

06; 07; 12

© 1991 г.

## ОПТИМИЗАЦИЯ ПАРАМЕТРОВ КАНАЛЬНЫХ СВЕТОВОДОВ ДЛЯ ГЕНЕРАЦИИ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ

*Е. Т. Аксенов, А. А. Липовский, В. А. Мотков,  
В. Ю. Петрунькин*

Представлена методика расчета параметров канальных оптических волноводов из ниобата лития, оптимальных для удвоения оптической частоты. На основе разработанного подхода определены оптимальные параметры интегрально-оптического удвоителя для длины волны 1.3 мкм.

Одним из важнейших приложений нелинейной оптики является преобразование частоты существующих источников когерентного оптического излучения. В настоящее время в связи с созданием достаточно мощных (0.1—0.5 Вт) и надежных (срок службы до  $10^4$  ч) полупроводниковых лазеров с длиной волны излучения  $\lambda = 1.3$  мкм появилась принципиальная возможность создания на основе такого лазера и оптического удвоителя частоты источника излучения с длиной волны  $\lambda = 0.65$  мкм. Оптический удвоитель для длины волны 1.3 мкм также может использоваться в сочетании с твердотельными лазерами, в которых активными центрами являются ионы неодима и используется переход, соответствующий этой длине волны.

Условием практической применимости удвоителя частоты является его высокая эффективность. Ввиду сравнительно низкого уровня выходной мощности полупроводникового лазера наиболее приемлемой конфигурацией структуры для генерации второй гармоники (ГВГ) является интегрально-оптическая, позволяющая поддерживать высокую плотность мощности волны накачки по всей длине оптического волновода.

Принципиальной особенностью интегрально-оптического удвоителя частоты является то, что в преобразовании частоты участвуют моды световода. Вследствие этого необходимо учитывать различие пространственных распределений интенсивности света для разных мод и необходимость выполнения условий фазового синхронизма для каналируемых световых волн.

Наибольший практический интерес представляет удвоение частоты в канальном оптическом волноводе, так как в этом случае поддерживается наибольшая плотность оптической мощности по всей длине структуры. Целью данной работы является анализ процесса удвоения частоты одномодового лазера в канальном световоде и разработка методики расчета оптимальных для ГВГ условий изготовления канальных световодов.

Для расчетов нами был выбран канальный световод, сформированный диффузией титана в подложку из ниобата лития Y-среза. При удвоении частоты угол поворота канального световода  $\Theta$  относительно кристаллографической оси Z в плоскости подложки должен быть выбран таким образом, чтобы выполнялось условие фазового синхронизма для мод оптического волновода  $N_{TM}^{\lambda} = = N_{TE}^{\lambda/2}(\Theta)$ , где  $N_{TE}$ ,  $N_{TM}$  — эффективные показатели преломления мод оптического волновода.

Вообще говоря, это значение угла  $\Theta$  не совпадает со значением  $\Theta'$ , для которого выполняется условие объемного удвоения  $n_0^{\lambda} = n^{\lambda/2}(\Theta')$ , где  $n_0$  — пока-

затель преломления обыкновенной волны;  $n$  — показатель преломления для  $TE$ -волны, распространяющейся в направлении  $\Theta'$  в кристалле  $\text{LiNbO}_3$ . Однако при достижимых на практике параметрах оптических волноводов значения углов  $\Theta$  и  $\Theta'$  различаются несущественно. Также несущественно отличаются и распределения электромагнитных полей в канальных световодах, ориентированных в направлениях  $\Theta$  и  $\Theta'$  на подложке  $Y$ -среза ниобата лития. Основное влияние на эффективность удвоения при выполнении условий синхронизма и фиксированной геометрии взаимодействия оказывает степень пространственного совпадения взаимодействующих полей, анализу которого в основном и посвящена настоящая работа. Поэтому отличие между углами  $\Theta$  и  $\Theta'$  при проведении расчетов во внимание не принималось.

Кроме того, характеристики кристалла ниобата лития при одной и той же ориентации оптического волновода позволяют переходить от объемного к волноводному синхронизму и обратно при легко обеспечиваемых на практике изменениях температуры [1]. Таким образом, выбор угла  $\Theta$  или  $\Theta'$  определяет только температуру, до которой надо нагреть кристалл для достижения синхронизма, эффективность взаимодействия в обоих случаях будет практически одной и той же.

