

Генерация терагерцовых импульсов наносекундной длительности методом оптического выпрямления

А. Н. Тучак⁺*, Г. Н. Гольцман[×], Г. Х. Китаева⁺, А. Н. Пенин⁺, С. В. Селиверстов[×], М. И. Финкель[×],
А. В. Шепелев[°], П. В. Якунин⁺

⁺ МГУ им. Ломоносова, 119991 Москва, Россия

* Московский государственный текстильный университет им. Косыгина, 119071 Москва, Россия

[×] Московский государственный педагогический университет, 119991 Москва, Россия

[°] Российский государственный университет нефти и газа им. Губкина, 119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 14 июня 2012 г.

Экспериментально продемонстрирована возможность генерации квазинепрерывного терагерцового излучения методом оптического выпрямления широкополосных фурье-неограниченных лазерных импульсов наносекундной длительности. В качестве источника накачки нелинейно-оптического генератора использовалось широкополосное излучение лазера на кристалле LiF с центрами окраски. Энергетическая эффективность оптико-терагерцового преобразования частоты составила $4 \cdot 10^{-9}$ при плотности мощности накачки 7 МВт/см^2 в периодически поляризованном кристалле ниобата лития.

В последнее время наблюдается растущий интерес к освоению терагерцового диапазона электромагнитных волн, относящегося к интервалу частот 0.3–10 ТГц. Продиктованный важными прикладными задачами, такими, как развитие систем связи, спектроскопии, неразрушающего контроля и обнаружения скрытых объектов, этот интерес одновременно стимулирует фундаментальные исследования в самых различных областях физики. С целью создания высокоэффективных источников и приемников в столь труднодоступном диапазоне частот выдвигаются новые идеи в области твердотельной микро- и нанoeлектроники [1, 2], физики высоких энергий [3], лазерной физики и т.д. Хорошо зарекомендовали себя методы, основанные на нелинейно-оптическом преобразовании частот лазеров оптического диапазона [4]. В первую очередь это относится к системам, использующим в качестве накачки фемтосекундные лазерные импульсы. Терагерцовая генерация здесь производится при комнатной температуре с использованием только одного лазерного источника за счет эффекта оптического выпрямления его фурье-ограниченных импульсов, имеющих спектральную ширину порядка 10 ТГц. При использовании пространственно-однородных нелинейно-оптических кристаллов, таких, как ZnTe, GaSe, GaAs, GaP, спектр генерации занимает широкий диапазон, достигающий нескольких терагерц [5, 6]. При использовании режима квазисинхронизма в периодически поляризованных кристаллах, например кристаллах ниобата лития (PPLN), генерируются узкие спектральные линии перестраива-

емой частоты [7]. Формирование мультичастотных и более сложных заранее заданных спектров генерации может происходить на стадии изготовления аперидически поляризованных кристаллов [8].

Возможность управления спектром генерации за счет доменной структуры кристалла и использование только одного лазерного источника делают метод оптического выпрямления чрезвычайно привлекательным. Однако до сих пор этот метод применялся только для генерации коротких терагерцовых импульсов (длительностью не более 15–25 пс) в условиях фемтосекундной накачки. Вместе с тем во многих прикладных задачах более востребованными являются генераторы непрерывного и квазинепрерывного терагерцового излучения высокой средней мощности с длиной импульса от 1 нс и выше. Требования, выдвигаемые при этом к лазерным источникам накачки, довольно высоки. Это максимальная компактность при высокой пиковой мощности и низкой чувствительности к условиям внешней среды. При генерации квазинепрерывного излучения чаще всего применяются подходы, основанные на вычитании частот двух монохроматических лазерных систем накачки [9]. При необходимости перестройки частоты терагерцовой генерации одна из систем должна также оснащаться устройством для перестройки оптической частоты накачки. Все это не способствует уменьшению размеров установки. Альтернативным подходом является создание терагерцового параметрического генератора, использующего только один источник накачки. Такие системы уже соз-

