

Жгуты оптических волокон с высоким показателем преломления для проведения ТГц визуализации с субволновым разрешением (обзор)

© Д.Г. Меликянц^{1,3}, В.Н. Курлов², К.И. Зайцев¹, Г.М. Катыва²

¹ Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН,
119991 Москва, Россия

² Институт физики твердого тела им. Ю.А. Осипьяна РАН,
142432 Черноголовка, Россия

³ Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана,
105005 Москва, Россия

e-mail: melikyants.d@yandex.ru

Поступила в редакцию 04.04.2023 г.

В окончательной редакции 07.04.2023 г.

Принята к публикации 14.04.2023 г.

Пучки или жгуты оптических волокон находят все больше применений в различных областях волоконной оптики, несмотря на сравнительно низкое разрешение подобных устройств, которое не превышает длины волны λ . Одним из способов решения указанной проблемы является использование материалов с высоким показателем преломления, что позволит добиться сильной локализации мод излучения в волокне. В настоящем обзоре рассказывается об использовании для этих целей сапфировых волокон с высоким показателем преломления $n > 3$. Они используются в качестве основы для жгутов волокон, работающих в терагерцовом (ТГц) диапазоне и обеспечивают проведение визуализации с пространственным разрешением, превышающим дифракционный предел Аббе для свободного пространства. Изготовлены жгуты сапфировых волокон различной конфигурации, состоящие из массивов параллельно и не параллельно уложенных волокон, получены теоретические и экспериментальные оценки их пространственного разрешения с использованием как анализа парной корреляционной функции разупорядоченной упаковки волокна, так и ТГц имиджинга. В частности, для жгута, состоящего из параллельных волокон с металлическим напылением, разрешение меняется по апертуре со средним значением 0.53λ , а на отдельных участках может достигать 0.3λ . Для жгута с расходящимися волокнами с диэлектрическим покрытием разрешение составляет 0.35λ , что значительно превышает предел Аббе. Разработанные принципы могут быть перенесены на любой спектральный диапазон, где доступны материалы для волоконной оптики с высоким показателем преломления. Наконец, описаны методики восстановления ТГц изображений тестовых бинарных объектов, полученных при помощи предлагаемых жгутов.

Ключевые слова: оптические волокна, сапфир, субволновое пространственное разрешение, терагерцовый частотный диапазон.

DOI: 10.21883/OS.2023.06.55910.125-23

1. Введение

В связи со стремительным развитием волоконной оптики жгуты оптических волокон привлекают все больший интерес при решении различных задач визуализации и дистанционного зондирования [1–3]. Такие массивы волокон с диэлектрическим покрытием, меньшим, чем у самого волокна (либо с металлическим напылением), уже нашли свое применение в эндоскопической биомедицинской визуализации [4–6], термографии [7], фотоакустике [8], флуоресцентной [9] и двухфотонной микроскопии [10], визуализации за счет комбинационного рассеяния [11], голографии [12], низкокогерентной интерферометрии и визуализации с разрешением по глубине [13–15] и др. Кроме того, жгуты волокон могут быть включены в состав различного оборудования, в том числе биомедицинского [16–19]. Высокий спрос

на совместимые оптические системы малого фактора, подходящие для проведения визуализации и зондирования с высоким разрешением, подталкивает к дальнейшему развитию новых технологий, материалов, конструкций и алгоритмов обработки изображений, направленных на повышение пространственного разрешения [20] и уменьшение артефактов изображения, присущих жгутам волокон [21]. Например, методы максимальной апостериорной оценки, реконструкции на основе моделей и машинного обучения были недавно применены для повышения производительности визуализации с использованием жгутов волокон [22–24].

В большинстве существующих в настоящий момент жгутов каждое волокно передает излучение независимо от других или с незначительным перекрестным обменом энергией излучения между соседними волокнами. Тогда пространственное разрешение жгута определяется пе-

риодом p упаковки волокон, который не может быть меньше диаметра d отдельного волокна. Для материалов с невысоким показателем преломления разрешенные жгута волокон приблизительно равно длине волны передаваемого излучения λ , дальнейшему повышению разрешения препятствуют сложность удержания энергии передаваемой моды в сердцевине волокон, которые имеют субволновые размеры [20,25]. Именно по этой причине традиционные жгуты оптических волокон не используются для визуализации со сверхвысоким разрешением [26].

В качестве альтернативы проведению визуализации при помощи жгута оптических волокон можно рассмотреть использование единичного многомодового волокна [27]. Недостатком подобных систем является необходимость проведения трудоемких вычислений при поиске точного решения некорректных обратных задач. Реконструкция изображения также чувствительна к интермодальным биениям и изменениям направляющих свойств волокна из-за изгиба.

Другим методом, позволяющим получить высокое пространственное разрешение, является использование так называемых волоконно-проводочных сред (wire medium) [28–30], когда диэлектрические волокна заменяются металлическими проволоками. Они подвешены в свободном пространстве между плоскостью предмета (object plane) и плоскостью изображения (image plane) и работают как независимые плазмонные волноводы. Благодаря сильной локализации плазмонных мод вблизи поверхности металлических проводов на основе таких волоконных сред потенциально возможно создать изображающую систему с разрешением до $\sim 10^{-1}\lambda$ [28]. Тем не менее дополнительные потери, возникающие в оболочке металлических проводов, рассеяние и межпроводные обмены энергией снижают эффективность волоконно-проводочных сред. Эти проблемы можно частично решить, поместив массив металлических проводов в диэлектрик, который выполняет роль защитной оболочки и минимизирует влияние среды [31,32]. Однако этот подход значительно увеличивает поглощение и рассеивание плазмонных мод, тем самым снижая основную привлекательность использования волоконных сред [33].

В последнее время было предложено использовать жгуты оптических сапфировых волокон для преодоления предела разрешения Аббе в ТГц диапазоне [25], что обусловлено высоким показателем преломления сапфира. Такие волокна сочетают в себе уникальные физические свойства сапфира (кроме высокого показателя преломления это малый коэффициент поглощения, химическая инертность, механическая и радиационная стойкость) с технологическими преимуществами метода выращивания кристаллов с пленочной подпиткой при краевом ограничении роста (edge-define, film-fed growth, EFG), который позволяет производить высококачественные гибкие волокна непосредственно из расплава Al_2O_3 без механической обработки кристаллов [34,35]. Теоретические и экспериментальные исследования жгутов

сапфировых волокон подтвердили их возможности по субволновой визуализации [25] с малым разрешением, достигающим до 0.3λ .

Кроме того, несмотря на повышенное разрешение, регистрация ТГц изображения, считываемого с задней грани жгута волокон (плоскости изображения), является нетривиальной задачей, что на самом деле является общей проблемой как для волоконных оптических жгутов, так и для проводочных носителей. Действительно, жгуты (или проводные носители) передают неоднородности ТГц ближнего поля от плоскости объекта до изображения плоскости, в то время как для чтения изображения с субволновым разрешением все еще нужна система визуализации ближнего поля со сканирующим зондом. Это значительно ограничивает практическую полезность таких жгутов оптических волокон и проводочных сред. Для того чтобы решить данную проблему, было предложено использовать жгут расходящихся сапфировых волокон с высоким показателем преломления в ТГц диапазоне [36]. Волокна субволнового диаметра плотно уложены друг на друга в плоскости объекта (передняя плоскость жгута) для выборки ближнего поля с субволновым разрешением. Далее волокна расходятся из плоскости объекта и таким образом „растягивают“ захваченное ближнее поле, после чего оно считывается из плоскости изображения с помощью обычной дифракционно-ограниченной оптики. Такой расходящийся жгут волокон был исследован вначале численно, а затем создан и исследован экспериментально на частоте 0.33 ТГц. Подтверждено, что жгут волокон обладает разрешением, превышающим предел Аббе [36].

В настоящем обзоре будут обсуждаться перспективы использования жгутов волокон различной конфигурации для регистрации ТГц изображений с субволновым пространственным разрешением. Во-первых, рассмотрены жгуты параллельно уложенных волокон. В жгуте, составленном из волокон с металлическим напылением, разрешение меняется по апертуре со средним значением 0.53λ , а на отдельных участках может достигать 0.3λ . Во-вторых, рассматривается жгут, составленный из расходящихся сапфировых волокон с диэлектрическим покрытием, в котором считывание изображения осуществляется при помощи дифракционно-ограниченной оптики и достигает в среднем 0.35λ . Разработанные принципы формирования изображения позволят преодолеть дифракционный предел пространственного разрешения 0.5λ при фокусировке в свободном пространстве и адаптировать почти любую обычную оптику с ограничениями по дифракции для приложений ближнего поля.

2. Жгут параллельно уложенных волокон

Раздел организован следующим образом. Вначале будет приведена информация о принципиальной схеме

жгута волокон и рассчитан параметр разрешения δ для нескольких возбуждаемых мод в волокне с металлическим напылением. Затем показан процесс изготовления параллельно уложенных жгутов волокон различной конфигурации. Далее приведен расчет экспериментального пространственного разрешения жгута оптических волокон с металлическим напылением с несовершенной решеткой как на основе анализа его парной корреляционной функции, так и при непосредственном измерении. Наконец, описан подход к реконструкции изображения, полученного при помощи жгута параллельно уложенных волокон с несовершенной решеткой.

