

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ ГЕНЕРАЦИИ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В НЕЛИНЕЙНОМ КРИСТАЛЛЕ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ПАРАМЕТРОВ ВОЗБУЖДАЮЩИХ ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКОВ

А.О. МАКАРЯН, Ю.С. СААКЯН*

Ереванский государственный университет, Ереван, Армения

*e-mail: yuri.sahakyan@ysumail.am

(Поступила в редакцию 16 апреля 2021 г.)

Рассмотрена генерация ТГц излучения в нелинейном однодоменном кристалле ниобата лития. Исследована эффективность генерации в зависимости от угла между направлениями распространения возбуждающих лазерных пучков, при разных соотношениях радиусов пучков и длины волны ТГц излучения. Исследовано угловое распределение генерируемого излучения. Показано, что при соответствующем выборе радиусов возбуждающих пучков, угла между ними, а также размеров и формы нелинейного кристалла можно получить остронаправленное ТГц-излучение с возможностью регулировки диаграммы направленности и спектрального состава.

1. Введение

Терагерцовые (ТГц) волны (~ 0.1 – 10 ТГц) представляют значительный интерес для спектроскопии, медицинской диагностики, визуализации различных объектов, систем безопасности и т. д. [1,2]. Несмотря на это, из-за отсутствия высокоэффективных и доступных терагерцовых источников, эта область по-прежнему остается одним из технически слабо оснащенных участков спектра. В последние десятилетия для получения терагерцового излучения широко используются генерация разностной частоты и оптическое выпрямление фемтосекундных лазерных импульсов в нелинейном кристалле.

Для эффективной генерации ТГц излучения необходимо обеспечить волновой синхронизм взаимодействия. Как показано во многих теоретических (см. напр. [3,4]) и экспериментальных работах (см. напр. [5,6]), мощность ТГц излучения увеличивается пропорционально квадрату интенсивности возбуждающего лазерного излучения. Следовательно, добиться большей мощности ТГц излучения можно путем увеличения мощностей и фокусировки возбуждающих лазерных пучков. При фокусировке, когда поперечные размеры области пучков становятся намного меньше длины ТГц волны $r \ll \lambda$, вступает силу черенковский механизм генерации [3]. В этом случае получается достаточно эффективное

ТГц излучение под углом черенкова. Так например, в [6,7] широкополосное ТГц излучение было получено при фокусировке лазерных пучков до 70 и 40 и. Однако, при использовании современных фемтосекундных лазеров большой пиковой мощности (≥ 1 ГВт), недопустима сильная фокусировка лазерных пучков из-за ограниченного предела электрической прочности нелинейного кристалла. Следовательно, увеличения мощности ТГц излучения можно добиться только за счет увеличения апертур возбуждающих пучков. В таком случае, для получения эффективного преобразования лазерного излучения в терагерцовое, следует применить определенные методы для обеспечения условия волнового синхронизма.

В [8–10] было показано, что при применении широкоапертурных пучков в кристалле ниобата лития, периодически поляризованном в поперечном направлении, может быть получена генерация квазимонохроматического терагерцового излучения с центральной частотой, определяемой пространственным периодом Λ периодически поляризованного кристалла ниобата лития (ППНЛ).

Однако, в этом случае частота генерации предопределена пространственным периодом доменной структуры ППНЛ, и поэтому она не может быть изменена после изготовления образцов. Кроме того, само изготовление ППНЛ кристаллов с большим поперечным сечением связано с определенными трудностями.

Для преодоления этих трудностей в [11,12] были использованы монодоменные кристаллы ниобата лития, оснащенные теневыми или бинарными фазовыми масками (ФМ), а для эффективной генерации широкополосных терагерцовых импульсов в работе [13] был предложен использовать ступенчатую фазовую маску.

В настоящей работе рассмотрена генерация ТГц излучения в нелинейном однодоменном кристалле ниобата лития. Исследована эффективность генерации в зависимости от угла между направлениями распространения возбуждающих пучков, при разных соотношениях r/λ . Исследовано также угловое распределение генерируемого излучения.

