УДК 621.73.1

АНАЛИЗ ГЕНЕРАЦИИ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ МЕТОДОМ НЕЛИНЕЙНОГО СМЕШЕНИЯ ЛАЗЕРНЫХ ЧАСТОТ В КРИСТАЛЛЕ GaAs

Ю.О. АВЕТИСЯН¹, А.О. МАКАРЯН¹, В.Р. ТАТЕВОСЯН¹, К.Л. ВОДОПЬЯНОВ²

¹Ереванский государственный университет, Армения

²Стенфордский университет, США

(Поступила в редакцию 5 февраля 2009 г.)

Приведены результаты анализа генерации терагерцового (ТГц) излучения методом нелинейного смешения лазерных частот в кристалле арсенида галлия в случаях свободного и волноводного распространения ТГц волн. В первом случае сильная дифракция ТГц излучения ведет к отступлению от известного квадратичного закона роста мощности генерации с увеличением длины кристалла. Во втором случае учет пространственной расходимости возбуждающего лазерного пучка приводит к появлению максимума мощности генерации в зависимости от радиуса шейки пучка при заданной длине нелинейного волновода. Согласно оценкам, длине волновода 6 мм соответствуют оптимальный радиус лазерного пучка 18 мкм и максимальная мощность ТГц генерации ~27 Вт при мощностях лазерных пучков 10 кВт.

1. Введение

Современное развитие физики и астрономии привело к резкому увеличению числа исследований в терагерцовой области частот (1–10 ТГц). Стимулирование разработок в этом диапазоне диктуется как внутренней потребностью собственно радиофизики и электроники, так и уникальными возможностями применения ТГц излучения в различных областях: диагностика и идентификация материалов, формирование изображений (для целей биомедицины, безопасности), контроль состояния окружающей среды, техника связи и т.д. [1,2]. Однако практическая реализация этих приложений встречает ряд трудностей, связанных, в частности, с отсутствием компактных и эффективных источников ТГц излучения. Несмотря на проникновение методов и аппаратуры, присущих соседним оптическому и СВЧ диапазонам, ТГц участок спектра все еще остается технически крайне слабо оснащенным.

В настоящее время для получения частотно-перестраиваемого ТГц излучения широко используется метод нелинейного смешения частот лазеров в кристаллах [3,4]. При близких значениях частот ω_1 и ω_2 частота излучения на разностной частоте $\omega = \omega_1 - \omega_2$, попадает в ТГц диапазон и путем изменения одной из частот (ω_1 или ω_2) достигается перестройка частоты генерации. Несмотря на применение широкого класса нелинейных материалов (LiNbO3 [3], GaAs [4], DAST [5], GaP [6]) и использование различных типов двухчастотных лазеров, эффективность ТГц генерации все еще остается невысокой. Для эффективной генерации разностной частоты (ГРЧ) прежде всего, необходимо, чтобы волны, генерируемые со всей длины L нелинейного материала, складывались синфазно на его выходном конце. Это условие фазового согласования обеспечивается выравниванием скоростей распространения нелинейной поляризации среды и излучения на разностной частоте. При указанном условии и при пренебрежимо малом изменении поля лазерной накачки в кристалле мощность ГРЧ растет с длиной кристалла по квадратичному закону L^2 . Однако ряд причин ограничивает возможность применения длинных образцов кристаллов. Во-первых, это сравнительно высокое поглощение ТГц излучения в нелинейном материале. Во-вторых, с целью увеличения плотности мощности лазерного излучения обычно пользуются световыми пучками с малой апертурой w_0 , сравнимой и даже меньшей, чем длина волны ТГц излучения $\lambda_{_{THz}}$ В этих условиях $(w_0 < \lambda_{_{\rm THz}})$ апертуры отдельных ТГц волн на выходном торце кристалла сильно разнятся, поскольку волны, генерируемые с удаленных участков, испытывают наибольшую дифракцию (рис.1). Из-за несовершенства пространственного наложения этих волн, в длинных образцах кристаллов становится заметным отступление от квадратичного закона роста мощности ГРЧ с увеличением длины L. Кроме того, при малом ио определенную отрицательную роль выполняет также дифракционная расходимость оптического пучка, снижающая величину напряженности оптического поля накачки по мере распространения в среде. В большинстве публикаций, посвященных ГРЧ в поперечно-неограниченных образцах кристаллов [7-11], учету пространственной расходимости генерируемого ТГц пучка не уделяется должного внимания. В исследованиях же, посвященных ГРЧ в ТГц волноводах [12-15], основное внимание фокусировалось на возможности выполнения условия фазового согласования благодаря дисперсии волновода и почти не было исследовано влияние дифракционной расходимости оптического пучка на эффективность ГРЧ. Последнее выглядит важным для нахождения оптимального размера пучка, обеспечивающего наибольшее значение эффективности генерации ппри заданной длине нелинейного волновода. Существование такого максимума определяется конкурирующим действием дифракционной расходимости лазерного пучка и плотности оптической мощности на процесс ГРЧ.

