

УДК 621.378.4

## ГЕНЕРАЦИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ НА РАЗНОСТНОЙ ЧАСТОТЕ ЛАЗЕРОВ В ПРЯМОУГОЛЬНОМ ВОЛНОВОДЕ, ЧАСТИЧНО ЗАПОЛНЕННОМ НЕЛИНЕЙНЫМ КРИСТАЛЛОМ

Ю. О. АВЕТИСЯН, Д. А. БАГДАСАРЯН

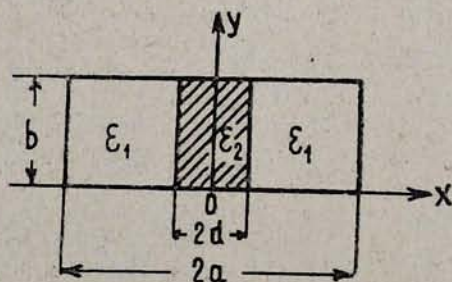
Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 28 марта 1985 г.)

Рассчитана мощность излучения на разностной частоте лазеров в волноводе, частично заполненном нелинейным кристаллом. Показана возможность достижения синхронизма взаимодействия выбором степени заполнения волновода.

Известно, что эффективность генерации излучения на разностной частоте (ИРЧ) лазеров существенно зависит от фазовой расстройки взаимодействующих волн [1]. В работах [2, 3] для обеспечения синхронизма взаимодействия было предложено использовать дисперсию металлического волновода, в котором, полностью заполняя поперечное сечение, находится нелинейный кристалл. Однако при высокой его диэлектрической проницаемости на СВЧ дисперсия проявляется тогда, когда поперечные размеры волновода много меньше, чем длина волны. Поэтому при возбуждении ИРЧ в миллиметровом диапазоне длин волн требуемые размеры волновода оказываются большей частью практически не реализуемыми.

Представляет интерес исследовать возбуждение ИРЧ в случае, когда нелинейный кристалл заполняет только часть поперечного сечения волновода, так как при этом фазовая скорость волны растет и, следовательно, условие синхронизма выполняется при сравнительно больших поперечных размерах. Настоящая работа посвящена исследованию поля ИРЧ в слое волноводе с центральным расположением нелинейного кристалла (см. рисунок).



Пусть вдоль оси волновода распространяется дублет лазерных излучений с частотами  $\omega_1$  и  $\omega_2$ . При их взаимодействии в нелинейном кристалле образуется волна поляризации  $P^{II}$  ( $z, t$ ) на разностной частоте  $\omega =$



$= \omega_1 - \omega_2$ , которая служит источником возбуждения ИРЧ. Будем считать, что амплитуда этой волны одинакова во всех точках нелинейного кристалла и направление колебаний перпендикулярно плоскости широкой стенки волновода, т. е.

$$P^{nl}(z, t) = y_0 P_0 \exp \{i(\omega t - k_z z)\}, \quad (1)$$

где  $P_0 = \chi_{\text{эф}} E_1 E_2^*$ ,  $\chi_{\text{эф}}$  — эффективное значение тензора нелинейной восприимчивости кристалла,  $k_z = k_1 - k_2$ ,  $k_1, k_2$  и  $E_1, E_2$  — волновые числа и напряженности полей лазерных излучений. Принятое допущение не только упрощает математические выкладки, но и обеспечивает возбуждение волновода преимущественно на основной моде —  $H_{10}$ .

Поле в волноводе найдем, решая уравнение

$$\frac{\partial^2 A_y}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 A_y}{\partial x^2} + \frac{\omega^2}{c^2} \sqrt{\epsilon_{1,2}} A_y = -I e^{-ik_z z}, \quad (2)$$

где  $A = \{0, A_y, 0\}$  — вектор-потенциал поля, константа  $I = i\omega P_0$ , отлична от нуля в области  $|x| \leq d$  и  $0 \leq z \leq L$  (считается, что центральный диэлектрик обладает нелинейными свойствами на ограниченном участке  $[0; L]$  своей длины).

Решение однородного уравнения для нечетных относительно оси  $x$  мод (четные не возбуждаются) имеет вид [4]

$$A_y = \sum_{m=1} \psi_m(x) e^{-i\beta_m z}, \quad (3)$$

где

$$\psi_m(x) = \begin{cases} B_m \frac{\cos \xi_{m2} d}{\sin \xi_{m1} a_1} \sin \xi_{m1} (x - a), & d \leq x \leq a \\ -B_m \cos \xi_{m2} x, & -d \leq x \leq d \\ -B_m \frac{\cos \xi_{m2} d}{\sin \xi_{m1} a_1} \sin \xi_{m1} (x + a), & -a \leq x \leq -d, \end{cases} \quad (4)$$

$$\xi_{m1,2}^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_{1,2} - \beta_m^2, \quad a_1 = a - d,$$

$\beta_m$  — постоянная распространения моды с индексом  $m$ .