2.1. Схема жгута параллельно уложенных волокон и оценка максимального пространственного разрешения

Для демонстрации жгутов волокон с высоким показателем преломления нами был рассмотрен терагерцовый (ТГц) частотный диапазон, в качестве материальной платформы выбран кристаллический сапфир (показатель преломления вдоль оси c $n_0 > 3$ для указанного диапазона). На рис. 1, *a, b* показаны схемы жгутов из волокон с металлическим и диэлектрическим окружениями.

Рассмотрим жгут волокон, расположенных в вершинах идеальной плотноупакованной шестиугольной решетки, как показано на рис. 1, *b*. Здесь d , T и p обозначают диаметр волокна, период гексагональной решетки и толщину металлического покрытия соответственно. Для волокон с нанесенным металлическим покрытием, толщина которого намного превышает толщину скин-слоя при заданной рабочей частоте, можно считать, что излучение передается по каждому волокну независимо без обменов энергией между соседними волокнами [1], а в случае диэлектрического покрытия этот эффект может присутствовать.

Известно, что для каждой моды, которая распространяется в волокне, существует граничная частота возбуждения, т.е. данная мода существует только на частотах выше предельной, которая в общем случае зависит от диаметра волокна и показателя преломления сердцевин. Запишем выражение для длин волн, соответствующих граничным частотам для поперечных магнитных (ТМ_{*m,n*}) и поперечных электрических (ТЕ_{*m,n*}) мод в сердцевине диэлектрического волокна с металлическим покрытием [1]:

$$\lambda_{m,n}^{\text{TM}} = \frac{\pi n_{\text{core}} d}{\gamma_{m,n}}, \quad \lambda_{m,n}^{\text{TE}} = \frac{\pi n_{\text{core}} d}{\psi_{m,n}}, \quad (1)$$

где n_{core} — показатель преломления сердцевин волокон, d — диаметр волокна, $\gamma_{m,n} = 2.40, 3.83, 5.14, \dots$ и $\psi_{m,n} = 1.84, 3.05, 3.83, \dots$ — корни функции Бесселя 1-го рода порядка m и корни ее первой производной соответственно; $m, n = 0, 1, \dots, N$. Определим пространственное разрешение жгута волокон как период T или

диаметр d (предполагая $p \ll d$, поэтому $T \approx d$), нормированный на рабочую длину волны λ . Максимально достижимое пространственное разрешение δ оценивается как функция n_{core} :

$$\delta_{\min} = \min_{m,n} \left[\frac{d}{\lambda_{m,n}^{\text{TM}}}, \frac{d}{\lambda_{m,n}^{\text{TE}}} \right] = \min_{m,n} \left[\frac{\gamma_{m,n}}{\pi n_{\text{core}}}, \frac{\psi_{m,n}}{\pi n_{\text{core}}} \right] \approx \frac{1.84}{\pi n_{\text{core}}} \approx \frac{0.59}{n_{\text{core}}}, \quad (2)$$

оно является минимальным для моды ТЕ₁₁. Поскольку такая мода имеет угловой момент $m = 1$, его можно эффективно возбудить с помощью линейно поляризованного света, а значит, при помощи большей части источников ТГц поля, таких как фотопроводящие антенны и лампы обратной волны. На рис. 1, *b* параметр δ показан как функция n_{core} , рассчитанный для нескольких мод низших порядков на их граничных частотах. Вертикальными штриховыми красными линиями отмечены показатели преломления на частоте 0.5 THz трех репрезентативных кристаллических ТГц оптических материалов, а именно кристаллического кварца, сапфира и высокоомного кремния, полученного методом зонной плавки (HRFZ-Si) [37]. Среди них сапфир и кремний имеют самые высокие показатели преломления, однако только сапфир представляется технологически пригодным для применения в волоконной оптике [38]. При увеличении n_{core} параметр разрешения жгута δ монотонно убывает и достигает глубоко субволновых значений ≈ 0.2 для моды ТЕ₁₁, когда $n_{\text{core}} > 3.0$. Соответствующие профили интенсивностей мод показаны на вставке панели (*b*).

Описанный подход к повышению разрешения жгута волокон является общим и может быть реализован для любой области электромагнитного спектра при наличии материалов с высоким показателем преломления [39]. Учитывая, что показатель преломления большинства диэлектрических материалов увеличивается с ростом λ из-за вклада различных электродипольных возбуждений (который определяется соотношениями Крамерса-Кронига [40]), можно сделать вывод, что описанная концепция особенно эффективна на низких частотах и, в частности, в ТГц диапазоне [39].

В заключение отметим, что вышеприведенный анализ справедлив и для жгутов оптических волокон с диэлектрическим покрытием, за исключением некоторых модификаций. В таких волокнах поле не обращается в нуль на границе, а должно оставаться непрерывной функцией, кроме того, нужно учитывать показатель преломления оболочки n_{cladd} . Пренебрегая потерями излучения в сапфире, можем записать [41]

$$\delta_{\min} = \frac{\gamma_{0,1}}{\pi \sqrt{n_{\text{core}}^2 - n_{\text{cladd}}^2}}, \quad (3)$$

где $\gamma_{0,1}$ — корни функции Бесселя 1-го рода 1-го порядка. Однако для таких жгутов волокон существует обмен энергией между соседними волокнами, что будет также

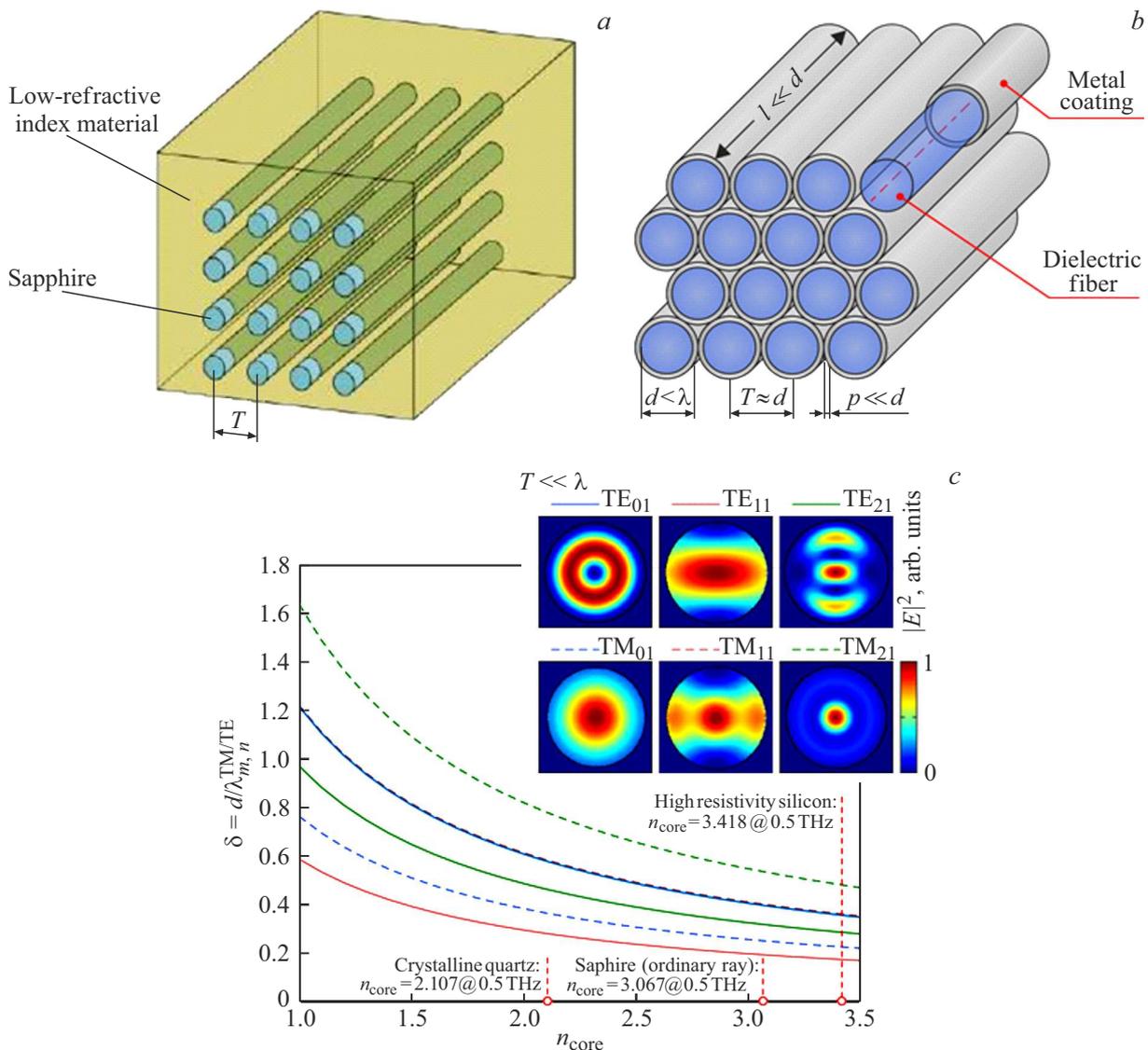


Рис. 1. Жгут диэлектрических волокон с высоким показателем преломления и с металлическим покрытием. (а) Схема жгута волокон. (б) Теоретическая оценка нормализованного разрешения жгута δ как функция показателя преломления сердцевины волокна n_{core} для нескольких волоконных мод ТМ и ТЕ низшего порядка. Вертикальные штриховые красные линии на (б) соответствуют показателям преломления нескольких распространенных кристаллических оптических материалов на частоте 0.5 THz [37]. Панели (b, c) заимствованы из [25] с согласия издательства Wiley.

