Известия НАН Армении, Физика, т.39, №5, с.327-331 (2004)

УДК 535.13

ГЕНЕРАЦИЯ РАЗНОСТНОЙ ЧАСТОТЫ В СРЕДЕ С КАНАЛОМ, ЗАПОЛНЕННЫМ НЕЛИНЕЙНЫМ ДИЭЛЕКТРИКОМ

М.Н. НЕРСИСЯН, П.С. ПОГОСЯН, С.С. ПОГОСЯН

Институт физических исследований НАН Армении

(Поступила в редакцию 2 июня 2004 г.)

Рассмотрены характерные особенности генерации разностной частоты в среде с каналом, заполненным нелинейным диэлектриком. Рассмотрен случай, когда разностное излучение возбуждается в структуре, состоящей из линейных пластин, между которыми помещена нелинейная среда. Показано, что при достаточно малой толщине нелинейного материала эффективность генерации будет определяться потерями в линейных пластинах.

В настоящее время для генерации разностной частоты в Тгц-овой области спектра широко применяется черенковский механизм излучения [1-3]. Как известно [4], в этом случае потери излучения в нелинейном кристалле определяются его поперечными размерами. Кроме того, черенковское излучение происходит под углом полного внутреннего отражения от границ нелинейного кристалла. В результате, пластины, используемые в качестве нелинейной среды, превращаются в диэлектрический волновод. Обычно, с целью получения больших нелинейностей, на практике используются сегнетоэлектрические нелинейные кристаллы, однако они обладают большими диэлектрическими потерями в Ггц – Тгц области спектра.

В настоящей работе предлагается простой способ для повышения эффективности генерации разностной частоты. Его сущность заключается в следующем: разностное излучение возбуждается в "сэндвиче", состоящем из двух пластин линейного диэлектрика, между которыми находится пластина из нелинейного диэлектрика. Как будет показано ниже, если толщина нелинейного диэлектрика значительно меньше, чем длина волны излучения, то будем иметь волновод из линейного диэлектрика. Такая схема позволит существенно увеличить эффективность генерации разностной частоты.

Пусть на структуру, которая состоит из двух пластин, линейного диэлектрика с толщиной a и с диэлектрической проницаемостью ε_2, между которыми помещена пластина из нелинейного материала с толщиной $2d$ и с диэлектрической проницаемостью ε_1, падает ультракороткий лазерный импульс (см. рис.1).

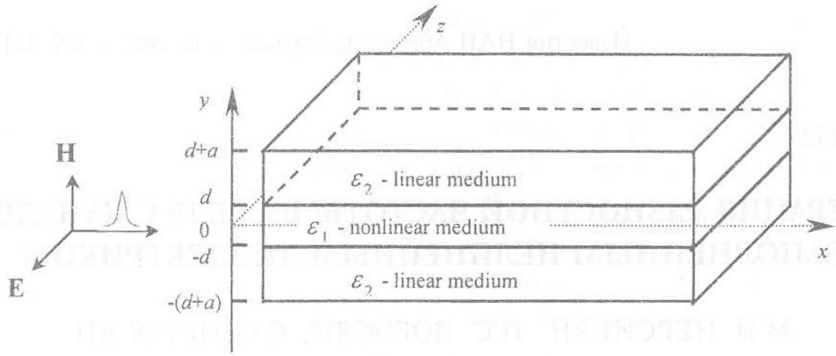

Рис.1. Схема волноводной структуры: $2d$ – толщина нелинейной среды с диэлектрической проницаемостью ε_1, a – толщина линейных сред с диэлектрической проницаемостью ε_2.

