

УДК 621.378.4

ИССЛЕДОВАНИЕ ГЕНЕРАЦИИ РАЗНОСТНОЙ ЧАСТОТЫ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В УСЛОВИЯХ МНОГОКРАТНОГО ОТРАЖЕНИЯ ОТ ТОРЦОВ НЕЛИНЕЙНОГО КРИСТАЛЛА

Ю. О. АВETИСЯН, Д. А. БАГДАСАРЯН

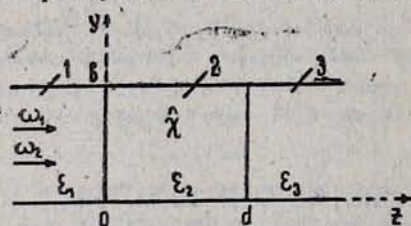
Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 25 мая 1982 г.)

Рассчитано поле излучения на разностной частоте лазеров в нелинейной пластине, помещенной в прямоугольный волновод. Исследованы условия оптимального преобразования частоты лазерного излучения в СВЧ диапазоне.

В настоящее время имеется целый ряд теоретических и экспериментальных работ (см., например, [1—5]), посвященных возбуждению излучения на разностной частоте (ИРЧ) в нелинейных средах в свободном пространстве. Возбуждение ИРЧ в области радиоволн экспериментально наиболее просто осуществить, помещая нелинейный кристалл в волновод. Результаты такого типа исследований и их качественный анализ приводятся в работах [6—8]. В последних, однако, не учитывалось отражение волны ИРЧ от торцов нелинейного кристалла, что может заметно влиять на процесс генерации разностной частоты (ГРЧ).

В этой связи представляет интерес рассчитать поле ИРЧ и исследовать влияние отражений от торцов нелинейной пластины на процесс ГРЧ в прямоугольном волноводе (см. рисунок).



Сечение $y = 0$ прямоугольного волновода: 1, 3 — линейные среды с диэлектрическими проницаемостями ϵ_1 , ϵ_3 ; 2 — нелинейная плоско-параллельная пластинка с диэлектрической проницаемостью ϵ_2 и квадратичной восприимчивостью $\hat{\chi}$.

Для получения более простых выражений сделаем следующие допущения, близкие к реальной экспериментальной ситуации:

а) возбуждение ИРЧ проводится дублетом монохроматических лазерных пучков с равномерным распределением интенсивности по поперечному сечению волновода;

б) вектор нелинейной поляризации среды направлен по оси y и распространяется вдоль оси волновода в виде бегущей волны, т. е.

$$P^{nl} = P_y = \hat{\chi} E_1 E_2^* \exp i(\omega t - k_z z), \quad (1)$$

где $k_z = k_{10} - k_{20}$, k_{10} , k_{20} , ω_1 , $\omega = \omega_1 - \omega_2$, E_1 , E_2 — вольтовые числа, частоты и амплитуды полей возбуждающих волн.

Поле ИРЧ в волноводе можно найти по известной методике: разлагая поле по собственным волнам волновода и учитывая соответствующие граничные условия на торцах пластины. В результате можно получить, что в волноводе возбуждаются только волны типа H_{m0} с нечетным индексом m , и для напряженности электрического поля ИРЧ в области $z > d$ имеем

$$E_y = -\frac{2i\mu_0\omega^2\hat{\chi}E_1E_2^*}{\pi} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{T \sin \frac{m\pi}{a} x}{m^2} e^{-l(z-d)z_2} \times \\ \times e^{-l(x_2+k_s)\frac{d}{2}} \left\{ d \operatorname{sinc}(x_2-k_s)\frac{d}{2} - \Gamma_1 e^{-ix_2d} \operatorname{sinc}(x_2+k_s)\frac{d}{2} \right\}, \quad (2)$$

где d — толщина нелинейной пластины, $T = \frac{1 + \Gamma_3}{1 - \Gamma_1\Gamma_3 \exp(-2ix_2d)}$,

$\Gamma_{1,3} = \frac{x_2 - x_{1,3}}{x_2 + x_{1,3}}$ — коэффициенты отражения, $\operatorname{sinc} x = \frac{\sin x}{x}$, $x_j^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_j - \left(\frac{m\pi}{a}\right)^2$.