негативно влиять на свойства такого диэлектрического жгута волокон.

2.2. Изготовление жгута параллельно уложенных волокон

Сапфировые волокна изготавливаются методом роста EFG с использованием автоматизированной системы на основе датчика веса [42–44]. При помощи этого метода роста представляется возможным изготавливать кристаллы сапфировой формы со сложной заданной геометрией поперечного сечения, а также с высоким качеством поверхности и объема кристалла в исходном

состоянии. Такие кристаллы позволяют решать множество сложных задач оптики и фотоники.

На рис. 2, а показана схема установки EFG для изготовления круглых сапфировых волокон диаметром 175–325 μm , длина изготавливаемых волокон может достигать ≈ 50 см. Базовыми элементами установки являются графитовый 22 kHz токоприемник с индукционным нагревом и молибденовый тигель. Для инициации роста использовалась монокристаллическая сапфировая затравка с осью c , направленной вдоль направления роста, в качестве исходного материала для образования расплава использовались кристаллы Вернейля. Сапфировые волокна выращивались из тонкой пленки расплава Al_2O_3 , сформированной на поверхности капиллярного

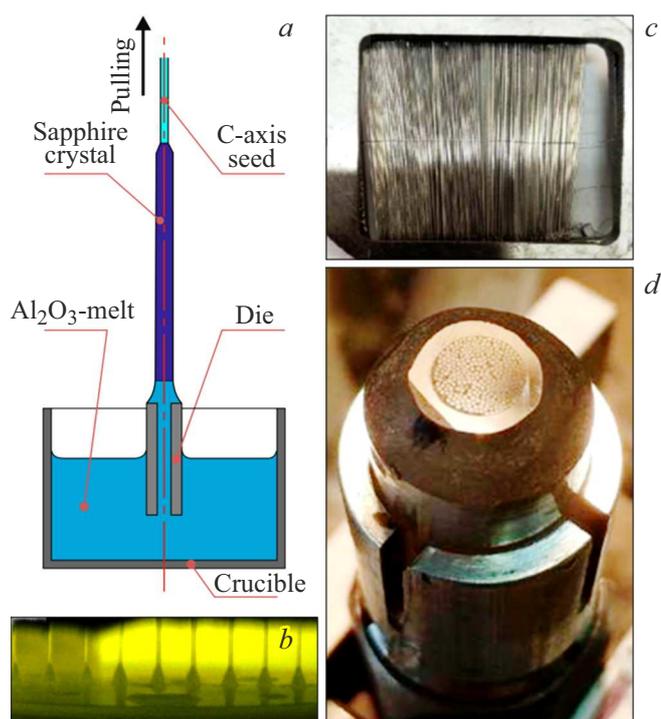


Рис. 2. Изготовление жгута параллельно уложенных сапфировых волокон с металлическим напылением. (а) Схема выращивания сапфирового волокна методом EFG. (б) Фотография тепловой зоны при выращивании нескольких волокон *in situ* в групповом режиме. (с) Фотография сапфировых волокон в металлическом держателе после вакуумного напыления металлического покрытия из ниобия (Nb). (д) Фотография жгута волокон, собранного внутри сапфировой трубки; волокна, формирующие жгут, закреплены эпоксидной смолой и установлены в держателе для дальнейшей шлифовки и полировки торцевых поверхностей жгута. Рисунок заимствован из [25] с согласия издательства Wiley.

формообразователя при температуре 2053°C, ростовая камера заполнялась инертным газом (высокочистым аргоном), давление составляло 1.1–1.3 atm. Скорость вытягивания составляла около 50 mm/h. В ходе процесса роста расплав Al_2O_3 поднимался к формообразователю по капиллярным каналам толщиной 0.25 mm. В целом, волокна выращиваются с использованием методологии и оборудования, которые ранее применялись для одностадийного изготовления полых сапфировых микроструктурированных ТГц волноводов, а также гибких сапфировых волокон, подробно описанных в работах [42,45–48]. Основное отличие этих экспериментов от текущих работ заключается в использовании новой молибденовой матрицы (рис. 2, а), а также возможности выращивания волокон в групповом режиме (рис. 2, б) [25], специально разработанным для одновременного изготовления десятков сапфировых волокон в единый производственный цикл.

Выращенные сапфировые волокна разрезались на куски и использовались для изготовления двух типов параллельно уложенных жгутов: с металлическим покрытием

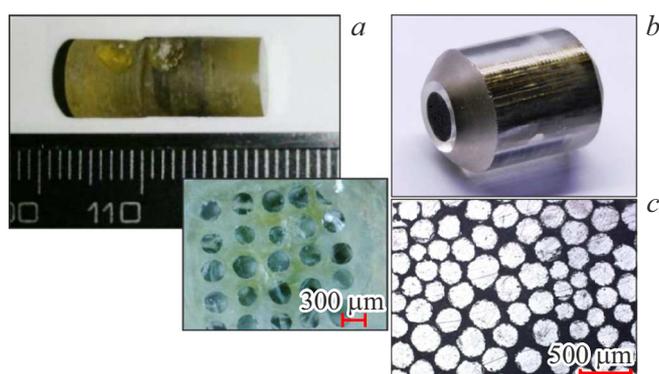


Рис. 3. Жгуты параллельно уложенных сапфировых волокон. (а) Пилотный образец изготовленного жгута длиной 2 см на основе цилиндрических сапфировых волокон в диэлектрической матрице, волокна уложены в матрицу 5×5 (пикселей), расстояние между волокнами составляет около $450 \mu\text{m}$ (может отличаться из-за того, что реально изготовленная структура в некоторой степени разупорядочена, см. вставку). (б, с) Пример жгута сапфирового волокна с металлическим напылением (образец имеет длину 20 mm) и фотография поперечного сечения, полученная при помощи оптического микроскопа. Панели (б) и (с) заимствованы из [25] с согласия издательства Wiley.

и с диэлектрическим покрытием. Причем волокна с металлическим покрытием уложены вплотную друг к другу, а диэлектрические волокна — с некоторым периодом T , превышающим диаметр волокна, для того, чтобы избежать обмена энергией между соседними волокнами (cross-talk effect).

Волокна, предназначенные для изготовления жгута сапфировых волокон в диэлектрической матрице с металлическим напылением, помещали в металлический держатель для вакуумного напыления металлического слоя ниобия (Nb) толщиной $\approx 300 \text{ nm}$ (рис. 2, с). Нанесение покрытия Nb осуществлялось методом вакуумного напыления при помощи установки Leubold-Heraeus Z-400. В процессе напыления держатель с волокнами вращали для обеспечения равномерной толщины покрытия на поверхности волокон. Напыление проводилось в аргоновой атмосфере высокой чистоты при давлении $6 \cdot 10^{-3} \text{ mbar}$. Скорость роста пленки Nb составила $\approx 4 \text{ nm/s}$. При напылении на эталонную плоскую подложку в эквивалентных условиях эффективная толщина покрытия Nb на волокнах была оценена как $\approx 300 \text{ nm}$.

После напыления металла на поверхность волокна были собраны в жгут внутри полых сапфировой трубки с внутренним диаметром 6 mm; жгут был пропитан эпоксидной смолой, которая затем была отверждена для повышения механической стабильности жгута (рис. 2, д). Наконец, жгут разрезали на куски, которые затем шлифовали и полировали с обеих сторон. Получившийся образец длиной 20 mm показан на рис. 3, б, также показана микрофотография одной из граней жгута.

Изготовление жгута сапфировых волокон второго типа включало несколько этапов. Вначале происходит формирование регулярных массивов отверстий в металлической фольге, диаметр каждого отверстия чуть больше диаметра волокна. Относительно большое расстояние между отверстиями должно обеспечить передачу ТГц поля в каждом волокне независимо и минимизирует обмен энергией между соседними волокнами. Далее происходит фиксация листов металлической фольги с отверстиями на некотором расстоянии (примерно 2 см). Затем в отверстия фольги вводятся сапфировые волокна (в пилотных экспериментах использовались волокна диаметром $300 + / - 25 \mu\text{m}$); волокна формируют простую кубическую решетку. Вся конструкция пропитывается эпоксидной смолой ЭД-20 с хорошо известными оптическими свойствами в ТГц диапазоне [49] с ее последующим отверждением. В конце происходит шлифовка и полировка торцов полученной структуры и удаление металлической фольги. Фотография образца изготовленного жгута волокон показана на рис. 3, а.

2.3. Экспериментальное измерение оптических свойств жгутов сапфировых волокон в ТГц диапазоне

В настоящем разделе будут представлены результаты исследования свойств жгута сапфировых волокон с металлическим напылением (результаты исследования свойств изготовленного жгута сапфировых волокон с диэлектрическим покрытием будут представлены в дальнейших работах).