При изготовлении практических устройств рабочая температура является важным параметром, значение которого должно быть задано в требуемой в соответствии с конкретными условиями области.

При проведении вычислений вначале рассчитывался угол  $\Theta$ , после чего на основе экспериментальных данных для величин  $\Delta n_o$ ,  $\Delta n_e$  и дисперсии  $\Delta n_o$ ,  $\Delta n_e$  для  $\text{Ti} : \text{LiNbO}_3$  оптических волноводов определялись значения  $\Delta n_{TM}^{\lambda} = \Delta n_o^{\lambda}$  и  $\Delta n_{TE}^{\lambda/2}(\Theta)$ . Далее проводился численный расчет эквивалентного планарного световода (метод эффективного показателя преломления) [2]. При расчетах использовался метод Рунге—Кутты с варьируемым параметром [3].

Для вычисления пространственного распределения поля моды оптического волновода необходимо знать показатель преломления подложки  $n_s$ , профиль изменения показателя преломления  $\Delta n(x, y)$  и длину волны излучения  $\lambda$ . Показатель преломления подложки рассматриваемой ориентации ( $TM$ -мода) — это показатель преломления для обыкновенного луча

$$n_s^{TM} = n_o(\lambda, T),$$

где  $\lambda$  — длина волны,  $T$  — температура образца.

Его величина может быть рассчитана по известным соотношениям [4]. При  $\lambda = 1.3$  мкм и  $T = 300$  К для  $TM$ -моды  $n_s = 2.229832$ . Показатель преломления подложки для  $TE$ -моды зависит от направления распространения светового луча, т. е. от ориентации волновода. Значение угла  $\Theta$  выбиралось в соответствии с условием фазового синхронизма для объемного кристалла

$$n_s^{TM}(\lambda, T) = n_s^{TE}(\lambda/2, T, \Theta) = \frac{n_o n_e}{\sqrt{n_o^2 \sin^2 \Theta + n_e^2 \cos^2 \Theta}},$$

где  $\Theta$  — угол между оптической осью и направлением распространения света.

Для  $\lambda = 1.3$  мкм и  $T = 300$  К  $\Theta = 57.8^\circ$ .

Профиль изменения показателя преломления титан-диффузионного световода может быть получен из решения уравнения диффузии [5]:

$$\Delta n(x, y) = C_1 \exp(-x^2/D_1^2) \left[ \operatorname{erf}\left(\frac{y - W/2}{D_1 \sqrt{Q}}\right) + \operatorname{erf}\left(\frac{y + W/2}{D_1 \sqrt{Q}}\right) \right] \cdot \frac{1}{2} + \operatorname{ierfc}(x/D_2), \quad (1)$$

где  $x$  — координата, отсчитываемая вглубь подложки;  $y$  — отсчитываемая в плоскости подложки перпендикулярно к направлению распространения света;  $W$  — ширина канала;  $D_1$  и  $D_2$  — глубины диффузии и экзодиффузии соответственно;  $C_1$  и  $C_2$  — максимальные изменения показателя преломления, связанные с диффузией и экзодиффузией;  $Q$  — нормированный коэффициент боковой диффузии, характеризующий отношение коэффициентов диффузии в направлениях нормально и параллельно плоскости подложки.

Величина  $Q$  определяется условиями изготовления образцов (стехиометрической кристаллы), качеством полировки подложки и т. п. Как показывают исследования различных образцов [6], величина  $Q$  может меняться в довольно широких пределах, поэтому представляет интерес влияние боковой диффузии при изготовлении волновода на эффективность ГВГ. Нами при расчетах были выбраны значения  $Q=1$  и 9. Еще одним параметром, влияющим на профиль показателя преломления и распределение поля, является толщина пленки титана, из которой проводится диффузия. Толщина пленки титана при одном и том же времени диффузии определяет максимальное изменение показателя преломления  $\Delta n(0)$ , поэтому расчет проводился для двух значений  $\Delta n(0)$ , соответствующих толщинам пленок металлического титана 500 и 750 А. Также во внимание принимался тот факт, что для  $\Delta n_0$  значение  $C_2=0$ , и учитывалась область линейности связи концентрации диффузанта с изменением показателя преломления для обыкновенного луча.

