

ОСОБЕННОСТИ ГЕНЕРАЦИИ И РЕГИСТРАЦИИ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ПРИМЕНЕНИЕМ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

*А. А. Ушаков, П. А. Чижов, Н. А. Панов, Д. Е. Шипило, В. В. Букин, О. Г. Косарева,
А. Б. Савельев, С. В. Гарнов*

Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН

Под терагерцовым (ТГц) понимают электромагнитное излучение в диапазоне частот 0,1–10 ТГц (или в диапазоне длин волн от 3 мм до 30 мкм), которое располагается между СВЧ- и инфракрасным диапазонами спектра [1]. В последнее время вопросы генерации и регистрации терагерцового излучения привлекают все больший интерес в связи с развитием различного рода приложений [2]. К настоящему времени существует большое число способов генерации терагерцового излучения. Обычно выделяют несколько основных методов получения терагерцового излучения: при помощи устройств радиоэлектроники [3], квантово-каскадных лазеров [4] и оптических методов [5]. Оптические методы получения терагерцового излучения можно разделить на несколько типов: генерация ТГц-излучения как результат образования разностной частоты при распространении фемтосекундных импульсов в нелинейных средах [6], в фотопроводящих антеннах [7], при воздействии лазерного излучения на поверхность металлов (с образованием плазмонных волн) [8] и полупроводников (вследствие эффекта Дембера, ускорения поверхностным полем с искривлением энергетических зон и др.) [9], на жидкости (с генерацией суперконтинуума и формированием разностной частоты в результате нелинейного взаимодействия различных спектральных компонент) [10], а также на газовые среды с формированием плазмы (генерация описывается с помощью отклика на нелинейности третьего порядка либо вследствие формирования нестационарных фототоков) [11]. Нестационарная лазерно-индуцированная плазма представляет интерес с точки зрения генерации не только терагерцового излучения, но и другого вторичного излучения: широкополосного оптического вследствие генерации суперконтинуума [12], ультрафиолетового [13] и рентгеновского [14] вследствие генерации гармоник высоких порядков. Однако, с точки зрения генерации именно терагерцового излучения, лазерно-плазменные источники вызывают интерес по трем основным причинам. Во-первых, газовые среды являются самовосстанавливающимися и для них применимо лазерное излучение высокой интенсивности. Во-вторых, из-за отсутствия фоновых линий поглощения в таких источниках может быть получено излучение с ультрашироким спектром в диапазоне от 0,1 до 200 ТГц [15]. В-третьих, для задач удаленной диагностики возможно создание источника путем фокусировки лазерного излучения непосредственно перед исследуемым объектом во избежание поглощения терагерцового излучения в водяных парах при распространении в воздухе. Интерес на данный момент представляет решение вопроса о возможности генерации интенсивного терагерцового излучения с узкой диаграммой направленности и широким спектром в заданной точке пространства.

В настоящее время терагерцовые технологии активно применяются в различных областях науки и техники [16]. Разрабатываются различные методы получения терагерцовых изображений, в том числе скрытых объектов, для систем безопасности. Существенный интерес при этом представляют изображения фазовых, непоглощающих объектов.

В связи с созданием большого разнообразия прозрачных материалов в терагерцовом диапазоне частот возникает необходимость их визуализации именно в этом диапазоне ввиду низкой энергии кванта и, следовательно, неразрушающего воздействия на материал, что не всегда доступно общепринятыми методами, основанными на измерении поглощения излучения в объектах.

Цель работы состоит в экспериментальном исследовании диаграммы направленности терагерцового излучения из индуцированной двухчастотными лазерными импульсами плазмы, а также в разработке новых методов построения изображений фазовых объектов в терагерцовом диапазоне частот.