В настоящей работе на примере ГРЧ в материале GaAs исследуется влияние дифракции возбуждающего оптического и генерируемого ТГц излучений на эффективность ГРЧ. Выбор арсенида галлия связан с его высокой нелинейной восприимчивостью, сравнительно низким поглощением ТГц волн (коэффициент поглощения $\alpha < 5$ см⁻¹ для частот ниже 3 ТГц) и его хорошими механическими и теплопроводящими свойствами. В первой части работы приводятся результаты расчетов зависимости мощности ГРЧ от длины поперечно-неограниченного образца кристалла GaAs с учетом поглощения генерируемого ТГц излучения, а также дифракции оптического и ТГц пучков. Во второй части проводятся аналогичные расчеты для случая, когда волна ГРЧ возбуждается в ТГц диэлектрическом волноводе. Применение волновода, наряду с коллимацией ТГц излучения, позволяет легко удовлетворить условие фазового согласования ГРЧ благодаря дисперсии волновода. Здесь дополнительным достоинством использования GaAs является сравнительно малая разность его показателей преломления в оптическом и ТГц диапазонах $\Delta n \approx 0.27$ (например, в LiNbO₃ величина $\Delta n \approx 3$), что позволяет обеспечить выполнение условия фазового согласования ГРЧ вдали от частоты отсечки фундаментальной моды. Кроме того, целесообразность рассмотрения ТГц волновода на основе материала GaAs определяется хорошо разработанной технологией изготовления таких волноводов.



Рис.1. Схематическое представление расходящегося ТГц пучка, генерируемого в нелинейном кристалле.

2. Мощность ГРЧ в поперечно-неограниченном образце кристалла

Пусть в нелинейном материале вдоль оси *z* распространяется дублет монохроматических волн с частотами ω_1 , ω_2 , амплитудами E_{m1} , E_{m2} и одинаковыми гауссовыми профилями интенсивностей. Из-за нелинейного взаимодействия в нелинейной среде возникает поляризация \mathbf{P}_{NL} на разностной частоте $\omega_{\text{THz}} = \omega_1 - \omega_2$, величину которой запишем в виде

$$\mathbf{P}_{NL}(x, y, z, t) = 2d_{eff} E_{m1} E_{m2}^* e^{-2\frac{x^2 + y^2}{w_0^2}} e^{i(\omega_{THz} t - k_s z)} , \qquad (1)$$

где d_{eff} – эффективный нелинейный коэффициент материала, w_0 – радиус лазерного пучка, $k_s = k_1 - k_2$, $k_1 = \omega_1 n_1/c$ и $k_2 = \omega_2 n_2/c$ – волновые числа взаимодействующих волн, n_1 и n_2 – соответствующие показатели преломления. Представим нелинейный кристалл в виде последовательности бесконечно малых отрезков длиной Δz . Пользуясь методом медленно меняющейся амплитуды, для амплитуды поля, генерируемого элементарным отрезком длиной Δz , в непосредственной близости от его конца, при условии выполнения фазового согласования $k_s = \omega_{\text{THz}} n_{\text{THz}} / c$, имеем [7,8]

$$\Delta E_{\rm THz} = \frac{2\pi}{\lambda_{\rm THz} n_{\rm THz}} d_{eff} E_{m1} E_{m2}^* e^{-2\frac{\chi^2 + \chi^2}{w_0^2}} \Delta z , \qquad (2)$$

где $n_{\text{тнz}}$ – показатель преломления среды на частоте генерации.