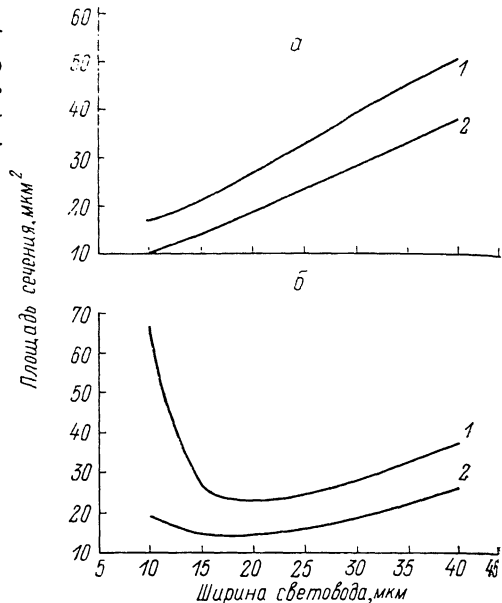
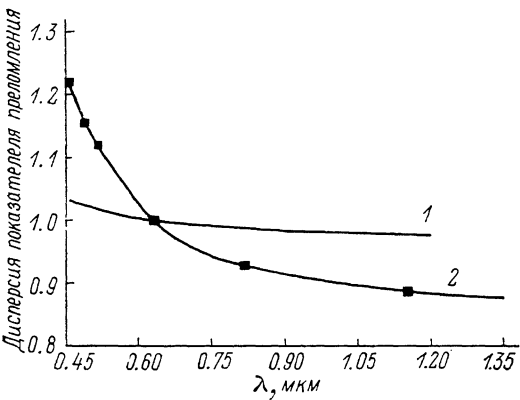


Рис. 1. Нормированные дисперсии показателя преломления  $\text{LiNbO}_3$   $n_e(\lambda)/n_e(0.63)$  по данным [4] (1) и связанного с диффузией титана изменения показателя преломления  $\text{LiNbO}_3$   $\Delta n_e(\lambda)/\Delta n_e(0.63)$  по данным [5] (2).

Рис. 2. Зависимость от ширины канального световода площади сечения, внутри которого распространяется 50 % мощности излучения моды  $TM_{00}$  при  $\lambda=1.3$  мкм. Толщина пленки Ti 0.05 (1), 0.075 мкм (2).

В работе использовались экспериментальные данные для параметров профиля (1), рассчитанные по измеренному спектру мод планарного световода: для  $TM$ -моды  $C_1^{\lambda=0.63} = 0.009356$ ,  $C_2 = 0$ ; для  $TE$ -моды  $C_1^{\lambda=0.63} = 0.0161$ ,  $C_2^{\lambda=0.63} = 0.00236$ .

Расчет коэффициентов  $C_1$  и  $C_2$  для второй гармоники излучения с длиной волны 1.3 мкм проводился исходя из дисперсионной зависимости изменения показателя преломления (рис. 1). Дисперсионная зависимость была получена по экспериментальным данным работы [5] с помощью сплайн-аппроксимации. Для  $TM$ -моды  $\Delta n(0)^{\lambda=1.3} = K_1 \Delta n(0)^{\lambda=0.63}$ , где  $K_1$  — дисперсия изменения показателя преломления. Для определения  $\Delta n_{TE}^{\lambda/2}(0)$  (случай  $TE$ -моды) необходимо вычислить изменение показателя преломления, соответствующее направлению  $\theta$ , которое вычисляется как

$$\Delta n_{TE}^{\lambda/2}(0) = \frac{(n_0 + \Delta n_0)(n_e + \Delta n_e)}{\sqrt{(n_0 + \Delta n_0)^2 \sin^2 \theta + (n_e + \Delta n_e)^2 \cos^2 \theta}} - n_e^{TE}(\theta),$$

где  $n_0$  и  $n_e$  — обыкновенный и необыкновенный показатели преломления, а затем — дисперсию этого изменения с учетом дисперсий его компонентов. Если  $K_2$  — вычисленная дисперсия, то  $\Delta n_{TE}^{\lambda/2}(0) = K_2(C_1^{0.63} + C_2^{0.63})$ . Окончательно можно записать  ${}^{TM}C_1^{\lambda=1.3} = K_1 {}^{TM}C_1^{\lambda=0.63}$ ;  ${}^{TE}C_{1,2}^{\lambda=0.63} = K_2 {}^{TE}C_{1,2}^{\lambda=0.63}$ .