Сперва проводилось исследование пространственного распределения ТГц-излучения из лазерной плазмы. Для генерации ТГц-излучения двухчастотное лазерное излучение (длительность 35 и 150 фс, энергия импульсов 2,7 и 2,5 мДж, диаметр пучков 12 мм по уровню e^{-1} , частота следования импульсов 1 кГц, поляризации гармоник линейные и сонаправленные, импульсы гармоник совмещены по времени) фокусировалось в воздух параболическими зеркалами с различными фокусными расстояниями от 1 до 8". Для измерения угловых распределений мощности ТГц-излучения использовался оптико-акустический приемник – детектор Голея, который помещался под различными углами к оптической оси. Для реализации техники синхронного детектирования в схему внедрялся либо дополнительный модулятор оптического пучка, либо модуляция проводилась с помощью электрооптического затвора в лазерной системе. Дальнейшая обработка проводилась с помощью синхронного детектора. Для измерений частотно-угловых распределений использовался либо набор узкополосных ТГц-фильтров в диапазоне от 0,6 до 1,9 ТГц, либо электрооптический детектор. Для работы такого детектора был необходим пробный оптический пучок, который отводился от исходного лазерного пучка с помощью светоделителя. Затем проводилась регистрация временных форм ТГц-импульсов. Спектры получались путем применения дискретного преобразования Фурье к указанным временным формам. Для наглядного сравнения проводилось численное моделирование основанное на решении уравнения однонаправленного распространения импульса (УОРИ).

В результате измерений угловых диаграмм мощности ТГц-излучения наблюдалось уменьшение расходимости и увеличение мощности ТГц-излучения с увеличением фокусного расстояния для обеих установок. Особенностью результатов для наибольшего фокусного расстояния $F = 7,5''$ (числовая апертура $NA \approx 0,02$) в установке № 1 (длительность импульса 35–40 фс) является большой пьедестал в угловом распределении, в то время как эти распределения равномерны для более короткой фокусировки.

Для более детального исследования особенностей диаграммы направленности ТГц-излучения проводились измерения частотно-угловых распределений. Для установки № 1 (длительность импульса 35 фс – полная ширина на уровне половины максимума (FWHM)) результаты представлены на рис. 1. В случае $F = 2''$ ($NA \approx 0,07$) частотно-угловые распределения являются унимодальными и кольца не видны, в то время как в случае $F = 4$ и $7,5''$ ($NA \approx 0,035$ и $0,02$) наблюдаются два пика примерно при $\pm 7^\circ$ от оптической оси, что соответствует кольцевой структуре. В случае меньшего значения числовой апертуры кольцевая структура наблюдается более ясно. Это означает, что уменьшение числовой апертуры важно для наблюдения четкой кольцевой структуры. Отметим, что также наблюдается сильный осевой пик в экспериментальных данных для $F = 4$ и $7,5''$ ($NA \approx 0,035$ и $0,02$). Этот эффект не воспроизводится в моделировании, однако может быть связан с длительностью импульса, которая существенно короче, чем в численном моделировании.

В случае установок № 2 и 3 (длительность импульса 150 фс по уровню FWHM) наблюдалась аналогичная зависимость распределения ТГц-поля от числовой апертуры. Угловые распределения мощности ТГц-излучения были унимодальными для более коротких фокусных расстояний $F = 1$ и $4''$ ($NA \approx 0,05$). Эта унимодальная структура сохранялась и для частотно-углового распределения для $F = 4''$. Напротив, угловое распределение для самого большого фокусного расстояния $F = 8''$ ($NA \approx 0,025$) имело плоскую вершину, а в частотно-угловом распределении наблюдалась яркая кольцеобразная структура (см. рис. 1(б)).

Данные численного моделирования демонстрируют унимодальную структуру с максимумом на оси пучка в низкочастотной области ТГц-спектра. Появление двух пиков на одинаковых углах от оси в частотно-угловом распределении соответствует кольцевой структуре. Согласно численному моделированию для $F = 4''$ ($NA \approx 0,05$), кольцевая структура не появляется в области частот 0,1–3 ТГц, доступной для экспериментальных измерений. В отличие от этого, яркая кольцевая структура хорошо видна в области частот 0,5–2 ТГц при $F = 8''$ ($NA \approx 0,025$). Результаты численного моделирования показывают, что кольцевая структура в частотно-угловом распределении может наблюдаться только в случае малой величины NA: самый мягкий режим фокусировки ($F = 8''$). Эти результаты хорошо согласуются с измеренными частотно-угловыми распределениями. Угол расхождения колец $\pm 7^\circ$ в моделировании также хорошо согласуется с углом расходимости кольцевых структур в эксперименте.