даны для генерации как наносекундных импульсов [10], так и непрерывного терагерцового излучения [11]. В этом случае, как и при оптическом выпрямлении, перестройка терагерцовой частоты осуществляется за счет нелинейного кристалла. Однако требования, предъявляемые к параметрам резонатора терагерцового параметрического генератора, чрезвычайно высоки. Они накладывают серьезные ограничения на широкое применение данных устройств. В настоящей работе в качестве альтернативного подхода исследуется возможность применения метода оптического выпрямления, но с заменой фемтосекундной накачки накачкой лазерными импульсами наносекундной длительности. Очевидно, что такой метод генерации применим только к широкополосным лазерным источникам, генерирующим в пределах столь же широкой частотной полосы. При условии сохранения всех основных преимуществ метода оптического выпрямления, связанных с простотой управления спектром генерации, замена крупногабаритной и чувствительной к условиям эксплуатации мощной фемтосекундной системы компактным широкополосным твердотельным лазером оказалась бы важным шагом на пути создания терагерцовых генераторов, перспективных для практического применения во внелабораторных условиях. Вместе с тем определенные сомнения фундаментального характера, речь о которых пойдет ниже, до сих пор останавливали исследования в данной области.

При облучении нелинейно-оптического кристалла широкополосными лазерными импульсами излучение любой фиксированной терагерцовой частоты Ω появляется благодаря процессам параметрического вычитания частоты, которые происходят между всеми парами спектральных компонент накачки, отстающих друг от друга по частоте на величину Ω . Пусть на кристалл падает оптический импульс с временной огибающей $B_p(t)$ и распределением поля $E_p(x, t) \equiv B_p(t)e^{-i\omega_0 t + ik(\omega_0)x} = \int_{-\infty}^{\infty} A_p(\omega)e^{-i\omega t + ik(\omega)x} d\omega$, где $A_p(\omega) = |A_p(\omega)|e^{i\varphi_p(\omega)}$ – амплитуды спектральных компонент накачки (в общем случае комплексные). Спектральное распределение амплитуд генерируемых терагерцовых волн $A(\Omega)$ в режиме слабого усиления и заданной накачки зависит от параметров кристалла и лазерного импульса следующим образом [12]:

$$A(\Omega) = \frac{i \cdot 2\pi\Omega^2 L}{k_{\text{ТНз}} c^2} E^{-\alpha_{\text{ТНз}} L/4} T(\Omega) C(\Omega), \quad (1)$$

где $k_{\text{ТНз}} = k_{\text{ТНз}}(\Omega)$ – волновой вектор терагерцового излучения, $\alpha_{\text{ТНз}} = \alpha_{\text{ТНз}}(\Omega)$ – коэффициент поглоще-

ния, L – длина кристалла, $T(\Omega)$ – функция нелинейной передачи кристалла, которая напрямую зависит от условий согласования фаз оптических и терагерцовых волн в кристалле. По определению T -функция представляет собой фурье-образ пространственного распределения квадратичной восприимчивости кристалла в пространстве расстроек волновых векторов [12]. Функция $C(\Omega)$ представляет собой фактор, зависящий от спектрального распределения комплексной амплитуды оптической накачки $A_p(\omega)$:

$$C(\Omega) = \int_{-\infty}^{\infty} A_p(\omega) A_p^*(\omega - \Omega) d\omega. \quad (2)$$

Основным принципиальным отличием накачки кристаллов широкополосными наносекундными импульсами от фемтосекундной накачки является несогласованность длительности и ширины спектра лазерных импульсов. В случае фурье-ограниченных импульсов такое согласование имеет место и фазы различных спектральных компонент накачки $A_p(\omega)$ одинаковы. При этом C -фактор волнового пакета имеет максимально возможную амплитуду и определяется непосредственно фурье-преобразованием временного распределения интенсивности импульса накачки:

$$C(\Omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} |B_p(t)|^2 e^{i\Omega t} dt. \quad (3)$$