Предполагая, что отдельные ТГц волны с места их зарождения до выходного сечения кристалла z = L распространяются как гауссовы пучки, и проведя соответствующее суммирование, нетрудно рассчитать поле ГРЧ. В результате для мощности на выходе нелинейного кристалла (z = L) получаем

$$P_{\rm THz} = \left(4\pi^2 W_0 d_{14}^2 P_1 P_2 / n_1 n_2 n_{\rm THz} \lambda_{\rm THz}^2 S_0\right) L_{eff}^2 , \qquad (3)$$

где

$$L_{eff}^{2} = \frac{2}{S_{0}} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ \int_{0}^{L} \left[1 + \left(\frac{(L-z)}{z_{\text{TH}z}} \right)^{2} \right]^{-\frac{1}{2}} \right]^{2}$$

$$\exp \left[-\frac{2\left(y^{2} + x^{2} \right)}{w_{0}^{2} \left[1 + (L-z)^{2} / z_{\text{TH}z}^{2} \right]} \right] \exp \left[-\frac{\alpha(L-z)}{2} \right] dz \right\}^{2} dy dx,$$
(4)

 $S_0 = \pi w_0^2/2$ – эффективная площадь лазерного пучка, $W_0 = 120\pi$ Ом – импеданс свободного пространства, $P_1 = n_1 |E_{m1}|^2 S_0/2W_0$ и $P_2 = n_2 |E_{m2}|^2 S_0/2W_0$ – мощности излучений на частотах ω_1 и ω_2 , α – коэффициент поглощения ТГц излучения в кристалле, $z_{\text{THz}} = n_{\text{THz}} \pi w_0^2/2\lambda_{\text{THz}}$ – рэлеевское расстояние ТГц пучка в кристалле.

В формуле (4) первые два множителя в подынтегральном выражении описывают дифракционное расширение ТГц гауссового пучка, а последний множитель связан с учетом поглощения генерируемых волн в кристалле. Легко убедиться, что при $z_{\text{THz}} \rightarrow \infty$ и $\alpha = 0$ эффективная длина генерации L_{eff} не отличается от геометрической ($L_{eff} = L$) и формула (3) совпадает с известным выражением для мощности ГРЧ [7,11].

Для дальнейших расчетов воспользуемся численными значениями Птн_z = 150 мкм, $n_{\text{THz}} = 3.6$, $\alpha = 3 \text{ см}^{-1}$ и $w_0 = 30$ мкм, близкими к величинам, используемым нами в эксперименте [4]. Зависимость эффективной длины генерации L_{eff} от геометрической длины L, в предположении отсутствия поглощения α = 0, иллюстрируется на рис.2 (пунктирная линия). Как видно, она аппроксимируется линейной зависимостью с коэффициентом пропорциональности $K \approx 0.83$. Учитывая квадратичную зависимость мощности ГРЧ от эффективной длины, приходим к выводу, что дифракция генерируемой ТГц волны приводит к снижению мощности в 1.44 раза. Отметим, что в формуле (4) и в этих расчетах мы пренебрегали дифракционной расходимостью лазерного излучения. Согласно оценкам, рэлеевское расстояние лазерного пучка с длиной волны 2 мкм и радиусом $w_0 = 30$ мкм составляет $z_0 = 4.8$ мм и, следовательно, в длинных образцах кристаллов необходимо учитывать также расходимость оптического пучка. С этой целью введем в подынтегральное выражение формулы (4) множитель $\gamma(z) = \left[1 + (L/2 - z)^2 / z_0^2\right]^{-1}$, предполагая, что центр перетяжки гауссового лазерного пучка располагается в центре кристалла z = L/2 [16]. Результаты расчетов зависимости $L_{eff} = L_{eff}(L)$ представлены на рис.2 (штрих-пунктирная кривая). Как видно, при длине образца 1,2 см отношение $L_{eff} / L \approx 0.63$, что эквивалентно снижению мощности более чем в 2.5 раза.