2. Волновое уравнение для углового спектра ТГц поля

Предположим, что дуплет гауссовских возбуждающих лазерных пучков распространяются в плоскости xz , а направление распространения одной из волн (с частотой ω_1) совпадает с осью z (см. рис.1.), т. е.

$$E_1(x, y, z, t) = E_{10} \exp\left[-\frac{x^2 + y^2}{r^2}\right] \exp[i(\omega_1 t - k_1 z)], \quad (1)$$

$$E_2(x, y, z, t) = E_{20} \exp\left[-\frac{x'^2 + y'^2}{r'^2}\right] \exp[i(\omega_2 t - k_2 z')], \quad (2)$$

где $x' = x \cos \psi + z \sin \psi$, $y' = y$, $z' = z \cos \psi + x \sin \psi$, ψ – угол между направлениями распространения возбуждающих лазерных пучков.

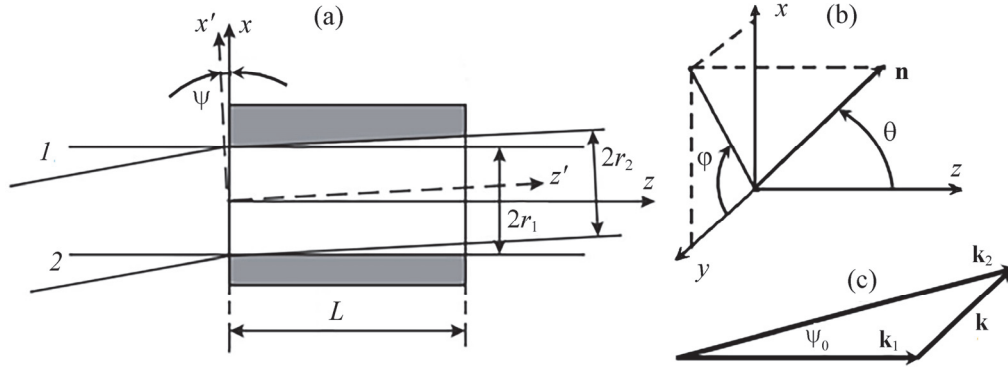


Рис.1. (а). Взаимное расположение лазерных пучков и нелинейного кристалла, (б). Координатная система и направление излучения ТГц волны, (с). Диаграмма волновых векторов, при векторном синхронизме.

Для упрощения математических выкладок предположим, что эффективные радиусы обоих возбуждающих пучков одинаковы ($r_1 = r_2 = r$).

Волновое уравнение для угловых спектральных компонент ТГц поля имеет следующий вид [3]:

$$\frac{d^2 E(\alpha, \beta, z, \Omega_0)}{dz^2} + g^2 E(\alpha, \beta, z, \Omega_0) = -\gamma F(\alpha, \beta, z), \quad (3)$$

где: $\gamma = 4\pi\chi_{\text{ef}}(\Omega/c)^2$, $k = \Omega n_\Omega/c$, $\Omega = \omega_2 - \omega_1$ – частота ТГц излучения, $\alpha = k \sin \theta \cos \varphi$, $\beta = k \sin \theta \sin \varphi$, $g = \sqrt{k^2 - \alpha^2 - \beta^2} = k \cos \theta$, χ_{ef} – эффективная нелинейная восприимчивость среды; n_Ω – коэффициент преломления среды на терагерцовой частоте Ω ; функция $F(\alpha, \beta, z)$ определяется сверткой угловых спектров возбуждающих пучков:

$$F(\alpha, \beta, z) = \int \int_{-\infty}^{\infty} E_1(\xi_1, z) E_2^*(\xi_2, z) \delta(\xi + \xi_1 - \xi_2) d\xi_1 d\xi_2, \quad (4)$$

где $d\xi = d\alpha_j d\beta_j$.

Решим задачу в приближении заданных полей, что обычно соответствует реальной экспериментальной ситуации.

Для свертки угловых спектров возбуждающих волн получим:

$$F(\alpha, \beta, z) = E_{10} E_{20} D(\alpha, \beta) \exp(-az^2 - ibz), \quad (5)$$

где

$$D(\alpha, \beta) = \frac{2\pi^3 r^2}{\sqrt{1 + \cos^2 \psi}} \exp \left[-\frac{r^2 \beta^2}{8} - \frac{r^2 (\alpha - k_2 \sin \psi)^2}{4(1 + \cos^2 \psi)} \right],$$

$$a = \frac{\sin^2 \psi}{r^2 (1 + \cos^2 \psi)}, \quad b = k_2 \cos \psi - k_1 + \frac{\sin \psi \cos \psi (k_2 \sin \psi - \alpha)}{1 + \cos^2 \psi}.$$

3. Угловое распределение ТГц излучения

При решении уравнения (3) множитель $\exp(-az^2)$ в формуле (5) можно заменить единицей. Это следует из следующих соображений: естественно ожидать, что наиболее интенсивное ТГц излучение получится при обеспечении векторного синхронизма, т.е. когда возбуждающие лазерные пучки распространяются под углом $\psi = \psi_0$ (см. рис.1б).