В случае фурье-неограниченных импульсов фазы $\varphi_p(\omega)$ различных спектральных компонент $A_p(\omega) = |A_p(\omega)|e^{i\varphi_p(\omega)}$ могут быть неодинаковыми и в результате интегрирования (2) C -фактор может оказаться существенно ниже, чем при фемтосекундной накачке. По-видимому, это соображение и являлось до сих пор препятствием на пути применения метода оптического выпрямления для наносекундных импульсов.

Для экспериментальной проверки возможности оптического выпрямления фурье-неограниченных импульсов нами была собрана установка, представленная на рис. 1. Оптическое выпрямление осуществлялось как в периодически поляризованных кристаллах LiNbO_3 или Mg:Y:LiNbO_3 (PPLN), так и в кристаллах ZnTe . В кристаллах LiNbO_3 и Mg:Y:LiNbO_3 были получены одинаковые эффективности преобразования. В связи с этим далее приводятся экспериментальные зависимости только для одного из кристаллов PPLN. В качестве накачки кристалла-генератора использовалось широкополосное излучение лазера на кристалле LiF с

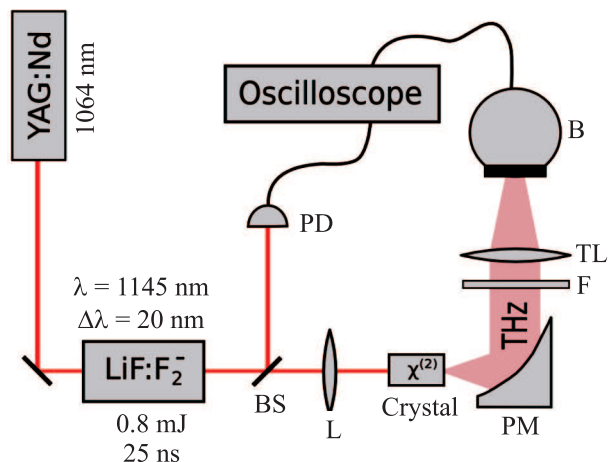


Рис. 1. Экспериментальная установка для измерения эффективности квазинепрерывной генерации терагерцового излучения: BS – светоделитель (пропускание $\sim 99\%$), PD – фотодетектор, L – сферическая линза с фокусным расстоянием 50 см, Crystal – нелинейно-оптический кристалл, PM – внеосевое параболическое зеркало, F – фильтр для отсеивания оптического излучения и ослабления терагерцового излучения, TL – тефлоновая линза, B – болометр

центрами окраски (центральная длина волны генерации 1145 нм, ширина линии генерации около 20 нм; см. рис. 2). Для накачки LiF-лазера использовался

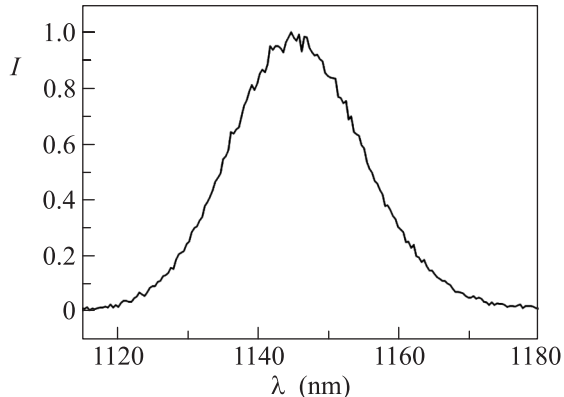


Рис. 2. Спектр излучения LiF-лазера на центрах окраски

Nd:YAG-лазер. Длительность выходных импульсов широкополосной накачки составляла около 25 нс. Энергия широкополосного лазерного импульса накачки, поступающего на кристалл терагерцового генератора, варьировалась в пределах 0.1–0.8 мДж. При этом лазерное излучение фокусировалось в кристалл, так что максимальная плотность мощности накачки на входной поверхности кристалла составляла $7 \text{ МВт}/\text{см}^2$. Эта величина примерно на