На основании этих данных нами были рассчитаны распределения электрических полей мод канального световода. На рис. 2 представлены зависимости площади сечения распределения поля  $S$ , внутри которого распространяется 50 % мощности, канализуемой модой  $TM_{00}$  основной волны (уровень 0.7 по амплитуде), от ширины канала при  $Q=1$  (а) и 9 (б). Для рабочего образца ( $Q=9$ ) минимальной площади соответствует значение ширины канала  $W=15-20$  мкм. Из графиков видно, что, как и следовало ожидать, локализация полей улучшается с увеличением толщины пленки, т. е. с увеличением значения изменения показателя преломления на поверхности волновода. Резкое увеличение площади  $S$  для толщины пленки титана 500 Å в районе  $W=10$  мкм (рис. 2, б, кривая 2) свидетельствует о том, что эта область ширины каналов близка к отсечке для основной длины волны.

Как известно, в случае равномерного распределения полей, участвующих в ГВГ, поле гармоник определяется следующим образом [4]:

$$\mathcal{P}_2 = a_1 e_1^2, \quad (2a)$$

$$e_2 = a_2 \mathcal{P}_2, \quad (2б)$$

$$e_2 = \Gamma e_1^2, \quad (2в)$$

$e_1$  и  $e_2$  — амплитуды полей основной волны и гармоники соответственно;  $\mathcal{P}_2$  — нелинейная поляризация;  $a_1$ ,  $a_2$  и  $\Gamma$  — коэффициенты пропорциональности.

Если взаимодействие реализуется в оптическом волноводе, то и основная волна, и волна излучения второй гармоники распространяются в виде мод волновода. Каждая из этих мод характеризуется своим пространственным распределением электромагнитного поля. По этой причине нелинейная поляризация, возникающая в каждой точке нелинейного материала за счет основной волны, лишь частично будет трансформироваться в моду второй гармоники. Эффективность этого преобразования определяется степенью пространственного совпадения распределения нелинейной поляризации и поля моды оптического волновода, соответствующей второй гармонике излучения, т. е. интегралом перекрытия [7]. Получим соотношения для эффективности ГВГ в канальном оптическом волноводе.

Пусть  $e_1(x, y)$  и  $e_2(x, y)$  — распределения по поперечному сечению волновода полей мод основной частоты и гармоники. Распределения  $e_1$  и  $e_2$  не совпадают, однако соотношение (2а) выполняется для любой точки пространства и при равномерном распределении полей для всей области в целом. Соотношение (2б) выполняется для каждой отдельно взятой точки области взаимодействия. Умножив правую и левую части (2б) на  $e_2$  и проинтегрировав по сечению волновода с учетом  $\Gamma = a_1 a_2$ , получим

$$\int_S e_2^2 dx dy = \Gamma \int_S e_1^2 e_2 dx dy,$$

где  $e_1$  и  $e_2$  — поля мод оптического волновода.

Поле моды волновода можно представить в виде

$$e_i = c_i \tilde{\varepsilon}_i, \quad (3)$$

где  $i=1, 2$ ;  $c_i$  — константа, определяющая амплитуду поля;  $\tilde{\varepsilon}_i$  — нормированная функция распределения поля в волноводе.