Рассмотрим двумерную задачу и будем считать, что поляризация падающего поля направлена параллельно оси z (перпендикулярно плоскости рисунка). В первом приближении теории дисперсии для электрического поля падающего импульса получим следующее выражение:

$$E = \frac{1}{2} A\left(t - \frac{x}{v}\right) \exp\left[-i\omega_0\left(t - \frac{x}{v_p}\right)\right] + \text{c.c.}, \tag{1}$$

где A – амплитуда, ω_0 – центральная частота лазерного импульса, v и v_p – его групповая и фазовая скорости. В реальных ситуациях дисперсией в полосе частот падающего импульса можно пренебречь, т.е. можно считать, что $v_p = v = c/\sqrt{\varepsilon_0}$, где ε_0 – диэлектрическая проницаемость нелинейной среды на центральной частоте падающего излучения.

Если пренебречь также дисперсией нелинейной восприимчивости χ в области возбуждаемого излучения, то для низкочастотной части нелинейной поляризации P^{NL} можно написать

$$P^{NL}(x,y,t) = g(y)\frac{1}{2}\chi A\left(t - \frac{x}{v}\right) A^*\left(t - \frac{x}{v}\right), \tag{2}$$

где функция $g(y)$ имеет вид

$$g(y) = \begin{cases} 1, & |y| \le d, \\ 0, & |y| > d. \end{cases}$$

Разлагая в интеграл Фурье выражение (2), для спектральных компонент нелинейной поляризации получим

$$P_\omega^{NL}(x,y) = g(y)\chi G(\omega)\exp\left(i\frac{\omega}{v}x\right), \tag{3}$$

где введено следующее обозначение:

$$G(\omega)=\frac{1}{2}\int_{-\infty}^{+\infty}A(\omega')A^{*}(\omega'-\omega)d\omega'.$$

Возбужденное поле найдем из уравнений Максвелла. В области $|y|\le d$ для электрического поля получим следующее уравнение:

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2}+\frac{\partial^2}{\partial y^2}+\frac{\varepsilon_1\omega^2}{c^2}\right)E_\omega(x,y)=-\frac{4\pi}{c^2}\omega^2P_\omega^{NL}(x,y). \qquad (4)$$

В областях $d\le|y|\le d+a$ и $|y|\ge d+a$ они находятся из соответствующих однородных волновых уравнений.

Для нахождения решения уравнения (4) поступим следующим образом. Вначале, считая, что структура однородна, т.е. $\varepsilon_1=\varepsilon_2$ и $a\to\infty$, решение уравнения (4) найдем методом разложения по плоским волнам [5]. При этом получим

$$E_\omega(x,y)=-\frac{4\pi}{c^2}\omega^2\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{P_\omega^{NL}(k_x,k_y)}{\varepsilon_1\omega^2/c^2-k_x^2-k_y^2}\exp i(k_xx+k_yy)dk_xdk_y, \qquad (5)$$

где $P_\omega^{NL}(k_x,k_y)$ представляет собой Фурье-образ нелинейной поляризации и определяется по формуле

$$P_\omega^{NL}(k_x,k_y)=\frac{1}{(2\pi)^2}\int_{-\infty}^{+\infty}P_\omega^{NL}(x,y)\exp\left[-i(k_xx+k_yy)\right]dxdy. \qquad (6)$$

Подставляя значение $P_\omega^{NL}(x,y)$ из (3) в (6) и проведя в выражении (5) интегрирование по k_x, будем иметь

$$E_\omega(x,y)=-\frac{4\pi}{c^2}\omega^2\chi G(\omega)e^{i\frac{\omega}{v}x}\frac{1}{\pi}\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{\sin(dk_y)}{k_y(p^2-k_y^2)}\exp(ik_yy)dk_y, \qquad (7)$$

где $p=(\omega/c)\cdot\sqrt{\varepsilon_1-\varepsilon_0}$. Проинтегрировав выражение (7), для области $|y|\le d$ получим:

$$E_\omega(x,y)=-\frac{4\pi}{c^2}\omega^2\chi G(\omega)e^{i\frac{\omega}{v}x}\frac{1}{p^2}\{1-\cos(pd)\cos(py)\}. \qquad (8)$$