При генерации ТГц волн в большинстве нелинейных кристаллов угол синхронизма не превышает пару градусов. Так, напр., для кристалла LiNbO₃, при генерации ТГц волны с длиной 0.3 мм (длина волны возбуждающих волн ~ 1 мкм) этот угол составляет всего 0.05° . Следовательно, даже при достаточно больших значениях длин кристаллов ($z \sim 20$ мм) имеет место соотношение $az^2 \ll 1$, т.е. $\exp(-az^2) \approx 1$.

При таком приближении, решая уравнение (1) для углового спектра мощности ТГц излучения, получим [4]

$$P(\alpha, \beta, z) = \frac{\gamma^2}{4\pi^2} r^4 E_{10}^2 E_{20}^2 z^2 \frac{(\sin^2 \varphi \sin^2 \theta + \cos^2 \theta)}{(b+g)^2} \frac{\text{sinc}^2[(b-g)z/2]}{1 + \cos^2 \psi} \times \exp \left[-\frac{r^2 \beta^2}{4} - \frac{r^2 (\alpha - k_2 \sin(\psi))^2}{2(1 + \cos^2 \psi)} \right]. \quad (6)$$

В формуле (6) множитель $\text{sinc}^2[(b-g)z/2]$ определяет синхронизм взаимодействия угловых компонент спектра возбуждающих волн, а экспонента обусловлена угловым спектром волны нелинейной поляризации. При решении предполагалось, что поляризации возбуждающих пучков и оптическая ось нелинейного кристалла выбраны таким образом, чтобы вектор нелинейной поляризации на ТГц частоте был направлен по у. Это обстоятельство учтено введением множителя $(\sin^2 \varphi \sin^2 \theta + \cos^2 \theta)$ в (6).

На Рис 2. приведены угловые распределения ТГц излучения генерированного в нелинейном кристалле LiNbO₃ ($n_\omega \approx 2.23$, $n_\Omega \approx 5.1$) параллельными

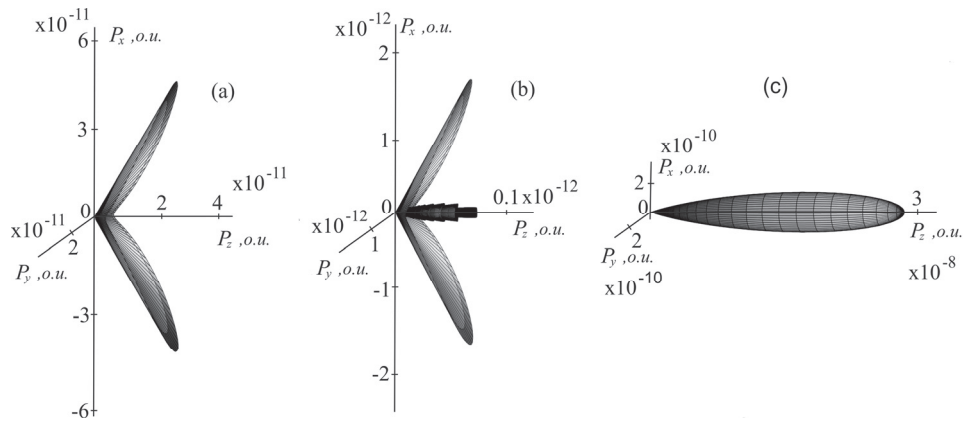


Рис.2. Угловые распределения мощности излучения с $\lambda = 0.3$ мм, генерированного в нелинейном кристалле LiNbO₃ при $\psi = 0$. Длина кристалла – $z = 5$ мм (a) $r = 0.05$ мм, (b) $r = 0.067$ мм, (c) $r = 1$ мм.

