} \cos \chi, \quad \sin \psi = \frac{g_s}{A} \sin \chi. \quad (13)$$

При

$$\varphi - \psi = \begin{cases} \pi, & m \text{ — четный,} \\ 0, & m \text{ — нечетный} \end{cases} \quad (14)$$

α_a достигает максимального значения.

При

$$S_a g_0 = S_s B, \quad (-1)^m \cos(\varphi + \rho) = 1, \quad (15)$$

где

$$B = \sqrt{g_0^2 \cos^2 \chi + g_s^2 \sin^2 \chi}, \quad \cos \rho = \frac{g_0}{B} \cos \chi, \quad \sin \rho = \frac{g_s}{B} \sin \chi, \quad (16)$$

β обращается в бесконечность, т. е. свет излучается только в воздух, при этом

$$\frac{\alpha_a}{\alpha} = \frac{\beta}{1 + \beta} = 1. \quad (17)$$

Таким образом, при определенном соотношении глубин гофров и при сдвиге фаз между ними $\varphi = \rho \pm m\pi$ можно реализовать устройство с полным выводом излучения в среду с меньшим показателем преломления (воздух).

Физически приведенное рассмотрение означает, что в процессе излучения из двусторонне гофрированного волновода происходит интерференция волн, дифрагирующих на каждом из гофров. Варьируя разность фаз между ними путем изменения фазового сдвига φ и набега фаз внутри волновода $\chi = k_0 g_0 h$, можно добиться конструктивной интерференции в соответствующем направлении. Условие (15) на глубины гофров означает, что для равенства амплитуд полей при интерференции вклад обеих решеток должен быть одинаков. Для тонкоплечного волновода это означает, что отношение глубин гофров должно быть пропорционально отношению амплитуд поля на двух границах раздела.

Изготовить такие сдвинутые по фазе решетки можно, по-видимому, разными способами. Мы предлагаем использовать для этого метод ионного травления в наклонном пучке. Анализ процесса ионного травления, проведенный по

модели, описанной в работе [13], показывает, что при наклонном падении ионного пучка на решетку она смещается по фазе относительно первоначальной. На рис. 2 показаны последовательные (через каждые 5 мин) стадии травления решетки, рассчитанные по вышеупомянутой модели с учетом угловых характеристик травления (рис. 2, б) для материала, использованного в эксперименте. Угол падения ионного пучка $\theta=50^\circ$ по отношению к нормали. Видно, что наряду с проседанием решетки на глубину Δh имеет место сдвиг решетки по фазе на величину $\Phi=0.861\Delta h$. Зная величины Φ , Δh для различных углов падения ионного пучка θ , можно выбрать первоначальную толщину волноводов h_0 и θ таким образом, чтобы при заданных окончательных параметрах волновода ($h=h_0-\Delta h$, n^*) сдвиг фаз между решетками $\varphi=2\pi\Phi/\Lambda$ удовлетворял условию (16) для максимального вывода излучения в воздух.

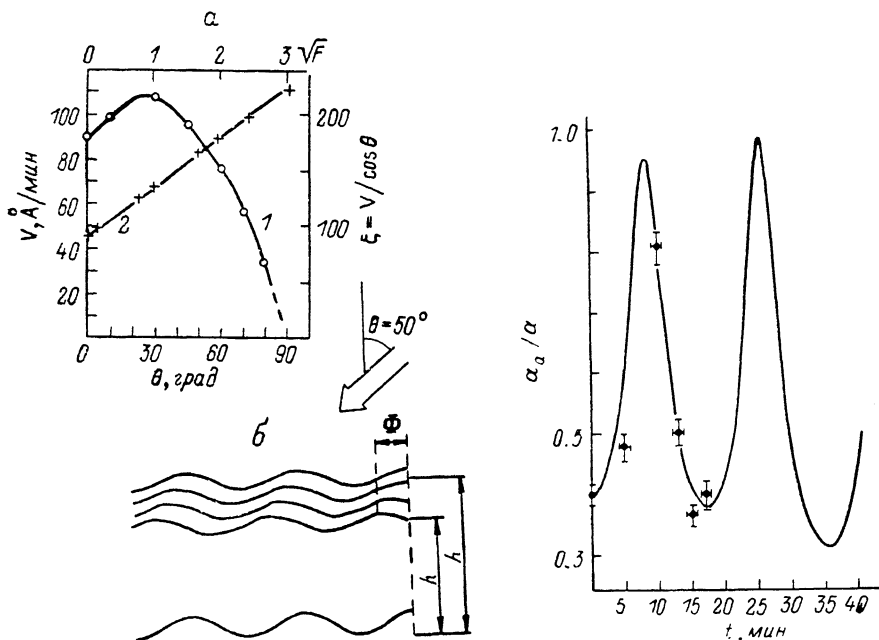


Рис. 2. Последовательные стадии травления решетки на напыленном слое. Интервал между стадиями 5 мин.

α — зависимость скорости напыления V от угла падения ионного пучка θ (1) и выхода распыления $\xi = V/\cos\theta$ от тангенса угла падения $F = \text{tg}\theta$ (2). Угол падения ионного пучка отсчитывается от нормали

Рис. 3. Зависимость относительно коэффициента излучения в воздух от времени травления.

Точки — экспериментально измеренные значения. $\Lambda=315.8$ нм; $h_0=419.5$ нм.