Отсюда, используя уравнение непрерывности компонент поля  $E_y$  и  $H_z$  на границе диэлектрика  $x = \pm d$ , получаем дисперсионное уравнение

$$\xi_{m1} \operatorname{ctg} \xi_{m1} a_1 - \xi_{m2} \operatorname{tg} \xi_{m2} d = 0. \quad (5)$$

Результаты численного решения уравнения (5) при  $\epsilon_1 = 1$  и  $\epsilon_2 = 2; 4; 9; 16; 25$  содержатся в работе [5].

Совокупность  $\psi_m(x)$  при постоянной

$$B_m = \left[ \frac{a_1 \cos^2 \xi_{m2} d}{\sin^2 \xi_{m1} a_1} \left( 1 - \frac{\sin 2 \xi_{m1} a_1}{2 \xi_{m1} a_1} \right) + d \left( 1 + \frac{\sin 2 \xi_{m2} d}{2 \xi_{m2} d} \right) \right]^{-\frac{1}{2}} \quad (6)$$

образует набор ортонормированных функций. Разлагая левую и правую части уравнения (2) по функциям  $\psi_m(x)$ , получаем



$$A_y = \sum_{m=1} c_m(z) \psi_m(x) e^{-i^2 m^2 z}, \quad (7)$$

где

$$c_m(z > L) = \frac{I}{2i\beta_m} \int_0^L \int_{-d}^d \psi_m(x) e^{-i(k_s - \beta_m)z} dz dx. \quad (8)$$

Выполнив интегрирование в (8) и воспользовавшись связью между вектором-потенциалом и напряженностью поля, для мощности ИРЧ на основной моде  $H_{10}$  ( $m = 1$ ) получаем

$$P_1 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \frac{8abL^2 c^2 \chi_{\text{вб}}^2 |E_1|^2 |E_2|^2 F}{\lambda^2 \sqrt{\epsilon_2 - \left(\frac{\lambda}{4a}\right)^2}} \operatorname{sinc}^2 \left[ \frac{\pi L}{\lambda} (n - n_s) \right], \quad (9)$$

где

$$F = \frac{B_1^2 a \pi^2 \delta^2}{4n} \sqrt{\epsilon_2 - \left(\frac{\lambda}{4a}\right)^2} \operatorname{sinc}^2 \left( \frac{2\pi a \delta}{\lambda} \sqrt{\epsilon_2 - n} \right), \quad (10)$$

$$n = \beta_1 \lambda / 2\pi, \quad n_s = k_s \lambda / 2\pi, \quad \operatorname{sinc} x = (\sin x) / x, \quad \delta = d/a.$$

Для полностью заполненного волновода ( $\delta = 1$ ) коэффициент  $F = 1$  и формула (9) совпадает с ранее полученной в [6] в отсутствие скачка диэлектрической проницаемости. Как и следовало ожидать, при выполнении синхронизма взаимодействия ( $n = n_s$ ) мощность ИРЧ максимальна и растет пропорционально квадрату длины нелинейного кристалла.

Здесь, в отличие от полностью заполненного волновода, условие синхронизма удовлетворяется при сравнительно больших  $a = (0,4-0,6) \lambda$  за счет малого значения степени заполнения  $\delta$ . При  $\epsilon_1 = 1$  и  $\epsilon_2 = (4-9) n_s^2$  необходимое  $\delta$  составляет 0,05—0,15. Однако при малых степенях заполнения коэффициент  $F \simeq \delta$  оказывается мал. Это связано с тем, что распределение поля в областях слева и справа от кристалла имеет характер поверхностной волны ( $\xi_{11}$  — мнимое число), и мощность ИРЧ в основном обусловлена полем внутри кристалла [7].