В дальнейшем будем считать, что $\varepsilon_1>\varepsilon_2$, т.е. выполняется черенковское условие излучения. Чтобы получить полное решение задачи при $\varepsilon_1\ne\varepsilon_2$, необходимо к (8) добавить общее решение однородного уравнения в пластине из нелинейного диэлектрика и полученное выражение сшить с общими решениями уравнений линейных участков рассматриваемой структуры. Опуская подробности вычислений, запишем окончательные результаты для спектральных компонент электрического поля:

в области $|y| \le d$

$$E_\omega(x,y) = -\frac{4\pi}{c^2}\omega^2 \chi G(\omega) e^{i\frac{\omega}{v}x} \frac{1}{p^2}\left\{1 - \frac{s\sin(\gamma)\cos(py)}{p\cos(\gamma)\sin(pd) + s\sin(\gamma)\cos(pd)}\right\}, \quad (9)$$

в области $d \le |y| \le d + a$

$$E_\omega(x,y) = -\frac{4\pi}{c^2}\omega^2 \chi G(\omega) e^{i\frac{\omega}{v}x} \frac{\sin(pd)}{p} \frac{\cos(sd - s|y| + \gamma)}{p\cos(\gamma)\sin(pd) + s\sin(\gamma)\cos(pd)}, \quad (10)$$

в области $|y| \ge d + a$

$$E_\omega(x,y) = -\frac{4\pi}{c^2}\omega^2 \chi G(\omega) e^{i\frac{\omega}{v}x} \frac{\sin(pd)}{p} \frac{s}{\sqrt{s^2+h^2}} \frac{e^{-h[|y|-(d+a)]}}{p\cos(\gamma)\sin(pd) + s\sin(\gamma)\cos(pd)}, \quad (11)$$

где

$$s = \frac{\omega}{c}\sqrt{\varepsilon_2 - \varepsilon_0}, \qquad h = \frac{\omega}{c}\sqrt{\varepsilon_0 - 1}, \qquad \gamma = sa - \varphi, \qquad \tan(\varphi) = \frac{h}{s}.$$

Из выражений (9)÷(11) видно, что дисперсионное уравнение структуры имеет вид

$$s\tan(sa - \varphi) + p\tan(pd) = 0. \quad (12)$$

Как видно из дисперсионного уравнения, возбуждение мод волноводной структуры существенно зависит от соотношения величин sa и pd. Так, например:

1) Предположим, что $sa - \varphi = \pi n$ (n=0,1,...). Тогда получим $pd = \pi n$, т.е. в этом случае TE_0 мода в нелинейном кристалле не будет возбуждаться.

2) В случае $pd << 1$ получим $sa = \arctan[(h/s)\{1 - pd(ph/s^2 - p/h)\}] + \pi n$.

В предельном случае, когда $d \to 0$, получаем, что $sa = \arctan[h/s] + \pi n$, т.е. в волноводной структуре возбуждаются моды линейной пластины.

Таким образом, в случае очень тонких нелинейных пластин волноводная структура превращается в волновую антенну или в антенну "Беверджа" [6].

Потери в волноводной структуре можно учесть, если в полученных выражениях ввести небольшие положительные мнимые части в диэлектрических проницаемостях, т.е. считать, что $\varepsilon_1 = \varepsilon_1' + i\varepsilon_1''$, $\varepsilon_2 = \varepsilon_2' + i\varepsilon_2''$.