Рис.2. Зависимость эффективной длины ГРЧ от геометрической длины кристалла: при учете дифракционной расходимости лазерного и ТГц пучков (1), при учете только дифракционной расходимости ТГц пучка (2), и при учете дифракционной расходимости ТГц пучка и ТГц поглощения (3).

Зависимость $L_{eff} = L_{eff}(L)$ при учете поглощения ТГц волны в кристалле представлена на рис.2 с помощью сплошной кривой. Как и следовало ожидать, сильное поглощение ТГц волны нивелирует зависимость L_{eff} от эффектов дифракции и кривая зависимости $L_{eff} = L_{eff}(L)$ при длинах $L \approx 2.5/\alpha \approx 8$ мм выходит на насыщение.

3. Мощность ГРЧ в диэлектрическом волноводе

Рассмотрим теперь ГРЧ в диэлектрическом волноводе ТГц диапазона в предположении, что нелинейная поляризация вновь определяется выражением (1) с учетом множителя ((*z*). Пользуясь ортогональностью мод волновода, для амплитуды моды, генерируемой с элементарного отрезка длиной (*z* имеем [17]

$$\Delta E_{\rm THz} = \frac{2\pi}{\lambda_{\rm THz} n_{eff} S_{\rm THz}} E_{m1} E_{m2}^* \int_{S_{NL}} d_{eff} \gamma(z) e^{-2\frac{x^* + y^*}{w_0^2}} \Psi^*(x, y) dx dy \Delta z, \tag{5}$$

где $S_{\text{THz}} = \int \psi(x, y) \psi^*(x, y) dx dy$, $\psi(x, y) - функция$, описывающая распрежеле-

ние поля волноводной моды в поперечном сечении волновода, $n_{e\!f\!f} = k_z c/\omega_{T\!H\!z}$ – эффективный показатель преломления волновода, k_z – продольное волновое число моды, и условие фазового согласования $k_s = k_z$ предполагается выполненным.

В выражении (5) интегрирование ведется по площади поперечного сечения нелинейного диэлектрика ($d_{eff} = 0$), а в (6) – по площади сечения генерируемого ТГц пучка. Ограничим наше дальнейшее рассмотрение случаем, когда волноводом служит прямоугольный брусок арсенида галлия, окруженный со всех сторон воздухом. В этом случае функция распределения поля четной моды определяется зависимостью $\Psi(x, y) = \cos(k_x x) \cos(k_y y)$ внутри диэлектрика, а вне его поле быстро затухает с увеличением расстояния, отсчитываемого от боковых поверхностей диэлектрика [18]. Как известно, скорость убывания поля вне диэлектрика пропорциональна разности показателей преломления материалов диэлектрика и окружающего его пространства Δn . В нашем случае эта разность достаточно велика ($\Delta n \approx 2.6$), что позволяет в расчетах $S_{\rm THz}$ по формуле (6) пренебрегать полем вне диэлектрика. Поступая далее аналогично случаю ГРЧ в поперечно-неограниченном образце кристалла, для мощности генерации в волноводе получаем

$$P_{\rm THz} = \left(4\pi^2 W_0 d_{14}^2 P_1 P_2 / n_1 n_2 n_{eff} \lambda_{\rm THz}^2 S_0\right) L_{eff}^2 , \qquad (6)$$

где

$$L_{eff} = \sqrt{\frac{2}{S_0 S_{\text{THz}}}} \int_{0}^{L} \int_{-a/2}^{a/2} \int_{-b/2}^{b/2} e^{-2\frac{x^2 + y^2}{w_0^2}} \cos(k_x x) \cos(k_y y) \gamma(z) \exp\left[-\frac{\alpha(L-z)}{2}\right] dz dx dy, \quad (7)$$

а и *b* – размеры волновода вдоль осей *х* и *y*, соответственно.