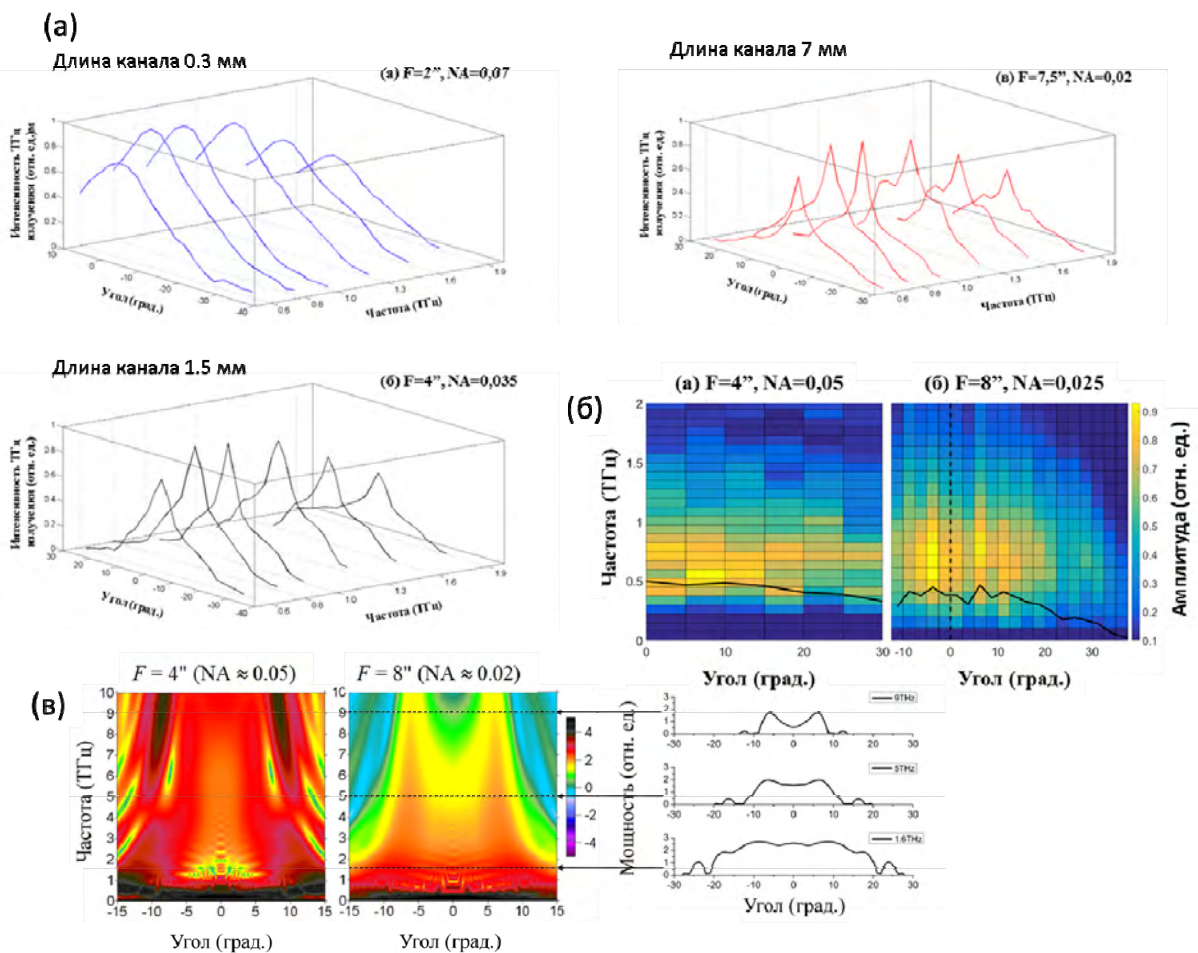


Рис. 1. Частотно-угловые распределения мощности ТГц-излучения, измеренные для различных фокусных расстояний параболических зеркал на установке № 1 (а), установке № 2 (б) и полученные в результате численного моделирования (в)