Полученный результат довольно просто интерпретировать. Первое слагаемое в фигурных скобках обусловлено излучением нелинейной поляризации в направлении $+z$ (прямая волна нелинейной поляризации P^{nl}). Второе слагаемое связано с излучением в направлении $-z$ (обратная волна P^{nl}). Как и следовало ожидать, это слагаемое обращается в нуль при отсутствии скачка диэлектрической проницаемости на границе $z = 0$, т. е. при $\Gamma_1 = 0$. Множитель T вызван многократным отражением прямой и обратной волн P^{nl} от границ нелинейного кристалла.

Из (2) легко заметить, что при достаточно больших отношениях d/λ_B ($d/\lambda_B \gtrsim 2+3$, $\lambda_B = 2\pi/x_2$) максимум амплитудного множителя достигается при выполнении условия синхронизма $k_s = x_2$. В этом случае вкладом обратной волны в ИРЧ можно пренебречь. Заметим, что условия синхронизма в волноводе можно достичь подходящим выбором размера волновода [7]:

$$a = \frac{m\lambda}{2\sqrt{\epsilon_2 - n_s^2}} \quad \text{при} \quad \epsilon_2 > n_s^2, \quad (3)$$

где

$$\lambda = \frac{2\pi c}{\omega}, \quad n_s = \frac{c}{u_{\text{гp}}}, \quad u_{\text{гp}} = \left(\frac{d\omega}{dk_{10}} \right)_{\omega=\omega_{10}}$$

При выводе (3) использовалось приближение $k_s = \omega/u_{\text{гp}}$, которое с достаточно хорошей точностью удовлетворяется при возбуждении ИРЧ в СВЧ диапазоне.

Из выражения (2) следует, что напряженность электрического поля ИРЧ на волне типа H_{m0} обратно пропорциональна m , т. е. возбуждение волн высших типов ($m \neq 1$) происходит неэффективно. Если совершить предельный переход $a \rightarrow \infty$ (т. е. перейти от волновода к свободному пространству) и провести суммирование в (2), то нетрудно получить выражение, содержащееся в [3].



Мощность ИРЧ определяется выражением

$$P = \frac{\alpha_3}{2 \mu_0 \omega} \int_0^a \int_0^b |E_y|^2 dx dy = \sum_{m=1}^{\infty} P_{m0}. \quad (4)$$

Подставляя сюда E_y из (2), при $k_s = \alpha_3$ получим

$$P_{m0} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \frac{|E_1|^2 |E_2|^2 \omega^3 S d^2 \gamma^2}{\pi^2 m^2 n_2} N, \quad (5)$$

где

$$N = \frac{n_3}{n_2} \frac{(n_2 + n_1)^2}{(n_1 + n_3)^2 \cos^2 \alpha_3 d + \left(n_2 + \frac{n_1 n_3}{n_2}\right) \sin^2 \alpha_3 d}, \quad (6)$$

$$n_j = \sqrt{\epsilon_j} \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{крj}}\right)^2}, \quad \lambda_{крj} = \frac{2a \sqrt{\epsilon_j}}{m}, \quad j = 1, 2, 3, \quad S = ab.$$

Рассмотрим влияние отражения от торцов нелинейной пластины на эффективность процесса ГРЧ.

1. В случае, когда $n_2 > n_1, 3$, максимум величины N достигается при $d = k \lambda_B / 2$ (k — целое число), т. е. когда вдоль длины пластины укладывается целое число полуволн или, иначе говоря, когда пластина ведет себя как резонатор. При этом

$$N_{\max} = Q = \frac{n_3}{n_2} \frac{(n_1 + n_2)^2}{(n_1 + n_3)^2}. \quad (7)$$

Для заданных n_2 и n_1 , величина Q принимает максимальное значение при $n_3 = n_1$, которое равно

$$Q_{\max} = \frac{(n_1 + n_2)^2}{4 n_1 n_2}. \quad (8)$$

При отсутствии скачка диэлектрической проницаемости ($n_1 = n_2 = n_3$) имеем $N = 1$.

Очевидно, что $Q_{\max} > 1$, и для кристалла $GaAs$ ($\epsilon_1 = 1, \epsilon_2 = 11,68$ на частоте 54 ГГц, $n_s = 3,28, m = 1$) получаем $Q_{\max} \approx 3,5$.