Ограничим дальнейшее рассмотрение случаем, когда условие фазового согласования выполняется для фундаментальной моды волновода E_{11}^y . Согласно [18], в режиме, далеком от отсечки, поперечные волновые числа определяются соотношениями

$$k_x \approx \frac{\pi}{a} \left(1 + \frac{\lambda_{\text{THz}}}{\pi a \sqrt{n_{\text{THz}}^2 - 1}} \right)^{-1}, \quad k_y \approx \frac{\pi}{b} \left(1 + \frac{\lambda_{\text{THz}}}{n_{\text{THz}}^2 \pi b \sqrt{n_{\text{THz}}^2 - 1}} \right)^{-1}.$$
 (8)

Отметим, что в (8) пара размеров волновода (*a* и *b*) не может быть выбрана произвольно, поскольку при заданной длине волны λ_{THz} поперечные волновые числа взаимосвязаны необходимостью соблюдения условия фазового согласования. Действительно, представив $k_1 - k_2 \approx \omega_{\text{THz}} n_g / c$ (где $n_g = c (dk/d\omega)$ –

показатель преломления, соответствующий групповой скорости оптического излучения), из условия фазового согласования получаем $n_g = n_{eff}$, что приводит к следующей связи между поперечными волновыми числами:

$$k_x^2 + k_y^2 = \frac{4\pi}{\lambda_{\text{THz}}^2} \left(n_{\text{THz}}^2 - n_g^2 \right).$$
(9)

Выражения (8) и (9) позволяют легко рассчитать возможные значения поперечных размеров волновода *а* и *b*, при которых условие фазового согласования удовлетворяется для заданной длины волны генерации λ_{THz} . Так, например, при $\lambda_{\text{THz}} = 120$ мкм, $n_g = 3.41$ (что соответствует групповой скорости излучения с длиной волны ~2 мкм в GaAs) и *a* = 60 мкм получаем *b* = 70 мкм.

Теперь, пользуясь этими численными значениями а и b, рассчитаем эффективную длину L_{eff} взаимодействия в волноводе. В отсутствие поглощения $\alpha = 0$ и при расходимости лазерного пучка $\Delta(z) = 1$ зависимость $L_{eff} = L_{eff}(L)$ при прежнем радиусе оптического пучка и = 30 мкм представлена на рис.3 (пунктирная линия). Как видно, эффективная длина взаимодействия приблизительно совпадает с геометрической длиной, что свидетельствует о близком к совершенному пространственному наложению ТГц полей, генерируемых с различных участков нелинейного волновода. Как и следовало ожидать, при учете расходимости лазерного пучка ($\gamma(z) \neq 1$) отклонение L_{eff} от геометрической длины L становится заметным, особенно при длинах L порядка рэлеевского расстояния zo. Это иллюстрируется на рис.3, где соответствующая зависимость $L_{eff} = L_{eff}(L)$ представлена штрих-пунктирной кривой. Там же приведена зависимость $L_{eff} = L_{eff}(L)$, построенная при учете также поглощения ТГц волны в волноводе. В отличие от ранее рассмотренного случая ГРЧ в поперечно-неограниченном образце кристалла, зависимость не выходит на участок насыщения, а имеет очень пологий максимум в окрестности *L*_m ≈ 3,3/α = 10 мм. Присутствие последнего, т.е. медленное убывание Leff в области значений L > Lm связано с тем, что при сильном затухании ТГц волны ($\alpha L > 3$) вклад начальных участков нелинейного материала практически исчезает, тогда как вклад конечных участков ослабевает из-за убывания поля лазерного пучка вследствие дифракционной расходимости. Это подтверждается типом зависимости L_{eff} = $L_{eff}(L)$, представленной на рис.3 для лазерного пучка с радиусом $w_0 = 22$ мкм. Видно, что из-за возросшей роли дифракционной расходимости пучка с меньшим радиусом максимум эффективной длины убывает и сдвигается в область более коротких длин L.