два порядка меньше предельных значений плотности мощности, соответствующих порогу оптического разрушения кристаллов Mg:Y:LiNbO_3 при облучении лазерными импульсами данной длительности. Фотодетектор (PD) использовался для измерения пиковой мощности падающего на нелинейный кристалл излучения. Терагерцовое излучение, генерируемое на выходе из кристалла-генератора, измерялось при помощи НЕВ-болометра, интегрированного с планарной широкополосной антенной (рис. 3) [13]. Достижимые для этих детекторов эквивалентные

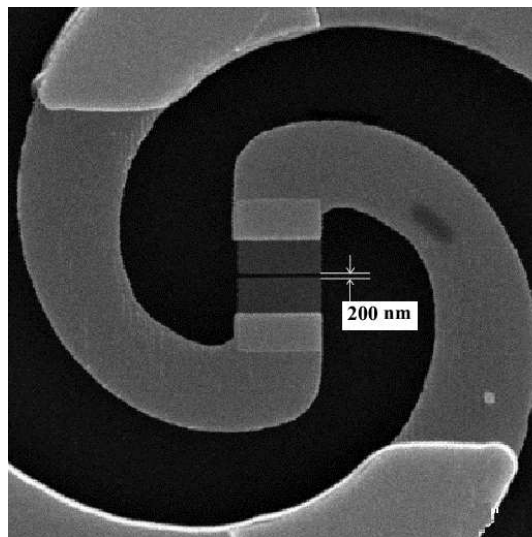


Рис. 3. SEM-фотография чувствительного элемента сверхпроводящего НЕВ-болометра, интегрированного с планарной спиральной антенной

мощности шума $\text{NEP } 10^{-13} \text{ Вт}/\text{Гц}^{1/2}$ в диапазоне 0.5–5 ТГц в сочетании с малой постоянной времени (менее 100 пс) позволяют регистрировать достаточно малые энергии импульсов. Детектор изготовлен на основе тонкой (толщиной 3.5 нм) пленки NbN. Поверхностное сопротивление пленки NbN составляет $\sim 500 \text{ Ом}/\text{квадрат}$, размер чувствительного элемента $\sim 0.2 \times 2.5 \text{ мкм}^2$, температура сверхпроводящего перехода $\sim 9 \text{ К}$, плотность критического тока $\sim 4.5 \cdot 10^6 \text{ А}\cdot\text{см}^{-2}$ при температуре детектора 4.2 К. Для согласования с излучением терагерцовой частоты чувствительный элемент НЕВ-болометра устанавливался в фокусе полусферической кремниевой линзы диаметром 12 мм, расположенной на входе в болометр. Сменные фильтры из полиэтилена высокой плотности (F) использовались для предотвращения попадания оптического излучения на входное окно болометра и контролируемого ослабления терагерцового излучения.

На рис.4 представлены результаты измерения пиковой мощности терагерцового излучения P_{THz}

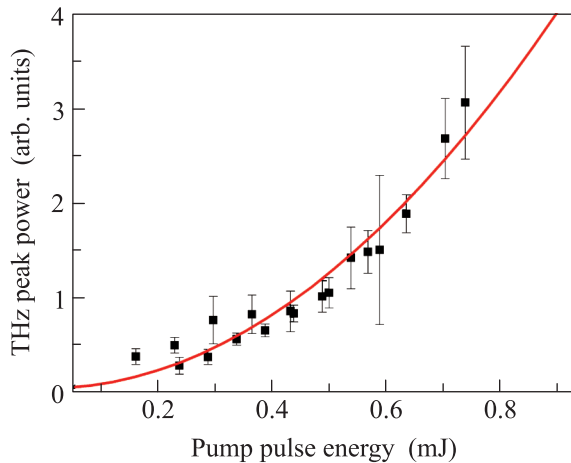


Рис. 4. Зависимость пиковой мощности терагерцового излучения от энергии в импульсе лазера накачки