Можно компенсировать уменьшение коэффициента  $F$ , если лазерное излучение фокусировать целиком на нелинейный кристалл. При этом с уменьшением  $\delta$  напряженность поля лазера будет расти как  $\delta^{-1/2}$ , а с ней и мощность ИРЧ  $P_1 \sim |E_1|^2 |E_2|^2 F$  будет возрастать по закону  $\delta^{-1}$ . На практике степень фокусировки лазерного излучения ограничивается разрушением нелинейного кристалла при больших полях  $E_p$  (например, для кристалла ниобата лития при наносекундной длительности импульса  $E_p \simeq 200$  кВ/см [8]). Кроме того, при малом поперечнике лазерного пучка начинает сказываться дифракционная расходимость излучения.

К достоинствам частично заполненного волновода следует отнести также простоту его согласования с пустым волноводом. Для этого достаточно из центрального диэлектрика выполнить плавный переход, т. е. придать ему, например, форму призмы.

В экспериментах часто возникает необходимость менять величину фазовой расстройки  $\Delta k = 2\pi(n - n_s)/\lambda$ . В частично заполненном волноводом этого можно достичь двумя способами: смещением нелинейного кристалла



относительно центра волновода или введением в волновод тонкой ферритовой пластины, находящейся в магнитном поле. Второй путь интересен тем, что, меняя магнитное поле, можно плавно двигаться по кривой зависимости  $P_1 = P_1(\Delta k)$  и по ее полуширине определить потери нелинейного кристалла [9]. Для расчета влияния магнитного поля на постоянную распространения можно воспользоваться результатами работы [10].

Таким образом, частично заполненные волноводы могут быть использованы как для получения высокоэффективной генерации ИРЧ, так и для измерения параметров нелинейных кристаллов.

В заключение отметим, что результаты проведенного исследования можно обобщить на случай одноосного кристалла с направлением оси, совпадающим с одной из осей симметрии волновода. Нетрудно также распространить исследование на случай, когда волна нелинейной поляризации зависит от поперечных координат.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Бломберг Н. Нелинейная оптика. Изд. Мир, М., 1966.
2. Chang T. V., Van Tran N., Patel C. K. Appl. Phys. Lett., 13, 357 (1968).
3. Аветисян Ю. О. и др. Квантовая электроника, 5, 659 (1978).
4. Барсуков К. А., Белоян Э. А., Лазиев Э. М. Научное сообщение, ЕФИ-357 (15), Ереван, 1979.
5. Бергер М. Н., Каплиевич Б. Ю. Прямоугольные волноводы с диэлектриками. Изд. Советское радио, М., 1973.
6. Аветисян Ю. О., Багдасарян Д. А. Изв. АН АрмССР, Физика, 18, 152 (1983).
7. Елюров Ю. В. Частично заполненные прямоугольные волноводы. Изд. Советское радио, М., 1967.
8. Никогосян Д. Н. Квантовая электроника, 4, 5 (1977).
9. Saymour R. J., Zernike F. Appl. Phys. Lett., 29, 705 (1976).
10. Gardiol F. E., Vander Vorst A. S. IEEE Trans., MTT-19, 315 (1971).

ՈՉ ԳՅԱՅԻՆ ԲՅՈՒՐԵՂՈՎ ՄԱՍՍՄԲ ԼՅՎԱԾ ՈՒՂՂԱՆԿՅՈՒՆ ԱԼԻԲԱՍԱՐՈՒՄ  
ԼԱԶԵՐԱՅԻՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ՏԱՐԲԵՐԱԿԱՆ ՀԱՃԱՆՈՒԹՅԱՆ ԳԵՆԵՐԱՑԻԱՆ

ՅՈՒ. Հ. ԱՎԵՏԻՍՅԱՆ, Դ. Հ. ԲԱԳԴԱՍԱՐՅԱՆ

Աշխատանքում հաշվված է ոչ գծային բյուրեղով մասամբ լցված ուղղանկյուն ալիքատարում լազերների տարբերական հաճախության ճառագայթման հզորությունը: Հետազոտված են համաճառ փոխադրեցության իրականացման հնարավորությունը ալիքատարի լցման աստիճանով և լազերային ճառագայթումը ԳԲՀ տիրույթ փոխակերպելու օպտիմալության պայմանները:

### DIFFERENCE-FREQUENCY GENERATION OF LASER RADIATION IN A RECTANGULAR WAVEGUIDE PARTLY FILLED WITH NONLINEAR CRYSTAL.

YU. H. AVETISYAN, D. H. BAGDASARYAN

The power of difference-frequency radiation of lasers in a rectangular waveguide partly filled with nonlinear crystal has been calculated. The possibility of achieving the synchronism of interaction by changing the extent of the waveguide filling is shown. The conditions for optimal transformation of laser radiation to super-high frequency range are studied.