Полученные в экспериментах и численном моделировании результаты можно объяснить качественно на основании существующих механизмов генерации ТГц-излучения в индуцированной двухчастотными импульсами плазме. Существуют два основных нелинейных механизма формирования кольцевой структуры в диаграмме направленности ТГц-излучения при пробое газов двухчастотным фемтосекундным лазерным импульсом: фазовое рассогласование между оптическими гармониками, приводящее к изменению полярности ТГц-импульсов, и рассеяние на плотной плазме как на препятствии для ТГц-излучения. Согласно обоим механизмам требуется более длинный плазменный канал для возникновения резко выраженной кольцевой структуры в диаграмме направленности ТГц-излучения. Длина участка рассогласования между гармониками составляет около 2 см; в наших экспериментах длина плазменного канала составляла 7 мм для фокусных расстояний $F = 7,5$ и 8" и около 1 мм для меньших. Следовательно, фазовый разбег между гармониками не играл существенной роли в наших экспериментах и моделировании, а возникновение кольцевой структуры в основном определялось за счет рассеяния ТГц-излучения на плазме как на препятствии.

Диаметр плазменного канала составлял 100 мкм. Это препятствие является субволновым для ТГц-излучения с частотой меньше 3 ТГц (длины волн больше 100 мкм). Низкочастотные ТГц-волны огибают такое препятствие без существенных изменений в дальней зоне дифракции даже в случае плазменной частоты, большей частоты ТГц-излучения. В результате низкочастотное ТГц-излучение является унимодальным без кольцевых структур. Напротив, ТГц-волны с частотой больше 3 ТГц (длина волны менее 100 мкм) менее эффективно дифрагируют на плазменном канале

и, следовательно, распространяются через плазму. Это приводит к возникновению индуцированно-го плазмой фазового сдвига между гармониками, в результате чего в дальней зоне дифракции возникает кольцевое распределение мощности ТГц-излучения. Более длинный плазменный канал усиливает этот эффект, и его можно наблюдать для ТГц-волн с меньшей частотой.

Вторая часть работы посвящена разработке новых способов визуализации объектов в терагерцовой области частот. Общая схема установки для визуализации фазовых объектов, представлена на рис. 2.