2.3.1. Численное моделирование распространения излучения в единичном сапфировом волокне с металлическим напылением. Оптические свойства изготовленных жгутов сапфировых волокон были исследованы численно и экспериментально с целью выбора соответствующего спектрального рабочего диапазона для проведения ТГц визуализации. Для численного анализа распространения излучения по сапфировому волокну использовался конечно-разностный метод собственных мод (finite-difference eigenmode method), реализованный в программном пакете Lumerical Mode Solutions [49]. Моделировались свойства единичного сапфирового волокна диаметром $300 \mu\text{m}$, окруженного идеальным электрическим проводником. Анизотропные ТГц оптические свойства сапфира были взяты из работы [25]. На рис. 4, а эффективные показатели преломления n_{ef} и потери при распространении α (по мощности) для нескольких мод низшего порядка показаны как функции частоты ν , где цветная полоса определяет α в $[\text{dB cm}^{-1}]$. Предполагая, что ось c кристалла направлена вдоль волокна, объемные ТГц оптические свойства сапфира взяты из работы [37] с учетом анизотропии, дисперсии и потерь. Следует заметить, что точная характеристика свойств Nb-покрытий

является сложной задачей и выходит за рамки настоящего обзора. Действительно, как обсуждалось в работах [50,51], оптические свойства металлических пленок могут значительно отличаться от свойств объемного металла, поскольку они чувствительны к методу синтеза металлических пленок, а также к геометрии пленки и подложки (имеют значение такие факторы как толщина пленки, размеры кристаллического домена, пористость пленки, тип и ориентация подложки и т.д. [50,52]). Вот почему в наших численных расчетах мы приняли идеальные граничные условия электрического проводника в качестве поверхности пленок, что не является необычным для ТГц диапазона [33,53,54] и в основном приводит к недооценке потерь на распространение в волокне.

На рис. 4, а видно, что в единичном сапфировом волокне существует несколько мод (TE_{01} , TE_{11} , TM_{11} , TE_{01}) в диапазоне частот $0.45\text{--}0.95 \text{ THz}$ с потерями в диапазоне $2\text{--}9 \text{ dB cm}^{-1}$. Как уже упоминалось выше, линейно поляризованный свет может возбуждать только моды с угловым моментом $m = 1$, т.е. TE_{11} и TM_{11} . Кроме того, потери для каждой моды значительно возрастают с увеличением ν (из-за увеличения поглощения ТГц волн в объемном сапфире на более высоких частотах) [37] и порядка моды. Поскольку все волокна в жгуте работают независимо, мы ожидаем, что жгут волокон в целом будет иметь оптические свойства, аналогичные свойствам единичного волокна.

2.3.2. ТГц импульсная спектроскопия жгута сапфировых волокон с металлическим напылением. Для экспериментального определения ТГц оптических характеристик жгутов волокон использовался ТГц импульсный спектрометр (THz-TPS), измерения проводились в режиме „на пропускание“, который ранее использовался в работе [43]. В установке использовались фотопроводящие антенны из LT-GaAs (BATOP GmbH) в качестве генератора и детектора ТГц импульсов. Для возбуждения неравновесных носителей в антеннах использовался волоконный лазер FemtoFiber 780 (TOPICA Photonics AG), генерирующий фемтосекундные лазерные импульсы с центральной длиной волны $0.786 \mu\text{m}$, длительностью 93 fs, частотой следования импульсов 98.59 MGz и средней выходной мощностью 68.9 MW. Лазерный луч поровну делился светоделителем на сигнал накачки и опорный сигнал, а затем ослаблялся в оптическом тракте, чтобы обеспечить среднюю мощность 20 MW в плечах спектрометра. Оптическая задержка между импульсами накачки и опорного импульса варьировала с помощью двухпроходной линейной механической задержки (Zaber Technologies) с точностью позиционирования $< 3 \mu\text{m}$, и максимальное расстояние перемещения было 101.6 mm. Генерируемое ТГц излучение модулировалось на частоте 10 kHz для проведения процедуры синхронной фильтрации. Импульсный сигнал $E(t)$ записан с шагом во временной об-

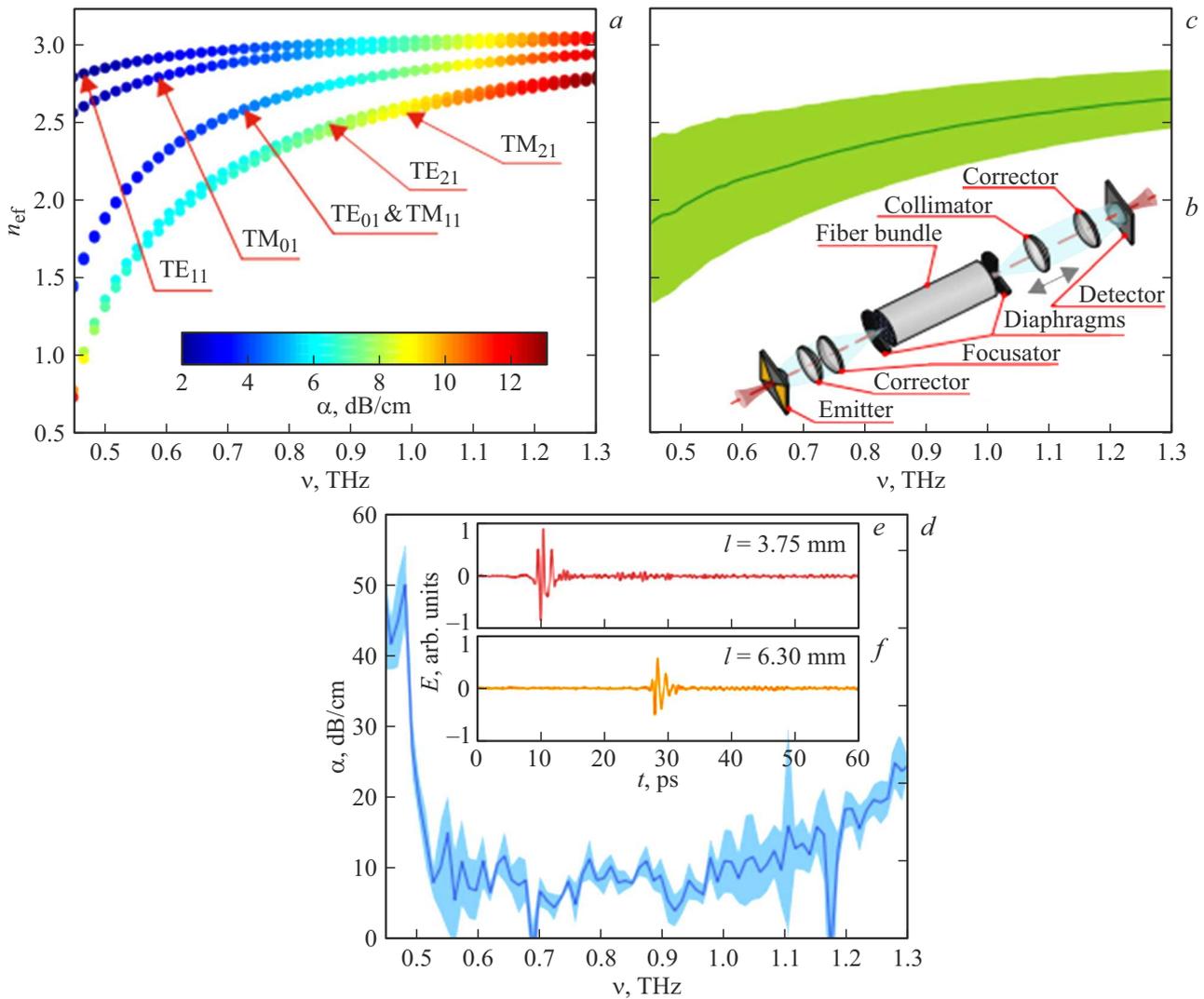


Рис. 4. Численное и экспериментальное исследование волноводных свойств жгута сапфировых волокон с металлическим напылением. (a) Рассчитанные методом FDE эффективные показатели преломления n_{ef} и коэффициенты затухания α (по мощности) в зависимости от частоты ν для некоторых мод низших порядков сапфирового волокна диаметром $300 \mu\text{m}$, волокна покрыты слоем идеального проводника. (b) Схема экспериментальной характеристики жгута волокон в ТГц импульсном спектрометре. (c, d) Экспериментально измеренные групповые эффективные показатели преломления n_{ef} и потери α жгута волокон; (e, f) сигналы во временной области $E(t)$ импульсного ТГц спектрометра для исследуемых образцов жгутов сапфировых волокон длиной $l = 3.75$ и 6.30 mm соответственно. Рисунок заимствован из [25] с согласия издательства Wiley.

ласти 0.05 ps. Длительность регистрируемого импульса 100 ps, разрешение в частотной области 10 GHz. Время накопления сигнала принималось равным 0.1 s, при этом усреднение сигнала не проводилось. В целях контроля влажности во время измерений проводилась продувка азотом оптического тракта ТГц пучка, что позволило минимизировать поглощение излучения парами воды.