Следует отметить, что уменьшение эффективной длины L_{eff} для пучка с меньшим радиусом w_0 не приводит обязательно к уменьшению мощности ГРЧ, поскольку, согласно (6), мощность генерации $P_{THz} \sim F = L_{eff}^2 / w_0^2$. В этой связи исследуем далее зависимость коэффициента F от радиуса пучка w_0 . Как следует из расчетов зависимости $L_{eff} = L_{eff}(L)$, использование особо длинных образцов



Рис.3. Зависимость эффективной длины ГРЧ от геометрической длины волновода при радиусе лазерного пучка в середине волновода $w_0 = 30$ мкм в отсутствие ТГц поглощения без учета (1) и с учетом дифракционной расходимости лазерного пучка (2), с учетом ТГц поглощения и дифракционной расходимости лазерных пучков с прежним радиусом $w_0 = 30$ мкм (3) и радиусом $w_0 = 22$ мкм (4).



Рис. 4. Зависимость коэффициента F от радиуса лазерного пучка ию при длинах L = 6 мм (1), L = 3 мм (2) с учетом его дифракционной расходимости и в отсутствие дифракционной расходимости при длине L = 6 мм (3).

нелинейного материала с $L > 2/\alpha = 6$ мм лишено практического смысла. Поэтому расчеты коэффициента F проводились только при двух значениях L = 6 мм и L = 3 мм. Кроме того, в подынтегральном выражении формулы (7) радиус пучка ию заменялся на $w_0\gamma(z)^{-1/2}$, так как в случае малых w_0 , наряду с убыванием оптического поля накачки пропорционально $\gamma(z)$, становится ощутимым также и

дифракционное расширение радиуса пучка. Зависимости $F = F(w_0)$ при двух значениях длин материала 6 мм и 3 мм представлены на рис.4 с помощью сплошной и штрих-пунктирной линий, соответственно. Как видно из рисунка, существует оптимальный радиус пучка, при котором коэффициент F, а, следовательно, также мощность ГРЧ достигают своих наибольших значений. Существование максимума мощности обусловлено конкурирующим действием дифракционной расходимости лазерного пучка и плотности оптической мощности на процесс ГРЧ. Как показано на рис.4, при уменьшении длины нелинейного материала максимум коэффициента $F = F_{max}$ убывает и сдвигается в область меньших ию.

Пользуясь формулой (6) и результатами расчетов F_{max} , нетрудно оценить эффективность генерации $\eta = P_{\text{THz}} / P_i P_2$ в волноводе длиной L = 6 мм. Подстановка в (6) длины волны $\lambda_{\text{THz}} = 120$ мкм, нелинейного коэффициента арсенида галлия $d_{\text{eff}} = d_{14} = 47410^{106}$ мкм/В [19], $n_1 \approx m_2 \approx n_{\text{eff}} = 3.41$ и $F_{max} = 2.1 \text{x} 10^4$ (соответствующем радиусу $w_0 = 18$ мкм) ведет к $\eta = 7.7410^{107}$ Вт⁰¹. С учетом френелевских отражений оптических и ТГц волн, соответственно, на входных и выходных границах волновода, имеем $\eta \approx 2.7410^{107}$ Вт⁰¹. Таким образом, при использовании импульсных лазеров с пиковой мощностью $P_1 = P_2 = 10$ кВт мощность ТГц излучения оценивается как $P_{\text{THz}} \approx 27$ Вт. При указанной мощности лазеров и радиусе пучка $w_0 = 18$ мкм плотность мощности внутри материала арсенида галлия составляет ~ 2 ГВт/см², что ниже порога развития процесса многофотонного поглощения в кристалле GaAs на длине волны $\lambda \approx 2$ мкм [19]. Выше рассчитанному значению ТГц и лазерных мощностей соответствует высокая квантовая эффективность процесса преобразования частоты $\lambda_{ph} = P_{\text{THz}}\lambda_{\text{THz}} / P_i\lambda = 16\%.$