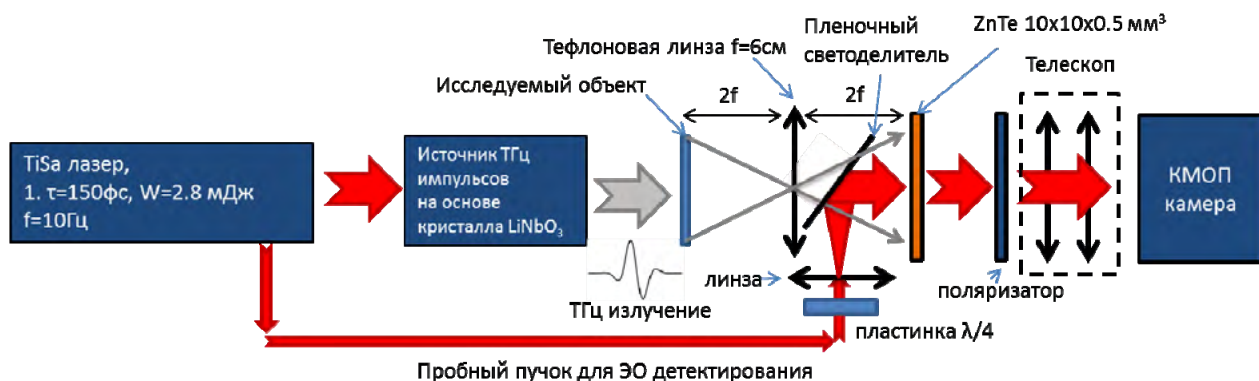


Рис. 2. Схема установки по визуализации фазовых объектов

В качестве источника применялась схема на основе оптического выпрямления фемтосекундных импульсов с наклонным фронтом интенсивности в кристалле ниобата лития (LiNbO_3). Принцип регистрации основан на линейном ЭО-эффекте. Изменение состояния поляризации оптического излучения отслеживалось на КМОП-камере с помощью внедренного в пучок поляризатора. Для построения изображений поверхность кристалла ZnTe отображалась на матрицу камеры с помощью телескопа. Поверхность исследуемых образцов отображалась с помощью линзы на поверхность детектирующего кристалла. Проводилось измерение изображений в плоскости кристалла как в присутствии ТГц-поля (сигнальные), так и в его отсутствие (опорные), чтобы учесть отклик, вносимый ТГц-полем. Затем проводился расчет величин ТГц-полей. В результате был получен трехмерный массив данных: набор из ~ 100 двумерных изображений (2048×2048 точек каждый) с временным шагом 125 фс. Далее проводились измерения двух наборов трехмерных массивов, в присутствии исследуемого объекта и в его отсутствие. Далее обработка массивов данных и построение изображений проводилось тремя способами: по измерению задержки между положениями максимумов ТГц-импульсов (А); по измерению положения максимума кросс-корреляционной функции вышеупомянутых импульсов (Б); визуализацией с использованием дискретного преобразования Фурье и последующим извлечением разности фаз импульсов на каждой частотной составляющей ТГц-спектра (В). В качестве исследуемого объекта выбиралась тефлоновая пластинка с резкой границей. Примеры визуализации тестового объекта представлены на рис. 3.

Далее проводился анализ представленных способов визуализации. Общие сведения о сравниваемых характеристиках приведены в табл. 1.

Под уровнем шума для времяпролетной и кросс-корреляционной визуализаций в данной работе подразумевается среднеквадратичное отклонение задержки между ТГц-импульсами, измеряемыми при отсутствии исследуемого объекта и при его наличии в схеме, но в области кадра, где данный объект отсутствовал (т. е. шум – это ошибка в определении задержки). Для визуализации с помощью Фурье-анализа для сравнения с другими методами уровень шума определялся как среднеквадратичное отклонение разности фаз (т. е. ошибка в определении разности фаз) между прошедшим через свободное пространство и пропущенным через исследуемый объект импульсами для определенной частоты, которая пересчитывалась в единицы задержки в пикосекундах. Вообще говоря, этот уровень шума зависит от частоты, на которой проводится визуализация.