На рис. 4, b показана схема части спектрометра с исследуемым волноводом. Излучаемая ТГц волна коллимировалась с помощью комбинации полусферической линзы из HRFZ-Si (жестко закрепленной на генерирующей антенне) и полиметилпентеновой (TPX) линзы, выполняющей роль корректора сферических аберраций и установленной на отдельной стойке, обе линзы

производства Vator GmbH. Результирующий коллимированный ТГц пучок имеет диаметр 25.4 mm. Однородная плосковыпуклая линза (фокусатор) из TPX с фокусным расстоянием 76.2 mm и числовой апертурой $N_A = 0.16$ использовалась для фокусировки ТГц пучка на передний торец жгута волокон через диафрагму диаметром 5.5 mm. После прохождения через образец ТГц пучок снова коллимировался другой линзой TPX (коллиматором) с фокусным расстоянием 76.2 mm, причем на заднем торце жгута закреплялась идентичная диафрагма. Наконец, луч фокусировался на антенну-детектор с помощью описанной выше пары корректор/полусферическая линза. Фокусатор был жестко закреплен, а коллиматор закреплен на рейке и может

перемещаться для размещения жгутов волокон разной длины. В результате измерения регистрировались как амплитуда, так и фаза ТГц сигнала.

Поскольку реконструкция эффективного показателя преломления и потерь для различных направляющих мод жгута волокон представляет собой сложную задачу [45], нами использовался другой подход, в рамках которого определяются эффективные направляющие свойства жгута, которые затем можно качественно сравнить с числовыми данными. С этой целью были измерены две формы волны TPS $E_1(t)$ и $E_2(t)$ кусков жгута волокон с двумя различными длинами $l_1 = 3.75 \text{ mm}$ и $l_2 = 6.30 \text{ mm}$. Опираясь на эти две формы сигнала, эффективный показатель преломления n_{ef} и потери при распространении α (по мощности) жгута сапфирового волокна были реконструированы следующим образом. Рассмотрим фундаментальную моду электромагнитной волны, которая распространяется по образцу длиной l_2 :

$$\tilde{E}_{\text{large}}(v, l) = \exp\left(-i \frac{2\pi v}{c_0} \tilde{n}_{\text{eff}} l_2\right), \quad (4)$$

где \tilde{n}_{eff} — комплексный эффективный показатель преломления моды. Далее рассмотрим плоскую волну $E_{\text{small}}(v, l)$, которая распространяется через эквивалентный образец с меньшей длиной l_1 . Длины оптического пути через кювету спектрометра для обоих волноводов могут быть выражены следующим образом

$$l_{\text{opt}_2} = \tilde{n}_{\text{eff}} l_2 + l_{\text{const}}, \quad (5)$$

$$l_{\text{opt}_1} = \tilde{n}_{\text{eff}} l_1 + n_{\text{air}}(l_2 - l_1) + l_{\text{const}}, \quad (6)$$

где l_{const} определяет постоянную часть пути ТГц пучка, которая одинакова для обоих образцов. Выражение для отношения комплексных амплитуд двух частотных сигналов напомним в следующем виде:

$$\begin{aligned} \frac{\tilde{E}_{\text{large}}(v)}{\tilde{E}_{\text{small}}(v)} &= \\ &= \frac{\exp\left(-i \frac{2\pi v}{c_0} n_{\text{Re}} l_2\right) \exp\left(-\frac{2\pi v}{c_0} n_{\text{Im}} l_2\right)}{\exp\left(-i \frac{2\pi v}{c_0} n_{\text{Re}} l_1\right) \exp\left(-\frac{2\pi v}{c_0} n_{\text{Im}} l_1\right) \exp\left(-i \frac{2\pi v}{c_0} (l_2 - l_1)\right)} \\ &= \left(-\frac{2\pi v}{c_0} n_{\text{Im}} (l_2 - l_1)\right) \exp\left(-i \frac{2\pi v}{c_0} (n_{\text{Re}} - 1)(l_2 - l_1)\right). \end{aligned} \quad (7)$$

Используя это соотношение сигналов и предполагая, что потери на ввод/вывод излучения одинаковы для двух жгутов, их влияние можно исключить. Таким образом, n_{ef} и коэффициент затухания по мощности α можно оценить как [46,55–57]

$$n_{\text{ef}} = 1 + \frac{c_0}{2\pi v} \frac{1}{l_2 - l_1} \phi \left[\frac{F_t^{+1}[E_2]}{F_t^{+1}[E_1]} \right], \quad (8)$$

$$a = \frac{-20}{l_2 - l_1} \lg \left| \frac{F_t^{+1}[E_2]}{F_t^{+1}[E_1]} \right|, \quad (9)$$

где $c_0 = 3 \cdot 10^8 \text{ m/s}^{-1}$ — скорость света в свободном пространстве, $F_t^{+1}[\dots]$ — оператор прямого преобразования Фурье, $\phi[\dots]$ и $|\dots|$ являются операторами фазы и модуля.

Восстановленные характеристики волоконных жгутов вместе с временными сигналами показаны на рис. 4, *c–f*. Погрешности рис. 4, *c, d* соответствуют доверительному интервалу измерений $\pm 1.5\sigma$, где σ — стандартное отклонение. Значительную величину σ мы связываем с эффектами интермодальных биений (что ожидается для маломодового и многомодового режимов передачи излучения [45]), а также с изменениями оптических свойств жгута в разных точках апертуры. Измеренный эффективный показатель преломления согласуется с предсказанными значениями n_{ef} , соответствующими модам низкого порядка в отдельных металлизированных волокнах. В свою очередь измеренные потери на распространение α составляют $\approx 10 \text{ dB cm}^{-1}$ в диапазоне частот 0.45–1.0 ТГц, что в несколько раз больше, чем рассчитанные численно. Более высокое значение потерь α связано с конечной проводимостью тонкого слоя Nb по сравнению с идеальным электрическим проводником, используемым в моделировании. Помимо ожидаемого увеличения α на высоких частотах из-за более высокого поглощения сапфира, потери быстро возрастают на частотах ниже 0.5 ТГц, а ниже 0.45 ТГц жгут волокон оказывается практически непрозрачным. Такое изменение свойств на более низких частотах может быть связано с многомодовым характером передачи излучения. Более того, на частотах ниже основной частоты отсечки

$$v_{\text{cr}} \leq \frac{1.84c_0}{\pi n_{\text{core}}(d)} \quad (10)$$

в жгуте вообще может не существовать устойчивых мод. Для среднего диаметра волокна $d = 250 \mu\text{m}$ частота отсечки составляет $\leq 0.2 \text{ ТГц}$. Учитывая, что диаметры волокон в жгуте волокон различаются (рис. 3, *c*), можно ожидать, что некоторые волокна меньшего диаметра перестанут проводить свет на еще более высоких частотах.

В случае изготовленного таким образом жгута рабочая частота выбрана около 0.5 ТГц, чтобы максимально увеличить его разрешение. Эта рабочая частота намеренно выбрана близкой к частоте отсечки одномодового режима сапфировых волокон, составляющих жгут. На таких частотах управляемая мода хорошо локализована внутри сердцевины волокна, а ее частичное перекрытие металлическим покрытием с потерями все же приводит к управляемым потерям $\approx 10 \text{ dB cm}^{-1}$.

В то же время работа вблизи частоты отсечки приводит к наименьшему параметру разрешения жгута δ из-за квазиодномодового режима работы волокон, составляющих пиксели. В более общем смысле, поскольку разработанная нами система является чисто линейной, та же концепция должна применяться на более высоких частотах при уменьшении размера жгута и волокон.

Практическая проблема, однако, заключается в надежном изготовлении волокон меньшего диаметра, необходимых для субволновой визуализации на частотах выше 1 THz. Например, для субволновой визуализации на частоте 2 THz требуются сапфировые волокна диаметром $\approx 50\text{--}75\ \mu\text{m}$ (чтобы гарантировать передачу излучения в одномодовом режиме), что выходит за пределы возможностей метода EFG. Кроме того, на сегодняшний день наиболее мощные, но все еще достаточно доступные и компактные ТГц источники работают на частотах $< 1\ \text{THz}$, а источники выше 1 THz обычно маломощные. Более того, одна из ключевых способностей ТГц волн проникать сквозь непрозрачные для глаз объекты (такие как большинство сухих диэлектриков) в основном проявляется на частотах ниже 1 THz, на более высоких частотах материальные потери диэлектриков сильно возрастают. Поэтому в приложениях для обнаружения, визуализации и безопасности часто ограничиваются диапазоном ниже 1 THz.

2.3.3. Экспериментальное определение пространственного разрешения изображающей системы на основе жгута параллельно уложенных сапфировых волокон с металлическим напылением. В настоящей работе предложены два различных подхода к оценке разрешения жгута волокон, принимая во внимание неидеальность упаковки волокон в жгуте. Во-первых, это анализ парной корреляционной функции неупорядоченной упаковки волокон, а во-вторых, прямые измерения методом „острого лезвия“.