в зависимости от энергии импульсов накачки, полученные при широкополосной накачке одного из нелинейно-оптических образцов – периодически поляризованного кристалла LiNbO_3 . Исходя из величины периода доменной структуры кристалла, равной 65 мкм, можно было косвенно определить частоту генерации, составляющую 1.5 ТГц. Несмотря на большой разброс полученных данных, соответствующих отдельным импульсам накачки, средние значения хорошо аппроксимируются квадратичной зависимостью как на данном, так и на всех аналогичных графиках, полученных с использованием других нелинейных кристаллов. Квадратичный характер зависимости мощности терагерцового излучения от мощности оптического излучения накачки полностью соответствует выражениям (1) и (2), предсказывающим квадратичную зависимость спектральных компонент терагерцового поля от спектральных компонент поля лазерного импульса при оптическом выпрямлении.

Для оценки абсолютных значений достигнутых мощностей терагерцового излучения были использованы данные калибровки чувствительности болометра по генерации непрерывного H_2O лазера на частоте 2.5 ТГц. Такая косвенная оценка показала, что при максимальной плотности мощности накачки $7 \text{ МВт}/\text{см}^2$ пиковая мощность терагерцового излучения составляет 70 мкВт , что соответствует энергетической эффективности $\eta = P_{\text{THz}}/P_{\text{opt}} \approx 4 \cdot 10^{-9}$. На рис.5 этот экспериментальный результат сопоставлен с достижениями ряда последних работ, в которых использовались методы бигармонической накачки

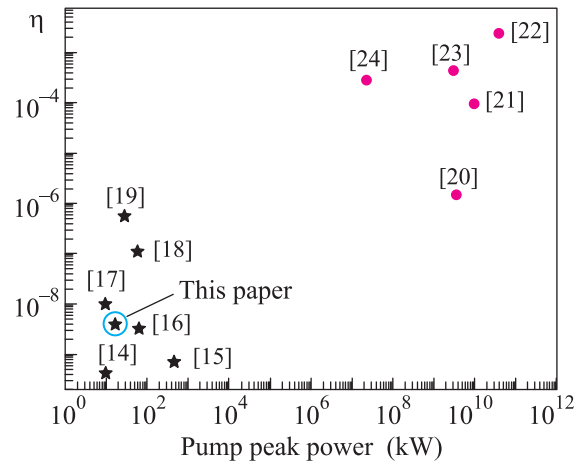


Рис. 5. Сравнение экспериментальных данных с результатами работ по генерации терагерцового излучения методами бигармонической накачки [14–19] и оптического выпрямления фемтосекундных импульсов [20–24]

ки нелинейных кристаллов и оптического выпрямления фемтосекундных импульсов. При изображении данных по бигармонической накачке по оси абсцисс откладывались суммарные импульсные мощности двух источников накачки. Видно, что значения энергетической эффективности, полученные методом оптического выпрямления, при всей очевидной простоте метода не уступают существенным образом результатам, достигнутым с помощью более сложных схем бигармонической накачки. Линейная зависимость энергетической эффективности $\eta(P_{\text{opt}})$, измеренная до значений эффективности $4 \cdot 10^{-9}$, в принципе может быть продолжена и до более высоких значений. Этого можно достичь за счет дальнейшего увеличения мощности накачки, отстоящей в наших экспериментах от пороговых значений для кристаллов PPLN на два порядка величины. Проведенные эксперименты демонстрируют возможность практического осуществления метода оптического выпрямления в режиме наносекундной накачки.