2. В случае, когда $\epsilon_1 = 1$ и $\epsilon_2 - n_2^2 > 1$ (что имеет место во многих практических случаях), имеем $n_1 = -in_R$, где $n_R > 0$, т. е. волна ИРЧ в среде 1 затухает по экспоненциальному закону. При этом для $n_2 > n_3$ аналогично получаем, что $N_{\max} = n_2/n_3$ и он достигается, когда $\alpha_3 d = k\pi + \varphi$, где $\varphi = \arctg(n_R/n_2)$.

3. Учтем затухание волны ИРЧ в нелинейном кристалле, считая, что $\alpha_3 = \alpha'_3 - i\alpha''_3$, где $\alpha''_3 > 0$. Тогда, например при $n_2 > n_3$ и $n_1 = -in_R$, получаем, что максимум N достигается вновь при $\alpha'_3 d = k\pi + \varphi$ и равен

$$N_{\max} = Q = \frac{4 n_2 n_3 (1 + e^{-2\alpha''_3 d})^{-2}}{(n_3 + n_2 \operatorname{th} \alpha''_3 d)}. \quad (9)$$

Из (9) при $n_3 = n_2 \operatorname{th} \alpha''_3 d$ имеем

$$Q_{\max} = (1 - e^{-4\alpha''_3 d})^{-1},$$

т. е., образуя из нелинейной пластины резонатор на волне ИРЧ, эффективность преобразования можно увеличить в Q_{\max} раз. Так, например, для кристалла $CdSe$ ($\kappa'' \approx 0,0236 \text{ мм}^{-1}$) при $d = 1,5 \text{ мм}$ имеем $Q_{\max} \approx 7,5$.

Таким образом, учет влияния отражающих поверхностей нелинейной пластины необходим не только для количественного анализа экспериментально полученных результатов, но и для выбора оптимальных режимов возбуждения ИРЧ в волноводе.

Авторы выражают благодарность П. С. Погосяну за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Zernike F. Jr., Berman P. R. Phys. Rev. Lett., 15, 999 (1965).
2. Geyer F. F., Fan H. Y. J. Appl. Phys., 50, 3) (1979).
3. Бломбергс Н. Нелинейная оптика, Изд. Мир, М., 1966.
4. Веденев А. А., Мыльников Г. Д., Соболенко Д. Н. Квантовая электроника, 3, 777 (1976).
5. Абдулин У. А. и др. ЖЭТФ, 66, 1295 (1974).
6. Аветисян Ю. О. и др. Письма в ЖТФ, 5, 233 (1979).
7. Аветисян Ю. О. и др. Квантовая электроника, 5, 659 (1978).
8. Аветисян Ю. О. и др. Изв. АН АрмССР, Физика, 15, 455 (1980).

ԱՉԶԵՐԱՅԻՆ ՃԱՌՆԳԱՅԹՄԱՆ ՏԱՐԲԵՐԱԿԱՆ ՀԱՃԱԽՈՒԹՅԱՆ ԳԻՆՆԵՐԱՅԻԱՅԻ ՀԵՏԱԶՈՏՈՒՄԸ ՈՉ ԳԾԱՅԻՆ ԲՅՈՒՐԵՂԻ ՆԻՍՏԵՐԻՑ ԲԱԶՄԱԿԻ ԱՆԴՐԱԴԱՐՁՄԱՆ ՊԱՅՄԱՆՆԵՐՈՒՄ

ՅՈՒ. Հ. ԱՎԵՏԻՍՅԱՆ, Գ. Հ. ԲԱԳԴԱՍԱՐՅԱՆ

Աշխատանքում հաշվված է ուղղանկյուն ալիքատարում տեղադրված ոչ գծային թիթեղում լազերների տարրերական հաճախության ճառագայթման դաշտը: Հետազոտված են լազերային ճառագայթման հաճախության ԳԲՀ տիրույթ փոխակերպման օպտիմալ պայմանները:

STUDY OF DIFFERENCE-FREQUENCY GENERATION OF LASER RADIATION UNDER THE CONDITION OF MULTIPLE REFLECTION FROM THE EDGES OF A NONLINEAR CRYSTAL

Yu. H. AVETISYAN, D. H. BAGDASARYAN

The difference-frequency radiation field of lasers in a nonlinear plate placed in a rectangular waveguide has been calculated. The conditions for optimum frequency conversion of laser radiation have been examined at superhigh frequencies.