В заключение исследуем зависимость коэффициента F от радиуса пучка ио в отсутствие дифракционной расходимости, что может иметь место при распространении лазерных пучков в оптическом волноводе. В этом случае коэффициент F (а с ним и мощность ГРЧ) монотонно растет с уменьшением радиуса лазерного пучка (рис.4, пунктирная кривая). Отсюда можно сделать вывод, что для увеличения эффективности ТГц генерации η полезно пользоваться волноводным режимом распространения оптического излучения. Однако, согласно оценкам, эффективность генерации η при радиусе оптической моды и = 2 мкм превосходит ранее рассчитанное значение (для ию = 18 мкм) всего в 1.8 раза. Поэтому практическая целесообразность использования оптического волновода выглядит сомнительной при учете всех сложностей его изготовления внутри терагерцового GaAs волновода. На наш взгляд, существенно более перспективной выглядит конструкция, когда оптический волновод, изготовленный из материала с высокой нелинейностью и лучевой прочностью (как, например, GaAs или LiNbO₃), располагается в середине ТГц волновода, изготовленного из высокоомного кремния или сапфира. Последние, как известно, обладают незначительным поглощением ТГц волн. Поскольку поперечные размеры оптического волновода весьма малы (~1-2 мкм), затухание ТГц волн будет в основном определяться поглощением в кремнии (или сапфире). Следовательно, благодаря использованию длинных образцов (*L* = 5–10 см) нелинейного материала можно будет значительно увеличить эффективность ТГц генерации.

4. Заключение

Таким образом, результаты исследования свидетельствуют о перспективности осуществления генерации ТГц излучения методом ГРЧ в GaAs волноводе терагерцового диапазона. Рассчитаны размеры волновода, при которых выполняется условие фазового согласования на фундаментальной моде. Показано, что для каждой заданной длины нелинейного материала имеется оптимальный радиус лазерного пучка, при котором эффективность ГРЧ максимальна. При суммарной мощности двухчастотного лазерного излучения в арсениде галлия 20 кВт максимальная мощность генерации в волноводе длиной 6 мм оценивается свыше 75 Вт. Таким образом, даже при скважности оптических импульсов ~ 10⁴ средняя мощность генерируемого ТГц излучения имеет мВт уровень, что достаточно для многих практических приложений.

Авторы выражают благодарность Р.М. Мартиросяну за интерес к работе и ценные обсуждения. Работа выполнена в рамках проекта 139 Государственного комитета Республики Армения и при частичной поддержке гранта ANSEF по. EN-1521.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. M.Tonouchi. Nature Photon., 1, 97 (2007).
- 2. P.H.Siegel. IEEE Trans. Microwave Theory Tech., 50, 910 (2002).
- 3. T.D.Wang, S.T.Lin, Y.Y.Lin, A.C.Chiang, Y.C.Huang. Opt. Express, 16, 6471 (2008).
- 4. K.L.Vodopyanov, Yu.H.Avetisyan. Opt. Lett., 33, 2314 (2008).
- 5. P.E.Powers, R.A.Alkuwari, J.W.Haus, K.Suizu, H.Ito. Opt. Lett., 30, 640 (2005).
- 6. J.Nishizawa et al. IEEE Photon. Tech. Lett., 19, 143 (2007).
- 7. A.Yariv. Quantum Electronics. New York, Wiley, 1989.
- 8. J.W.Haus et al. Laser Physics, 14, 635, (2004).
- 9. X.Liu, H.Zhang, M.Zhang. Opt. Express, 10, 83 (2002).
- 10. Y.J.Ding. IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron., 10, 1171 (2004).
- 11. D.Creeden, et al. IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron., 13, 732 (2007).
- 12. Ю.О.Аветисян, Р.М. Мартиросян, Э.Г.Мирзабекян, П.С.Погосян. Квантовая электроника, **5**, 659 (1978).
- A.S.Nikoghosyan, E.M.Laziev, R.M.Martirosyan, A.A.Hakhoumian, J.M.Chamberlain, R.A.Dudley, N.N.Zinovev. Proc.SPIE, 6257, 201 (2006).
- 14. D.E.Thompson, P.D.Coleman. IEEE Trans. Microwave Theory Tech., 22, 995 (1974).
- 15. V.Berger, C.Sirtori. Semicond. Sci. Technol., 19, 964 (2004).
- 16. С.А.Ахманов, С.Ю.Никитин. Физическая оптика. М., Наука, 2004.
- 17. T.Suhara, M.Fujimura. Waveguide nonlinear-optics devices. Berlin, Springer, 2003.
- 18. E.A.Marcatili. Bell Syst. Tech. J., 48, 2071 (1969).
- 19. K.L.Vodopyanov et al. Appl. Phys. Lett., 89, 141119 (2006).