Для иллюстрации потерь на эффективность генерации разностного излучения рассмотрим случаи, когда нелинейную поляризацию можно представить в виде дельта-функции, т.е. положить, что $g(y) = \delta(y)$. При $a \to 0$ структура фактически превращается в диэлектрический волновод, представляющий собой нелинейную пластину. Для поля внутри такого волновода получим следующее выражение:

$$E_\omega(x,y)_{a\to 0} = -\frac{4\pi}{c^2}\omega^2 \chi G(\omega) e^{i\frac{\omega}{v}x} \frac{\sqrt{p^2+h^2}}{2p} \frac{\cos[p(d - |y|) - \varphi_1]}{p\sin(pd) - h\cos(pd)}, \quad (13)$$

где $\tan(\varphi_1) = h/p$. Во втором случае, когда $d \to 0$, получим

$$E_\omega(x,y)_{d\to 0} = -\frac{4\pi}{c^2}\omega^2 \chi G(\omega) e^{i\frac{\omega}{v}x} \frac{\sqrt{s^2+h^2}}{2s} \frac{\cos[s(a-|y|)-\varphi]}{s\sin(sa)-h\cos(sa)}. \quad (14)$$

Для отношения максимальных значений полей в первом приближении получим следующее выражение:

$$\frac{[E_\omega(x,y)_{d\to 0}]_{\max}}{[E_\omega(x,y)_{a\to 0}]_{\max}} = C\frac{\tan\delta_1}{\tan\delta_2}, \quad (15)$$

где $\tan\delta_1$ и $\tan\delta_2$ – тангенсы углов потерь нелинейного и линейного диэлектриков соответственно, а постоянная C для основных мод полей определяется из выражения

$$C = \frac{\varepsilon_1'(\varepsilon_2'-1)p'd\sqrt{\varepsilon_2'-\varepsilon_0}}{\varepsilon_2'(\varepsilon_1'-1)s'a\sqrt{\varepsilon_1'-\varepsilon_0}}\left[\frac{\varepsilon_1'-1}{\sqrt{\varepsilon_1'-\varepsilon_0}}+\frac{\sqrt{\varepsilon_0-1}}{p'd}\right]\left[\frac{\varepsilon_2'-1}{\sqrt{\varepsilon_2'-\varepsilon_0}}+\frac{\sqrt{\varepsilon_0-1}}{s'a}\right]^{-1}. \quad (16)$$

Таким образом, отношение максимальных значений полей пропорционально отношению тангенсов углов потерь нелинейного и линейного диэлектриков. Учитывая это обстоятельство, можно существенно увеличить эффективность генерации, если в волноводной структуре в качестве линейной среды применить пластины с малыми диэлектрическими потерями. Так, например, если нелинейная пластина состоит из кристалла ниобата лития, а в качестве линейной пластины использовать сапфир, то имеем $\tan\delta_1 = 0.01$, $\tan\delta_2 = 0.0001$, $\varepsilon_0 = 5$, $\varepsilon_1' = 28$, $\varepsilon_2' = 9.4$. Подставляя эти значения в (15) и (16), для отношения максимальных значений полей получим ≈ 30.

Таким образом, применение предложенной нами структуры приводит к увеличению эффективности генерации разностной частоты примерно в 30 раз. На практике вместо тонкой нелинейной пластины может оказаться более эффективным использование планарных световодов для падающего оптического излучения [7].

ЛИТЕРАТУРА

1. **Г.А.Аскарьян**. ЖЭТФ, **42**, 1360 (1962).
2. **Д.А.Багдасарян, А.О. Макарян, П.С.Погосян**. Письма в ЖЭТФ, **37**, 498 (1983).
3. **D.H.Auston, K.P.Cheung, J.A.Valdmanis, D.A.Kleinman**. Phys. Rev. Lett., **53**, 1555 (1984).
4. **У.А.Абдулин, Г.А.Ляхов, О.В.Руденко, А.С.Чиркин**. ЖЭТФ, **66**, 1295 (1974).
5. **П.С.Погосян, С.С. Погосян**. Изв. НАН Армении, Физика, **36**, 326 (2001).
6. **Ч.Г.Папаз**. Теория распространения электромагнитных волн. Ереван, изд. АН Арм. ССР, 1974.
7. **Ю.О.Аветисян, А.Ж.Бабаджанян, К.Н.Кочарян, Х.В.Неркарарян**. Изв. НАН Армении, Физика, **34**, 75 (1999).