С учетом (3) получим

$$c_2^2 \int_S \tilde{\varepsilon}_2^2 dx dy = \Gamma c_1^2 c_2 \int_S \tilde{\varepsilon}_1^2 \tilde{\varepsilon}_2 dx dy. \quad (4)$$

Выберем условия нормировки следующим образом:

$$\int_S \tilde{\varepsilon}_i^2 dx dy = 1. \quad (5a)$$

$$\int_S \bar{\varepsilon}_2^2 dx dy = 1. \quad (5б)$$

Обозначим

$$J = \int_S \bar{\varepsilon}_1^2 \bar{\varepsilon}_2 dx dy. \quad (6)$$

Тогда из уравнения (4) получим

$$c_2 = \Gamma J c_1^2. \quad (7)$$

Как видно из соотношения (6),  $J$  есть величина, характеризующая степень пространственного совпадения взаимодействующих полей. Она называется интегралом перекрытия, причем  $J=1$  при  $\bar{\varepsilon}_1^2(x, y) = \bar{\varepsilon}_2^2(x, y)$ , что имеет место в случае объемного образца. Следует заметить, что при определении величины  $J$ , согласно (6), необходимо выполнение условий нормировки (5).

Оценим эффективность преобразования мощности. Как известно,

$$P = \alpha \int_S e^2 dx dy,$$

где  $P$  — мощность, переносимая волноводной модой;  $\alpha$  — коэффициент пропорциональности.

Таким образом,

$$P_1 = \alpha_1 c_1^2 \int_S \bar{\varepsilon}_1^2 dx dy, \quad P_2 = \alpha_2 c_2^2.$$

Подставляя соотношения для мощностей в (7), получим

$$P_2 = (J\Gamma)^2 \frac{\alpha_2}{\alpha_1^2} \frac{P_1^2}{\left( \int_S \bar{\varepsilon}_1^2 dx dy \right)^2}. \quad (8)$$

Обозначим  $b = \int_S \bar{\varepsilon}_1^2 dx dy$  и введем функции распределения полей  $\varepsilon_1 = \bar{\varepsilon}_1/\sqrt{b}$  и  $\varepsilon_2 = \bar{\varepsilon}_2$ . Условие нормировки для таких полей будет иметь вид

$$\int_S \varepsilon_1^2 dx dy = \int_S \varepsilon_2^2 dx dy = 1. \quad (9)$$

Согласно (5а),  $b = \left( \sqrt{\int_S \varepsilon_1^2 \varepsilon_2 dx dy} \right)^{-1}$  и интеграл перекрытия при условиях нормировки (9) принимает вид

$$J = b \int_S \varepsilon_1^2 \varepsilon_2 dx dy.$$

Если обозначить  $J/b=I$ , то окончательно получим

$$P_2 = (I\Gamma)^2 \frac{\alpha_2}{\alpha_1^2} P_1^2. \quad (10)$$

Таким образом, определив функции  $\varepsilon_1$  и  $\varepsilon_2$  из волнового уравнения так, как это было описано выше, можно найти величину

$$I = \int_S \varepsilon_1^2 \varepsilon_2 dx dy.$$

Квадрат величины  $b$ , неявно входящий в (10), имеет размерность площади, т. е. им определяется эффективная площадь взаимодействия мод при генерации второй гармоники.

На рис. 3, а, б приведены расчетные зависимости величин первых двух интегралов перекрытия  $J$  мод  $TM_{00}-TE_{00}$  (1, 3) и  $TM_{00}-TE_{10}$  (2, 4) от ширины канального волновода. Видно, что изменение толщины пленки диффузанта оказывает существенное влияние на положение максимума кривой.

На рис. 4, а, б представлены зависимости эффективности ГВГ от ширины световода. Под эффективностью ГВГ здесь понимается величина

$$\eta = (I\Gamma)^2 \frac{\alpha_2}{\alpha_1^2},$$

рассматривается мода  $TM_{00}$  основной длины волны, длина волновода составляет 1.5 см. Видно, что максимум эффективности для рабочего образца дости-