Вначале проводился статистический анализ неупорядоченной решетки, сформированной координатами центров волокон. Для этой цели была проведена оптическая микроскопия граней жгута волокон (на рис. 5, *a* показано оптическое изображение одной из граней, полученное на микроскопе). Путем проведения цифровой обработки изображений были найдены координаты центров волокон в поперечном сечении жгута. Затем для полученной реальной решетки волокон были рассчитаны ячейки Вороного (показаны на рис. 5, *b*, их цвет соответствует количеству ближайших соседей). Волокна с шестью ближайшими соседями соответствуют хорошо структурированным областям жгута с лежащей в основе гексагональной решеткой. Напротив, области, характеризующиеся либо большим, либо меньшим числом ближайших соседей, соответствуют переупакованной или недоупакованной решетке. Разупорядочение упаковки волокон приводит к снижению пространственного разрешения, поскольку гексагональная решетка представляет собой максимально плотную упаковку цилиндрических волокон. Используя полученные координаты узлов двумерной неупорядоченной решетки, рассчитывалась парная корреляционная функция $g(\mathbf{r})$ [25]:

$$g(\mathbf{r}) = \frac{1}{m} \sum_j p_j(\mathbf{r} - \mathbf{r}_j), \quad (11)$$

где \mathbf{r} — вектор в поперечном сечении жгута, $m = M/S$ — плотность узлов (центров волокон) в плоскости, M — количество узлов внутри области S , $p_j(\mathbf{r})$ — плотность вероятности нахождения узла в положении вектора \mathbf{r} вокруг узла j . На рис. 5, *c* рассчитанная на основе экспериментальных данных парная корреляционная функция сравнивается с парной корреляционной функцией идеальной гексагональной решетки. Поскольку разрешение жгута волокон определяется расстоянием между двумя ближайшими волокнами, в разупорядоченной решетке оно может значительно различаться по апертуре жгута. В этом случае возможные значения пространственного разрешения оптического жгута должны быть охарактеризованы с помощью функции плотности вероятности, рассчитанной с использованием первого пика парной корреляционной функции (при условии, что вклад в формирование этого пика вносят только ближайшие соседи). Из рис. 5, *c* видно, что первый пик парной корреляционной функции (и, следовательно, разрешение жгута) можно аппроксимировать с помощью функции Гаусса

$$p(\delta) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_\delta} \exp\left[-\frac{(\delta - \langle\delta\rangle)^2}{2\sigma_\delta^2}\right], \quad (12)$$

при этом среднее значение $\langle\delta\rangle = 0.53$ и дисперсия $\sigma_\delta = 0.06$. Оба параметра нормированы на рабочую длину волны, которая принимается равной $\lambda = 600\ \mu\text{m}$ и соответствует минимально возможной рабочей частоте $\nu \approx 0.5\ \text{THz}$, как обсуждалось в предыдущем разделе.

Предложенный подход к оценке разрешения жгута волокон достаточно общий и может быть использован для любого разупорядоченного жгута волокон независимо от его рабочей частоты [2–19], а также для анализа различных волоконных сред [28–32]. Таким образом, используя только геометрические данные для решетки, составленной из центров волокон, можно предсказать пространственное разрешение жгута, предполагая, что между отдельными волокнами нет обмена энергией.

Также проведена характеристика пространственного разрешения жгута путем проведения так называемого теста по методу „острого лезвия“. Для этого проводилась визуализация тестовых непрозрачных объектов с острыми краями (полубесконечная плоскость) на длине волны $\lambda = 600\ \mu\text{m}$ (частота $\nu \approx 0.5\ \text{THz}$), пропускание которого можно задать ступенчатой функцией Хевисайда. В дальнейшем определяется функция рассеяния точки (point spread function, PSF) изображающей системы и соответственно ее пространственное разрешение. В качестве объекта используется полоска металлической фольги с прямым краем. В качестве источника непрерывного ТГц излучения используется лампа обратной волны (ЛЮВ), спектральная ширина линии составляла $10^{-5}\ \nu$, мощность $10^{-2}\ \text{W}$. В качестве детектора интенсивности пучка — ячейка Голя [34], которая имеет чувствительность $10^{-5}\ \text{V/W}$ и постоянную времени 0.1 s. Для модуляции интенсивности ТГц пучка был применен

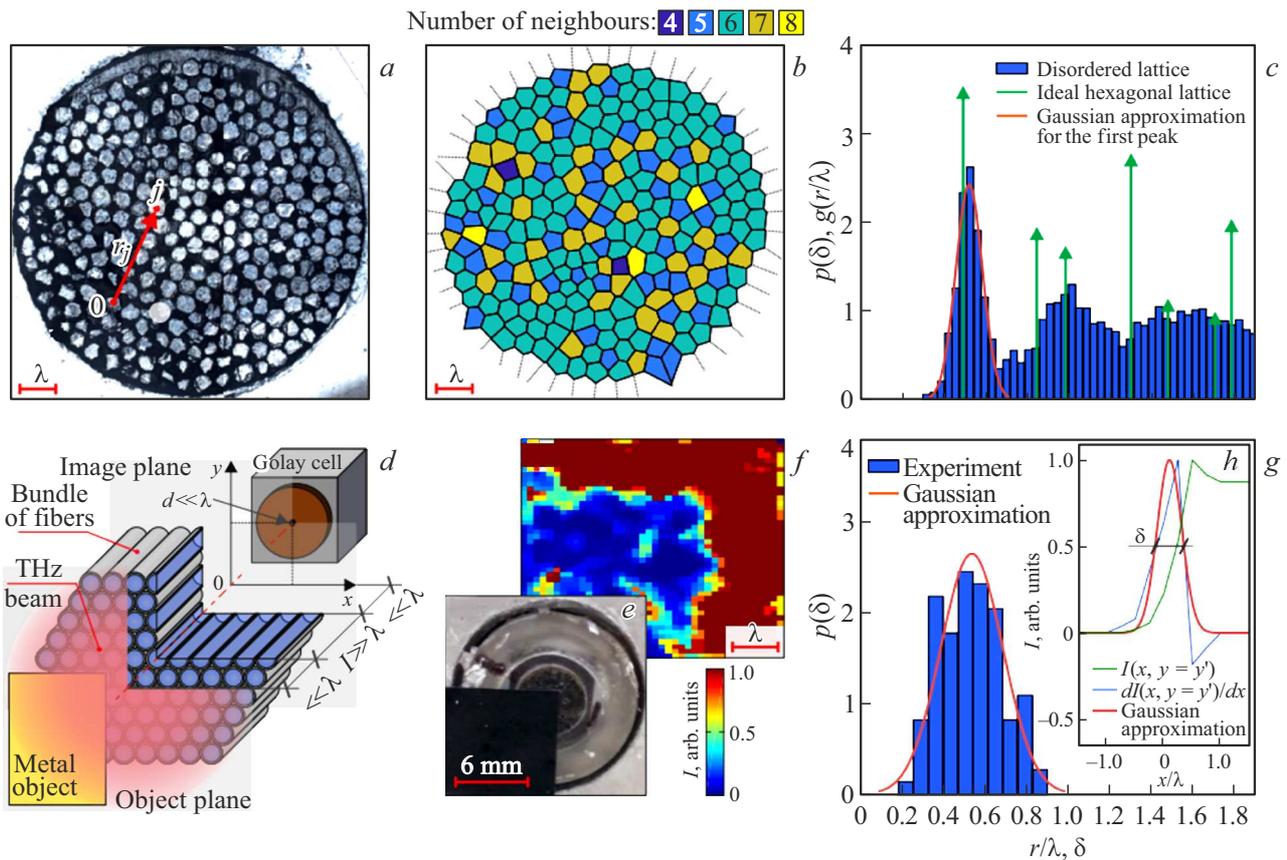


Рис. 5. Экспериментальное определение пространственного разрешения изготовленного жгута сапфировых волокон при проведении ТГц визуализации на длине волны $\lambda = 600\ \mu\text{m}$. (a) Фотография одной из граней жгута, полученная при помощи оптического микроскопа, где r_j определяет пространственные координаты центра (узла) j -го волокна. (b) Ячейки Вороного для соответствующей разупорядоченной 2D-решетки, сформированной сапфировыми волокнами; цвет ячеек соответствует количеству ближайших соседей каждого узла. (c) Парная корреляционная функция $g(\mathbf{r})$ для идеальной гексагональной (зеленый цвет) и неупорядоченной (синий цвет) решеток волокон. Первый пик можно использовать для характеристики изменения разрешения по апертуре жгута, он аппроксимирован функцией Гаусса (красная кривая). (d) Схема ТГц визуализации с использованием жгутов волокон. (e, f) Оптическое изображение металлического углового предмета, находящегося в контакте с передней гранью жгута, и соответствующее ТГц изображение, считываемое сканирующей диафрагмой с задней грани. (g) Плотность вероятности $p(\delta)$ для распределения параметра разрешения δ в независимых измерениях, полученная статистическим анализом ТГц изображений. (h) Процесс оценки параметра разрешения δ в заданной точке апертуры жгута. Зеленый цвет — профиль интенсивности вдоль линии на ТГц изображении вблизи края объекта $I(x, y = y_0)$; синий — его первая производная $dI(x, y = y_0)/dx$, полуширина пика производной определяет параметр локального разрешения δ . Рисунок заимствован из [25] с согласия издательства Wiley.

механический 22 Нз чоппер, впоследствии сигнал демодулировался на детекторе.