Таким образом, в работе продемонстрирована возможность и измерена эффективность генерации квазинепрерывного терагерцового излучения за счет оптического выпрямления широкополосных лазерных импульсов наносекундной длительности. Несмотря на то что импульсы накачки в этом случае не являются фурье-ограниченными, эффективность генерации находится в ряду лучших значений, достигаемых другими методами при той же суммарной мощности оптической накачки. Использование данного подхода поможет существенно упростить лазерную схему накачки нелинейно-оптических генера-

торов квазинепрерывного терагерцового излучения. Кроме того, оно открывает возможность управления спектром генерации за счет параметров нелинейного кристалла.

Работа выполнена при финансовой поддержке грантов РФФИ # 10-02-00427, 09-02-92003 и 11-02-12102. А.Н.Т. благодарит за поддержку фонд “Династия”.

1. M. Belkin, F. Capasso, F. Xie et al., *Appl. Phys. Lett.* **92**, 201101 (2008).
2. V. Sokolov, K. Kim, R. Trew et al., *Appl. Phys. Lett.* **94**, 222106 (2009).
3. B. Knyazev, G. Kulipanov, and N. Vinokurov, *Meas. Sci. Technol.* **21**, 054017 (2010).
4. G. Kitaeva, *Laser Physics Letters* **5**, 559 (2008).
5. F. Blanchard, L. Razzari, H. Bulet et al., *Opt. Express* **15**, 13212 (2007).
6. T. Taniuchi and H. Nakanishi, *Journal of Applied Physics* **95**, 7588 (2004).
7. Y. Lee, T. Meade, T. Norris, and A. Galvanauskas, *Appl. Phys. Lett.* **78**, 3583 (2001).
8. Y. Qin, H. Su, and S. Tang, *Appl. Phys. Lett.* **83**, 1071 (2003).
9. T. Wang, S. Lin, Y. Lin et al., *Opt. Express* **16**, 6471 (2008).
10. D. Walsh, P. Browne, M. Dunn, and C. Rae, *Optics Express* **18**(13), 13951 (2010).
11. R. Sowade, I. Breunig, I. Mayorga et al., *Optics Express* **17**(25), 22303 (2009).
12. G. Kitaeva, *Phys. Rev. A* **76**, 043841 (2007).
13. I. Tretyakov, S. Ryabchun, M. Finkel et al., *Appl. Phys. Lett.* **98**, 033507 (2011).
14. K. Suizu, Y. Suzuki, Y. Sasaki et al., *Opt. Lett.* **31**, 957 (2006).
15. J. Nishizawa, T. Sasaki, T. Tanabe et al., *Rev. Sci. Instrum.* **79**, 036101 (2008).
16. K. Suizu, T. Tsutsui, T. Shibuya, and T. Akiba, *Opt. Express* **17**, 7102 (2009).
17. Y. Sasaki, Y. Avetisyan, H. Yokoyama, and H. Ito, *Opt. Lett.* **30**, 2927 (2005).
18. P. Zhao, S. Ragam, Y. J. Ding, and I. B. Zotova, *Opt. Lett.* **35**, 3979 (2010).
19. K. Suizu, K. Koketsu, T. Shibuya et al., *Opt. Express* **17**, 6676 (2009).
20. T. Löffler, T. Hahn, M. Thomson et al., *Optics Express* **13**, 5353 (2005).
21. A. G. Stepanov, J. Hebling, and J. Kuhl, *Appl. Phys. B* **81**, 23 (2005).
22. A. Fulop, L. Palfalvi, S. Klingebiel et al., *Opt. Lett.* **37**, 557 (2012).
23. K. Yeh, M. Hoffmann, J. Hebling, and K. Nelson, *Appl. Phys. Lett.* **90**, 171121 (2007).
24. Y. Lee, T. Meade, M. DeCamp et al., *Appl. Phys. Lett.* **77**, 1244 (2000).