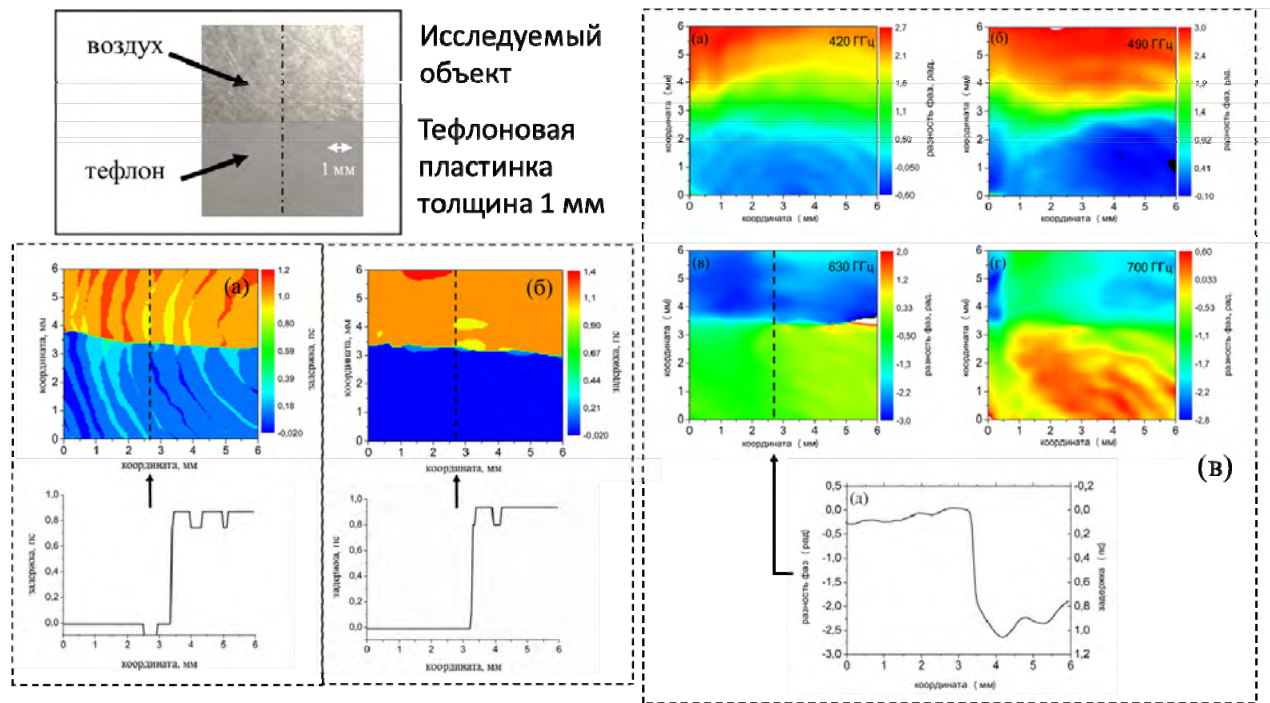


Рис. 3. Тефлоновая пластинка с острой границей, вносимая в пучок, и способы ее визуализации по измерению задержки между положениями максимумов ТГц-импульсов (а); по измерению положения максимума кросс-корреляционной функции (б); с использованием Фурье-анализа (в)

Таблица 1

Характеристики различных методик визуализации: времяпролетная визуализация на основе смещения положения максимума ТГц-импульсов (А), времяпролетная визуализация на основе анализа корреляционной функции (Б), визуализация с помощью Фурье-анализа (для частоты 650 ГГц) (В)

	А	Б	В
Уровень шума, пс	0,06	0,015	0,075
Контраст	14	80	6
Пространственное разрешение, мкм	300	300	700

Флуктуации характеристик оптических и ТГц-импульсов (амплитуда, длительность, положение пучка и др.) приводили к относительно высокому уровню шума, препятствующему получению высококачественных изображений. Рассчитанные по экспериментальным данным значения шума приведены в табл. 1. Времяпролетная визуализация, основанная на измерениях корреляционной функции ТГц-импульсов, имеет значительно более низкий уровень шума. Это связано с квадратичным увеличением амплитуды сигнала и усреднением шума при построении кросс-корреляционной функции. Стандартная времяпролетная визуализация напротив имеет линейную зависимость от амплитуды сигнала, что повышает относительный уровень шума. Преимуществом метода визуализации с помощью Фурье-анализа является более низкий уровень шума за счет фильтрации Фурье, но неоднозначность в определении фазы с кратностью 2π ухудшает качество изображений.

Таблица 1 также содержит оценки для величины контраста изображений, который определяется как отношение «яркости» в присутствии образца и в его отсутствие рядом с его границей. Численно данная величина может быть рассчитана по формуле: контраст = $(\langle \tau_t \rangle - \langle \tau_s \rangle) / \langle \tau_s \rangle$, здесь $\langle \tau_t \rangle$ и $\langle \tau_s \rangle$ – среднеквадратичные величины задержек для ТГц-импульсов, пропущенных через исследуемый объект (ПТФЭ-пластинка) и в его отсутствие соответственно. Стоит отметить, что величина контраста зависит от толщины объекта и отражает величину сигнал/шум для изображений.

Наилучшая величина контраста также достигается при использовании корреляционной методики построения изображений.

Пространственное разрешение получаемых изображений также зависит от способа обработки данных. Сечения, нанесенные на рис. 3, наглядно демонстрируют, что оба времяпролетных метода обладают преимуществом лучшего пространственного разрешения по сравнению с визуализацией с помощью Фурье-анализа. Следует обратить внимание, что для визуализации с помощью Фурье-анализа разрешение также зависит от частоты излучения, используемой для построения изображения, и может быть оптимизировано правильным выбором частоты и применением более мелкого временного шага для ЭО-измерений.

Для демонстрации всех вышеперечисленных особенностей была проведена визуализация π -символа, вырезанного в пластине из ПТФЭ толщиной 1 мм (см. рис. 4). Пространственные размеры этого объекта составляли $15 \times 8 \text{ мм}^2$. Изображения, очевидно, различаются по соотношению сигнал/шум, контрастности и пространственному разрешению. Некоторая размытость границ видна для всех методов из-за пространственной фильтрации и достаточно малого размера объекта, но наибольшее пространственное разрешение достигалось с помощью времяпролетных методов (измерение прямой временной задержки, рис. 4, б, и измерение максимума корреляционной функции, рис. 4, в). Наилучшее соотношение сигнал/шум достигалось кросс-корреляционным методом.