Схема измерения приведена на рис. 5, d, а изображение фольги в ТГц диапазоне — на рис. 5, f. На ТГц изображении присутствуют искажения, вызванные неупорядоченностью структуры жгута, а также вариациями пропускания жгута по его апертуре.

В экспериментальной установке отображаемый объект располагается на небольшом расстоянии (менее λ) перед передней гранью жгута и освещается слегка сфокусированным пространственно однородным пучком ТГц излучения. При столь малом расстоянии между объектом и жгутом справедливо геометрическое „приближение тени“, согласно которому распределение излучения в плоскости объекта равно распределению в плоскости

передней грани жгута. Это позволяет нам рассматривать переднюю грань жгута как плоскость объекта (object plane). Излучение, не заблокированное металлическим тестовым объектом, вводилось в жгут и считывалось с его задней поверхности с помощью сканирующей диафрагмы диаметром $200\ \mu\text{m}$, которая также находилась вблизи плоскости изображения. Рассеянное ТГц поле на теневой стороне субволновой диафрагмы регистрировалось с помощью ячейки Голя. И диафрагма, и ячейка Голя были установлены на двухмерном моторизованном трансляторе, который обеспечивает растровое сканирование плоскости изображения с точностью позиционирования $< 2\ \mu\text{m}$.

На рис. 5, g, h показаны результаты оценки разрешения. Вставка (h) иллюстрирует процесс оценки

разрешения для определенного положения в апертуре жгута. Таким образом, для фиксированного вертикального положения y_0 рассмотрим профиль интенсивности $I(x, y = y_0)$ в горизонтальном направлении x на ТГц изображении, которое содержит резкое изменение интенсивности из-за угла фольги. Производная $dI(x, y = y_0)/dx$ имеет резкий пик для координаты x , соответствующей переходу „фольга–свободное пространство“, и будет одновременно являться функцией рассеяния указанной изображающей системы [58]. То же самое справедливо и для производной профиля интенсивности в вертикальном направлении $I(x = x_0, y)$. Для характеристики пространственного разрешения δ в конкретной точке нами используется полуширина пика производной интенсивности на уровне половинной амплитуды (full width of half-maximum, FWHM). Отметим, что параметр разрешения δ измерялся в разных областях апертуры жгута волокон (вдоль вертикальной и горизонтальной сторон тестового объекта в направлениях y и x (рис. 5, *f*)) путем проведения независимых измерений. Таким образом, найдено статистическое распределение $p(\delta)$, определяющее флуктуации разрешения жгута по его апертуре, а также выполнена его аппроксимация функцией Гаусса (уравнение (12)), результаты показаны на рис. 5, *g*.

Прямая экспериментальная выборка разрешения жгута показывает среднее значение $(\delta) = 0.53$ и стандартное отклонение $\sigma_\delta = 0.15$; оба параметра нормированы на рабочую длину волны. Примечательно, что среднее разрешение (δ) очень хорошо коррелирует с данными, полученными путем анализа парной корреляционной функции и представленными ранее. В то же время метод прямой выборки предсказывает существенное изменение разрешения по всей апертуре жгута (дисперсия σ_δ в 2.5 раз больше, чем аналогичный параметр получаемых при анализе парной корреляционной функции). Увеличение σ_δ (при непосредственном измерении δ) может быть вызвано несколькими факторами, которые не учитываются при выполнении анализа парной корреляционной функции. Например, несовершенные сколы концов волокон, возникающие при шлифовке и полировке граней жгута (рис. 3, *b* и 5, *a*), могут приводить к значительному рассеянию ТГц излучения при вводе излучения в жгут и выводе из него, а также к переотражениям излучения внутри жгута. Колебания диаметра и эллиптичности сапфировых волокон на всей протяженности жгута, а также микроизгибы внутри него могут привести к возбуждению мод более высокого порядка с сильно асимметричными полями. Наконец, неполное совпадение координат волокон в плоскости объекта и плоскости изображения может привести к перекосу изображения.

Вышеупомянутые дефекты могут привести к значительному изменению пропускания отдельного волокна по апертуре жгута, что, в свою очередь, может повлиять на разрешение изображающей системы. Предстоит более детальный анализ негативного влияния этих факторов на работоспособность жгута сапфировых волокон

и работа по минимизации их влияния, что будет целью наших дальнейших работ.

В целом как анализ парной корреляционной функции, так и ТГц визуализация непрозрачного металлического угла показывают большой потенциал для субволнового имиджинга при помощи изготовленных жгутов сапфировых волокон. Даже представленная структура с неоптимальной упаковкой волокон показывает среднее разрешение $(\delta) = 0.53$ с наименьшим разрешением, достигающим $\delta = 0.3$ в некоторых областях жгута. Такие разрешения преодолевают дифракционный предел Аббе (0.62λ) традиционных систем визуализации в свободном пространстве, и, таким образом, обсуждаемая структура обладает большим потенциалом для субволновой ТГц микроскопии.

2.3.4. Реконструкция изображений, полученных с помощью жгута параллельно уложенных сапфировых волокон с металлическим напылением.

Визуализация с использованием жгутов волокон обычно страдает от различных искажений изображения, среди которых особое значение имеют неоднородности интенсивности регистрируемого ТГц излучения из-за флуктуаций пропускания отдельных волокон по апертуре жгута. Прямой подход к уменьшению этого типа искажения заключается в выполнении нормализации изображения по эталонному (изображение жгута в отсутствие объекта). В частности, нормализованное изображение $I_n(\mathbf{r})$ вычисляется на основе сигнала образца $I_{\text{raw}}(\mathbf{r})$ и эталонного сигнала $I_{\text{ref}}(\mathbf{r})$ с использованием следующей процедуры регуляризации:

$$I_n(\mathbf{r}) = \frac{I_{\text{raw}}(\mathbf{r})}{I_{\text{ref}}(\mathbf{r})} \left(1 + \kappa \frac{N}{I_{\text{ref}}(\mathbf{r})} \right)^{-1}, \quad (13)$$

где $N = 0.095\%$ соответствует уровню шума в $I_{\text{raw}}(\mathbf{r})$ и $I_{\text{ref}}(\mathbf{r})$, $\kappa = 10^{-3}$ — параметр регуляризации, определяемый эмпирически [35] (предполагаем, что N и κ постоянны по всей плоскости изображения). В уравнении (13) первое отношение задает простую инверсную фильтрацию и дает правильно скорректированную интенсивность изображения, тогда как второе слагаемое становится равным 1, когда $I_{\text{ref}}(\mathbf{r}) \gg N$, равным 0, когда $I_{\text{ref}}(\mathbf{r}) \ll N$, и служит для уменьшения шумов, присущих инверсной фильтрации [35].

На рис. 6 проиллюстрирован пример процедуры получения ТГц изображения тестового бинарного объекта. Объектом контроля является металлическая решетка (рис. 6, *a*) с периодом 1.8 mm и шириной металлической полосы 0.9 mm, изготовленной из толстой ($\ll \lambda$) алюминиевой фольги. Необработанное изображение $I_{\text{raw}}(\mathbf{r})$, полученное с использованием жгута, показано на рис. 6, *c*. Эталонное изображение $I_{\text{ref}}(\mathbf{r})$ показано на рис. 6, *b* и было получено с тем же жгутом без решетки. Наконец, нормализованное изображение $I_n(\mathbf{r})$, полученное с использованием процедуры регуляризации (13), показано на рис. 6, *d*. Хотя улучшение качества изображения