Для экспериментальной проверки изложенных выше предложений нами были изготовлены двусторонне гофрированные волноводы Nb_2O_5 на стекле. Для этого на стеклянной подложке изготавливалась периодическая структура голографическим методом. Решетка переносилась на поверхность стекла путем ионного травления при нормальном падении ионного пучка. Глубина решеток составляла 500—700 \AA . Затем на стеклянную подложку наносился слой Nb_2O_5 магнетронным распылением из ниобиевой мишени в атмосфере кислорода и аргона. Параметры напыления: ток разряда $I=0.7$ А, напряжение $U=0.4$ кВ, давление в камере $P=10^{-3}$ Тор, соотношение $\text{Ag}/\text{O}_2=30/70$, скорость напыления ~ 200 \AA/мин . Волновод обычно поддерживал 3 TE -моды. Эффективные показатели преломления мод определялись из измерения угла ввода на решетку с помощью теодолита с точностью не хуже $1 \cdot 10^{-4}$. По набору показателей преломления мод рассчитывались показатель преломления пленки и ее толщина по известным формулам. В зависимости от условий напыления измеренные параметры волноводов составляли: $n_0 \sim 2.25-2.26$, $h_0 \sim 0.41-0.44$ мкм, $n_s=1.5119$. После измерения параметров волновода он подвергался ионному

травлению, причем ионный пучок был направлен под углом 50° к нормали. Через каждые 5 мин травления вновь измерялись параметры волновода и соотношение излучения в подложку I_1 и в воздух I_2 . Через 15 мин травления соотношение I_2/I_1 составило 30, что соответствует выводу в воздух 97 % излучения. Ввод излучения осуществлялся на призме, при этом волна распространялась в направлении, противоположном направлению сдвига решетки, т. е. решетка на поверхности раздела пленка—воздух опережает по фазе решетку на поверхности раздела пленка—подложка. Параметры волновода при этом составляли: $n_0=2.2500$, $h=0.3230$ мкм, $n^*=2.1300$. Вывод излучения осуществлялся под углом $\sim 7^\circ$ к нормали. Рассчитанный по формулам (15), (16) сдвиг фаз Φ для максимального вывода излучения в воздух составил величину $\Phi=516 \text{ \AA}$. Предсказываемый моделью сдвиг фаз после 15 мин травления (рис. 2) составляет приблизительно ту же величину. Для обеспечения 100 % вывода излучения в воздух глубина решетки $2\sigma_a$ на границе раздела пленка—воздух, рассчитанная по (15), при начальной глубине решетки $2\sigma_s \simeq 700 \text{ \AA}$ должна составлять $2\sigma_a=418 \text{ \AA}$. Такое изменение глубины при напылении и травлении представляется разумным.

На рис. 3 показана рассчитанная по формуле (5) зависимость относительного коэффициента излучения в воздух $\alpha_a/\alpha=\beta/(1+\beta)$ от времени травления с учетом изменения толщины волновода, сдвига фазы решетки, т. е. при изменяющихся параметрах h , n^* , φ , для угла падения ионного пучка $\sim 50^\circ$ и указанных на рисунке начальных параметров волновода. Нанесенные на график экспериментально измеренные значения α_a/α находятся в хорошем согласии с теоретическими. Некоторые расхождения могут быть связаны с нестабильностью параметров травящего пучка и неоднородностью волновода.

Таким образом, путем ионного травления под углом удается осуществить сдвиг фаз между решетками на поверхностях раздела пленка—воздух и пленка—подложка волновода Nb_2O_5 на стекле и реализовать высокоэффективный решеточный элемент связи с однонаправленным выводом излучения в воздух. Эффективность вывода излучения в воздух составила 97 %. Поведение зависимостей соответствует теоретическим и модельным предсказаниям. Последние работы показывают, что подобным образом можно осуществлять однонаправленный вывод излучения из любого волновода, в том числе диффузионного, если на его поверхности изготовить решетку, а затем напылить пленку и на ней обеспечить соответствующий сдвиг фаз между решетками на двух поверхностях раздела. Данная технология может найти широкое применение.

Литература

- [1] *Suhara T., Nishihara H.* // IEEE J. Quant. Electron. 1986. Vol. QE-22. N 6. P. 845—867.
- [2] *Зленко А. А., Киселев В. А., Прохоров А. М.* и др. // Квантовая электрон. 1974. Т. 1. № 7. С. 1519—1529.
- [3] *Marcuse D.* // Bell. Syst. Techn. J. 1977. Vol. 56. N 3. P. 329—353.
- [4] *McDonald R. J., Hill K. O.* // Opt. and Quant. Electron. 1977. Vol. 9. N 3. P. 249—258.
- [5] *Streifer W., Burnham R. D., Scifres D. R.* // IEEE J. Quant. Electron. 1976. Vol. QE-12. N 8. P. 494—499.
- [6] *Chang K. C., Tamir T.* // Opt. Commun. 1978. Vol. 26. N 3. P. 327—330.
- [7] *Aoyagi T., Aoyagi Y., Namba S.* // Appl. Phys. Lett. 1976. Vol. 29. N 3. P. 303—306.
- [8] *Huang S.-Y., Lee S. H.* // J. Lightwave. Techn. 1986. Vol. LT-4. N 9. P. 1304—1310.
- [9] *Jull E. V., Beaulieu N. C., Hui D. C. W.* // J. Opt. Soc. Amer. A. 1984. Vol. 1. N 2. P. 180—182.
- [10] *Johnson L. F.* // Appl. Optics. 1979. Vol. 18. N 15. P. 2559—2514.
- [11] *Свагин А. С., Сычугов В. А., Тулайкова Т. В.* // Квантовая электрон. 1980. Т. 8. № 10. С. 2254—2256.
- [12] *Авруцкий И. А., Сычугов В. А.* Препринт ИОФАН, № 150. М., 1986. 8 с.
- [13] *Свагин А. С., Сычугов В. А., Шипуло Г. П.* // Квантовая электрон. 1979. Т. 6. № 5. С. 1095—1097.

Институт общей физики АН СССР
Москва

Поступило в Редакцию
21 декабря 1988 г.