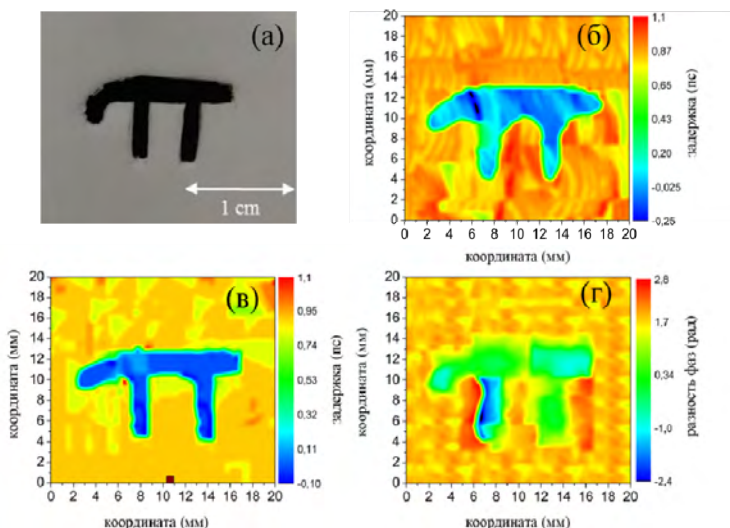


Рис. 4. (а) оптическое изображение ПТФЭ-пластинки толщиной 1 мм с вырезанным символом π , пример визуализации с применением времяпролетной (б), кросс-корреляционной (в) методик и с помощью Фурье-анализа (для частоты 650 ГГц) (г)

Список литературы

1. Zhang X.-C., Xu J. Introduction to THz Wave Photonics // Springer (Springer, 2010).
2. Ferguson B., Zhang X.-C. // Nat. Mater. 2002. 1, 26–33.
3. Ishibashi T., Muramoto Y., Yoshimatsu T., Ito H. Int. Conf. Infrared, Millimeter, Terahertz Waves // IRMMW-THz 5–6 (2013).
4. Scalari G., Walther C., Faist J., Beere H., Ritchie D. // Appl. Phys. Lett., 2006. 88, 141102.
5. Blanchard F., Razzari L., Bandulet H. C., Sharma G., Morandotti R., Kieffer J. C., Ozaki T., Reid M., Tiedje H. F., Haugen H. K., Hegmann F. A. // Opt. Express, 2007. 15, 13212–13220.
6. Hebling J., Yeh K.-L., Hoffmann M. C., Bartal B., Nelson K. A. // J. Opt. Soc. Am., 2008. B 25, B6–B19.
7. Fattinger C., Grischkowsky D. // Appl. Phys. Lett., 1989. 54, 490–492.
8. Hübner W., Bennemann K. H., Böhmer K. // Phys. Rev., 1994. B 50, 17597–17605.
9. Ralph S. E., Grischkowsky D. // Appl. Phys. Lett. 1991. 59, 1972–1974.

10. Jin Q., Y. E, Williams K., Dai J., Zhang X.-C. // *Appl. Phys. Lett.*, 2017. 111, 071103.
11. Roskos H. G., Thomson M. D., Kreß M., Löffler T. // *Laser Photonics Rev.*, 2007. 1, 349–368.
12. E. T. Nibbering, P. F. Curley, G. Grillon, B. S. Prade, M. A. Franco, F. Salin, A. Mysyrowicz // *Opt. Lett.*, 1996. 21, 62–65.
13. Corkum P. B. // *Phys. Rev. Lett.*, 1993. 71, 1994–1997.
14. Hamster H., Sullivan A., Gordon S., White W., Falcone R. W. // *Phys. Rev. Lett.*, 1993. 71, 2725–2728.
15. Matsubara E., Nagai M., Ashida M. // *Appl. Phys. Lett.*, 2012. 101, 011105.
16. Liu J., Dai J., Chin S. L. and Zhang X.-C. // *Nat. Photonics*, 2010. 4, 627–631.