LԱՁԵՐԱՅԻՆ ՀԱՃԱԽՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ՈՉ ԳԾԱՅԻՆ ԽԱՌՆՄԱՆ ԵՂԱՆԱԿՈՎ GaAs ԲՅՈՒՐԵՂՈՒՄ ՏԵՐԱՀԵՐՑԱՅԻՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ԳԵՆԵՐԱՑՄԱՆ ՎԵՐԼՈՒԾՈՒԹՅՈՒՆԸ

ՅՈՒ.Հ. ԱՎԵՏԻՍՅԱՆ, Ա.Հ. ՄԱԿԱՐՅԱՆ, Վ.Ռ. ԹԱԴԵՎՈՍՅԱՆ, Կ.Լ. ՎՈԴՈՊՅԱՆՈՎ

Բերված են գալիումի արսենիդի բյուրեղում լազերային համախությունների ոչ գծային խառնման եղանակով տերահերցային (S2g) մառագայթման գեներացման տեսական հետազոտությունների արդյունքները՝ S2g ալիքների ազատ և ալիքատարային տարածման դեպքերում։ Առաջին դեպքում S2g ալիքների ուժեղ տարամիտումը բերում է բյուրեղի երկարությունից գեներացման հզորության քառակուսային օրենքով հայտնի կախվածությունից շեղ-ման։ Երկրորդ դեպքում գրգռող լազերային փնջերի տարածական տարամիտման հաշվի առ-նելը, ոչ գծային ալիքատարի տրված երկարության դեպքում, բերում է գեներացման հզորու-թյան մաքսիմումի առաջացմանը՝ կախված փնջի վզիկի շառավղից։ Համաձայն գնահատա-կանների, 6 մմ երկարությամբ ալիքատարին համապատասխանում է լազերային փնջի 18 մկմ օպտիմալ շառավիղը, որի դեպքում ՏՀց գեներացման մաքսիմալ հզորությունը ~27 Վտ է, երբ լազերային փնջերի հզորությունը կազմում է 10 ԿՎտ։

ANALYSIS OF GENERATION OF TERAHERTZ RADIATION BY NONLINEAR MIXING OF LASER FREQUENCIES IN GaAs CRYSTAL

YU.H. AVETISYAN, A.H. MAKARYAN, V.R. TADEVOSYAN, K.L. VODOPYANOV

The results of analysis of terahertz (THz) wave generation by nonlinear mixing of laser frequencies in GaAs crystal in free- and guided- THz waves propagation cases are presented. In first case, the strong diffraction of THz radiation leads to deviation from known square-law growth of generated power with increasing crystal length. In second case, the spatial divergence of the exciting laser beam results in existence of the maximum in dependence of generated power on the radius of laser beam waist for a given length of the nonlinear waveguide. According to estimations, the optimal radius of laser beam is 18 μ m for waveguide length 6 mm and the maximal generated THz power is 27 W for the laser beam powers of 10 kW.