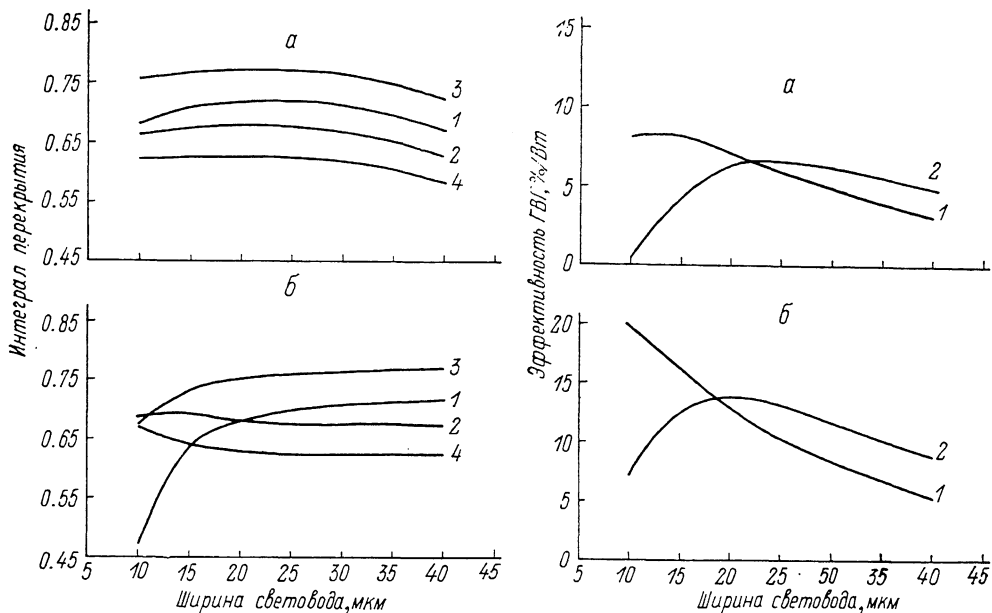


Рис. 3. Расчетные зависимости интегралов перекрытия мод от ширины канального световода.

$Q=1$  (а), 9 (б); толщина пленки Ti равна 0.05 (1, 2) и 0.075 мкм (3, 4).

Рис. 4. Зависимость эффективности генераций второй гармоники в канальном световоде от его ширины при преобразовании  $TM_{00}-TE_{00}$ .

Длина световода 1.5 см, длина волны основной моды 1.3 мкм, нормированный коэффициент боковой диффузии 1 (а), 9 (б), толщина пленки Ti 0.05 (1) и 0.075 мкм (2).

гается в области  $W=20-22$  мкм ширина волновода влияет на эффективность ГВГ существенно сильнее, чем толщина пленки титана, из которой проводилась диффузия, при условии, что волновод находится вдали от отсечки. Участок кривой 1 на рис. 4, б в области ширины канала  $W=10-15$  мкм не является рабочим, так как из рис. 2, б видно, что это область отсечки волновода. В то же время на эффективность ГВГ существенно влияет величина коэффициента боковой диффузии, т. е. качества подложки из ниобата лития, в которой формируется канальный световод. Предельное полученное в расчетах значение эффективности ГВГ составляет 15 %/Вт для длины области синхронного взаимодействия 15 мм.

Таким образом, результаты расчета полей мод канальных оптических волнопроводов и вычисленные на их основе эффективности ГВГ показывают, что наибольшая эффективность имеет место в канальных световодах, имеющих ширину  $\sim 20$  мкм. Разработанный алгоритм расчетов позволяет достаточно эффективно оптимизировать параметры канальных световодов, предназначенных для генерации второй гармоники светового излучения.

### Список литературы

- [1] *Arvidsson G., Laurell F.* // *Thin Solid Films*. 1986. Vol. 136. P. 29—36.
- [2] *Hocker G. B., Burns W. K.* // *Appl. Opt.* 1977. Vol. 16. N 9. P. 113—118.
- [3] *Колосовский Е. А., Петров Д. В., Царев А. В.* // *Квантовая электроника*. 1981. Т. 8. № 12. С. 2557—2568.
- [4] *Чернике Ф., Мидвинтер Дж.* *Прикладная нелинейная оптика*. М.: Мир, 1976. 261 с.
- [5] *Sjoberg A., Arvidsson G., Lipovskii A. A.* // *J. Opt. Soc. Amer.* 1988. Vol. B5. N 2. P. 285—291.
- [6] *Arvidsson G. et al.* // *Proc. Conf. on Laser & Electrooptics*. San Francisco, 1986. P. 228—230.
- [7] *Jain K., Hewig G. H.* // *Opt. Commun.* 1981. Vol. 36. N 6. P. 483—486.

Ленинградский политехнический институт  
им. М. И. Калинина

Поступило в Редакцию  
20 февраля 1990 г.