возбуждающими пучками ($\psi = 0$), при разных соотношениях r/λ . Лазерные пучки поляризованы по y , оптическая ось кристалла также направлен по y . В этом случае действует наибольший нелинейный коэффициент кристалла χ_{33} . Длина кристалла – $z = 5$ mm, частота ТГц излучения – $f = 1$ THz ($\lambda = 0.3$ mm).

Как было отмечено выше, при $r/\lambda \ll 1$ вступает в силу черенковский механизм излучения, и основная мощность излучается под углом θ_0 к оси z , где

$$\theta_0 = \arccos \frac{g}{k}.$$

Для кристалла ниобата лития этот угол составляет $\sim 64^\circ$.

При увеличении радиусов возбуждающих пучков эффективность преобразования падает (с учетом того, что с увеличением радиусов увеличиваются мощности лазеров), а излучение постепенно концентрируется вокруг оси z .

Картина кардинально меняется, когда лазерные пучки распространяются под углом векторного синхронизма ψ_0 . На Рис.3 представлены угловые распределения ТГц излучения при $\psi = \psi_0$.

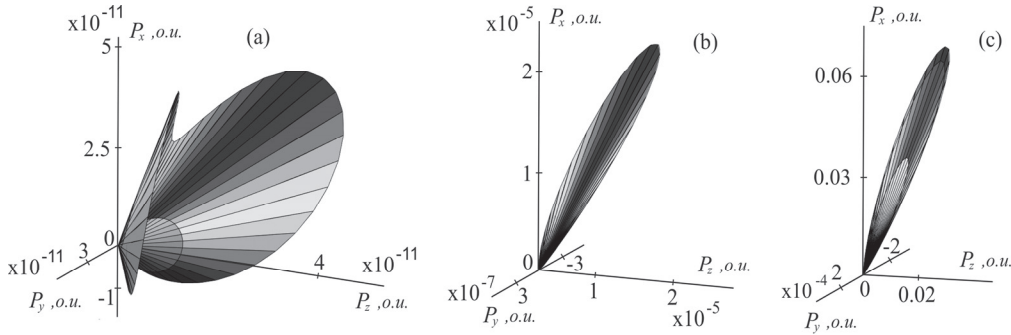


Рис.3. Угловые распределения мощности излучения с $\lambda = 0.3$ mm, генерированного в нелинейном кристалле LiNbO₃ при $\psi = \psi_0$. Длина кристалла – $z = 5$ mm (a) $r = 0.0167$ mm, (b) $r = 0.05$ mm, (c) $r = 3.34$ mm.

При малых значениях r , когда поперечные размеры области кристалла занимаемой нелинейной поляризацией меньше длины ТГц волны (см. Рис.3а), получается ненаправленное излучение, однако, т.к. волна возбуждающих диполей распространяется со световой скоростью (C/n_ω), то излучение в основном сконцентрировано вблизи черенковского угла. При увеличении апертур лазерных пучков, весь объём занимаемой нелинейной поляризацией постепенно превращается в фазированную антенную решетку, все диполи которого излучают синфазно под углом черенкова. Таким образом, при соответствующем выборе угла ($\psi = \psi_0$) можно увеличить эффективность преобразования относительно случая коллинеарного взаимодействия ($\psi = 0$) на несколько порядков. Кроме того, при $r \gg \lambda$ излучение получается сильно остронаправленное. Так например, при $r = 3.34$ mm, $\lambda = 0.3$ mm, $z = 5$ mm, $\psi = \psi_0 = 0.393^\circ$, раскрыв диаграммы на уровне

3 dB составляет $\Delta\theta \approx 0.458^\circ$ и $\Delta\varphi \approx 0.423^\circ$. Отметим, что остронаправленность излучения позволяет легко вывести всю мощность из нелинейного кристалла с минимальными потерями на внутреннее отражение, при соответствующем срезе выходного торца кристалла.

При генерации ТГц излучения методом оптического выпрямления сверхкоротких лазерных импульсов, отдельные диполи нелинейного кристалла испускают широкополосное излучение. Следовательно, при выборе оптимального угла ψ для определенной ТГц частоты, то другие спектральные компоненты будут генерироваться неэффективно. На Рис.4. представлены кривые эффективности излучения при оптимальном угле для $\lambda = 0.3$ mm, для разных значений r .

Как видно из графиков для увеличения спектральной полосы необходимо уменьшить размеры пучков.

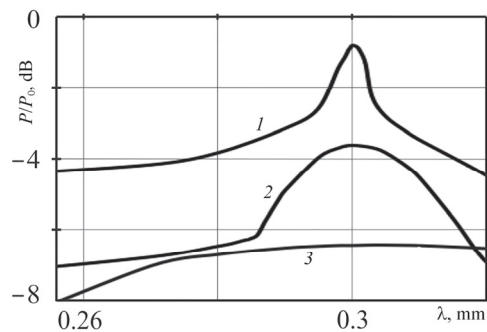


Рис.4. Эффективности излучения при оптимальном угле для $\lambda = 0.3$ mm, (1) $r = 5$ mm, (2) $r = 1$ mm, (3) $r = 0.2$ mm.

4. Заключение

Анализ полученных результатов показывает, что при соответствующем выборе радиусов r возбуждающих пучков, угла ψ между ними, а также размеров и формы нелинейного кристалла можно получить остронаправленное ТГц-излучение с возможностью регулировки диаграммы направленности и спектрального состава. В частности, при необходимости генерации квазимонохроматического ТГц излучения следует по возможности увеличивать радиусы возбуждающих пучков.

При оптимальном выборе параметров лазерных пучков можно увеличить эффективность преобразования на несколько порядков по сравнению с коллинеарным преобразованием.

ЛИТЕРАТУРА

1. J. Federici, L. Moeller. J. Appl. Phys., **107**, 111101 (2010).
2. R. Horodecki et al. Rev. Mod. Phys., **81**, 865 (2009).

3. S. Yoshida, K. Suizu, E. Kato, Y. Nakagomi, Y. Ogawa, K. Kawase. *J. Mol. Spectrosc.*, **256**, 146 (2009).
4. У.А. Абдулин, Г.А. Ляхов, О.В. Руденко, А.С. Чиркин. *ЖЭТФ*, **66**(4), 1295 (1974).
5. K. Kawase, M. Sato, T. Taniuchi, H. Ito. *Int. J. Infrared and Millimeter Waves*, **17**(11), 1839 (1996).
6. Q. Xing, L. Lang, Z. Tian, N. Zhang, S. Li, K. Wang, L. Chai, Q. Wang. *Optics Communications*, **267**, 422 (2006).
7. X. Shi-Xiang, D. Xiao-Ming, Y. Xiao-Hua, L. Jing-Zhen. *Chin. Phys. Lett.*, **25**(12), 4262 (2008).
8. C. Zhang, Yu. Avetisyan, A. Glosser, I. Kawayama, H. Murakami, M. Tonouchi. *Optics Express*, **20**, 5784 (2012).
9. Yu. Avetisyan, M. Tonouchi. *Optics Letters*, **37**, 4155 (2012).
10. C. Zhang, Y. Avetisyan, G. Abgaryan, I. Kawayama, H. Murakami, M. Tonouchi. *Opt. Lett.*, **38**, 953 (2013).
11. Y. Avetisyan, C. Zhang, I. Kawayama, H. Murakami, T. Somekawa, H. Chosrowjan, M. Fujita, M. Tonouchi. *Opt. Express*, **20**, 25752 (2012).
12. C. Zhang, Y. Avetisyan, G. Abgaryan, I. Kawayama, H. Murakami, M. Tonouchi. *Opt. Lett.*, **38**, 953 (2013).
13. Г.К. Абгарян, Ю.О. Аветисян, А.О. Макарян, В.Р. Татевосян. *Известия НАН Армении, Физика*, **51**, 46 (2016).

INVESTIGATION OF THE EFFICIENCY OF TERAHERTZ
RADIATION GENERATION IN A NONLINEAR CRYSTAL
DEPENDING ON THE PARAMETERS OF EXCITING LASER BEAMS

A.H. MAKARYAN, Y.S. SAHAKYAN

The generation of THz radiation in a nonlinear single-domain lithium niobate crystal is considered. The lasing efficiency is investigated as a function of the angle between the directions of propagation of the exciting laser beams at different ratios of the beam radii and the THz radiation wavelength. The angular distribution of the generated radiation is investigated. It is shown that with an appropriate choice of the radii of the exciting beams, the angle between them, as well as the size and shape of the nonlinear crystal, it is possible to obtain highly directional THz radiation with the possibility of adjusting the directional pattern and spectral composition.