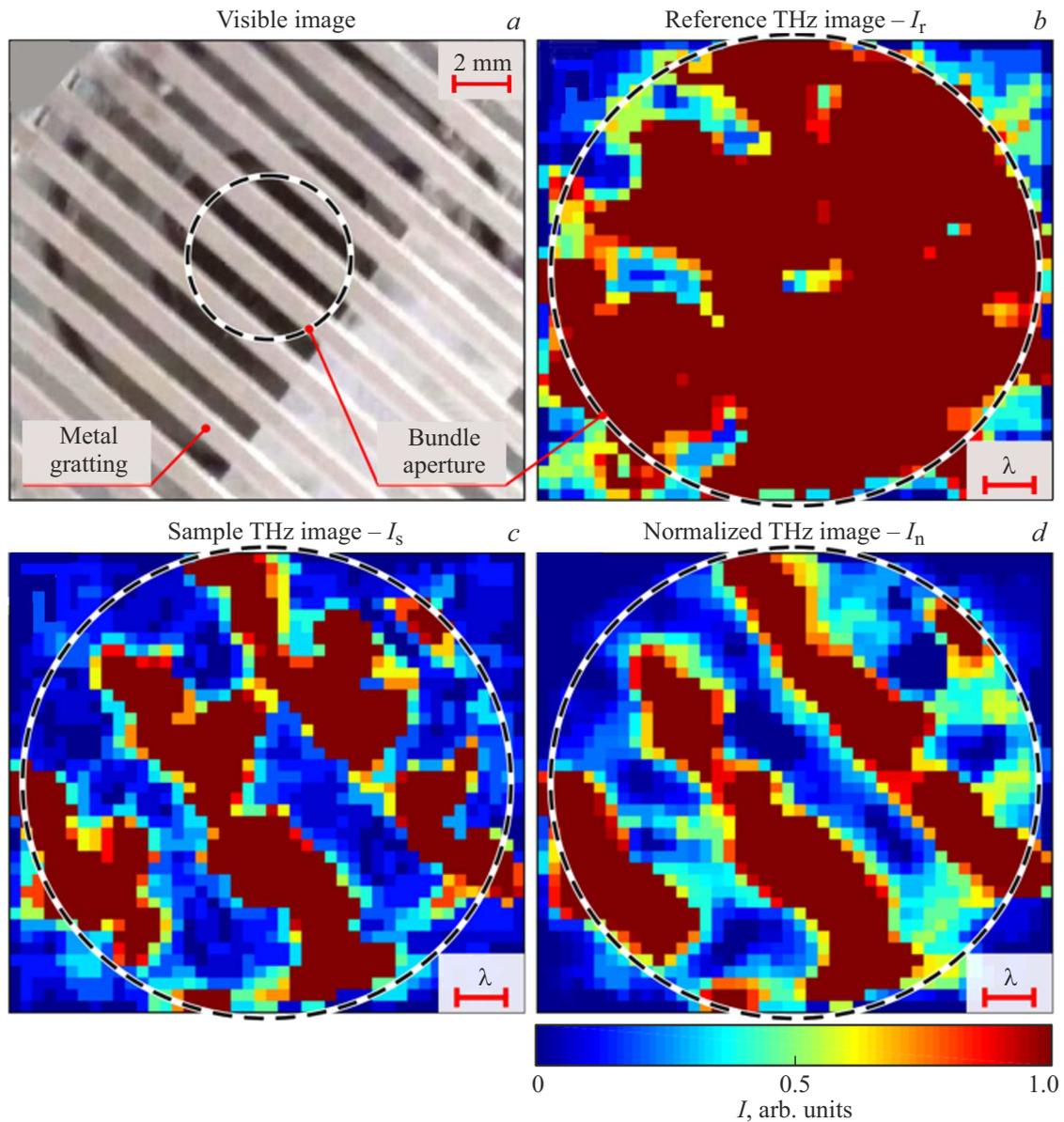


Рис. 6. ТГц изображение металлической решетки с использованием жгута сапфировых волокон при длине волны $\lambda = 600 \mu\text{m}$. (a) Фотография металлической решетки, расположенной на входном конце волоконного жгута и имеющей период 2 mm и размер щели 1 mm. (b) опорное ТГц изображение $I_{\text{ref}}(\mathbf{r})$, сформированное на выходном торце жгута без какого-либо объекта на входном торце. (c) Необработанное ТГц изображение $I_{\text{raw}}(\mathbf{r})$, сформированное на выходном торце жгута с металлической решеткой на входном торце. (d) Нормализованное ТГц изображение $I_n(\mathbf{r})$ металлической решетки, рассчитанное с использованием уравнения (8). Рисунок заимствован из [25] с согласия издательства Wiley.

с помощью простой инверсной фильтрации очевидно, возможно дальнейшее улучшение изображения с использованием более совершенных методов, таких как обратный фильтр Винера и альтернативные процедуры регуляризации [35] или другие методы, такие как машинное обучение и реконструкция изображений на основе моделей [21–23].

Отметим, что на изображении мы не наблюдаем специфического шума пикселизации, который обычно присущ визуализации через оптоволокно. Это связано

с используемым в нашем исследовании считыванием ТГц изображения при помощи сканирующей диафрагмы, поскольку такие методы считывания автоматически приводят к сглаживанию изображения из-за малого расстояния между сапфировыми волокнами в жгуте и больших размеров сердцевин волокон.

Наряду с простотой рассматриваемый тип считывания изображения позволяет избежать искажения ТГц изображения за счет минимизации дифракции волны на выходном конце жгута волокон. Действительно, гео-

метрическое „приближение тени“ [36] справедливо для описания передачи ближнего поля от выходной грани жгута к сканирующей диафрагме, так как осевое расстояние между ними $\ll \lambda$. Кроме того, при регистрации изображения субволновой диафрагмой и использовании когерентного источника излучения расстояние между задней гранью жгута и диафрагмой можно увеличить до $\sim \lambda$, а искажения изображения из-за дифракции могут быть численно компенсированы путем решения интегральных уравнений векторной теории дифракции, как показано, например, в [41]. В то же время считывание ТГц изображения со сканирующей апертурой занимает много времени и имеет низкую энергоэффективность. В частности, эту трудность можно уменьшить, используя жгуты расходящихся волокон с размерами мод, превышающими дифракционный предел на их выходных концах (разд. 3).

В то время как представленный пример демонстрирует большой потенциал жгутов волокон с высоким показателем преломления для применений в субволновой визуализации также существует значительный потенциал для улучшения его характеристик. Увеличение разрешения жгута и улучшение качества изображения может быть достигнуто за счет увеличения толщины и проводимости металлического покрытия отдельных волокон, уменьшения колебаний диаметров волокна по апертуре и длине жгута, увеличения плотности и порядка упаковки волокон в жгуте, а также за счет повышения оптического качества граней жгута. Благодаря этим улучшениям можно будет добиться разрешения всего $0.2\text{--}0.25\lambda$, а потери на распространение можно уменьшить до $2\text{--}4\text{ dB cm}^{-1}$ — по сравнению с экспериментально продемонстрированным $\delta = 0.3\text{--}0.5\lambda$ и $\alpha \approx 10\text{ dB cm}^{-1}$.

3. Расходящийся жгут сапфировых волокон в диэлектрической матрице

В этом разделе мы приводим результаты исследования свойств конусообразного жгута волокон, состоящего из расходящегося массива оптических сапфировых волокон, и его использование для ТГц визуализации с пространственным разрешением, превышающим предел Аббе. Схема регистрации изображения при помощи такого волокна показана на рис. 7, *a*, а сечение жгута вдоль оптической оси — на рис. 7, *b*. Волокна диаметром $300\text{ }\mu\text{m}$ уложены в массив размером 21×21 (простая квадратная решетка) и закреплены при помощи эпоксидной смолы в диэлектрической матрице, напечатанной на 3D-принтере. Таким образом, каждое волокно представляет собой отдельный пиксель. При помощи численного моделирования показано, что разработанный жгут характеризуется минимальным разрешением на частоте 0.33 THz , на указанной частоте эффект обмена энергией между соседними волокнами будет минимальным. Сами волокна уложены передними

торцами практически вплотную и формируют квадратную 2D-решетку в объектной плоскости с периодом $p = 0.35\text{ mm}$, общая сторона квадрата $P = 7.0\text{ mm}$. Затем волокна расходятся, сохраняя квадратную решетку, симметрично в поперечном сечении жгута. Толщина жгута составляет 11.25 mm , а период решетки волокон в плоскости изображения в 3 раза больше, чем в предметной плоскости. Это приводит к растяжению ближнего поля с коэффициентом $K = 3$, который делает возможным его считывание с задней грани пучка обычным дифракционно-ограниченным объективом.

3.1. Схема расходящегося жгута сапфировых волокон и оценка максимального пространственного разрешения

Для всестороннего анализа пространственного разрешения расходящегося жгута необходимо учитывать как передающие свойства отдельного волокна, так и эффекты перекрестных помех между волокнами в массиве расходящихся волокон.

Во-первых, численно изучены передающие свойства сапфирового волокна (ось *c* КФ направлена вдоль оптической оси волокна), закрепленного в эпоксидной смоле, которая одновременно служит в роли оболочки с осью *c* сапфира, направленной вдоль оси симметрии волокна. Взяв ТГц оптические свойства сапфира из работы [53] (включая анизотропию, дисперсию и поглощение материала) и эпоксидной смолы из [41], направляющие свойства волокна диаметром $300\text{ }\mu\text{m}$ анализируются с использованием метода собственных мод (FDE) в программном обеспечении ANSYS Mode. На рис. 8, *a* показаны вычисленные эффективный показатель преломления n_{ef} и потери на распространение α (по мощности) для нескольких низших направляющих мод сапфирового волокна.

Из рисунка следует, что наше волокно работает в эффективно двухмодовом режиме, так как только две низшие моды HE_{11} и TE_{01} имеют достаточно малые потери α , чтобы пройти через жгут длиной примерно 1 cm . Даже для этих мод потери значительно возрастают на более низких частотах ($\leq 0.25\text{ THz}$) из-за слабого удержания в сердцевине и перекрытия сильного поля с оболочкой с большими потерями. Точно так же модальные потери значительно увеличиваются на более высоких частотах ($\geq 0.5\text{ THz}$) из-за увеличения поглощения ТГц волн сапфиром. Таким образом, спектральный диапазон ввода ТГц излучения в сапфировом волокне с эпоксидным покрытием ограничен диапазоном $0.25\text{--}0.5\text{ THz}$. Хотя моды HE_{11} и TE_{01} имеют очень разные распределения интенсивности в сердцевине волокна (рис. 8, *b*), они могут быть возбуждены в расходящемся жгуте из-за нарушения симметрии в таких структурах. Отметим, что для жгута параллельно уложенных волокон с диэлектрической оболочкой в самом волокне будет возбуждаться только фундаментальная мода HE_{11} ,

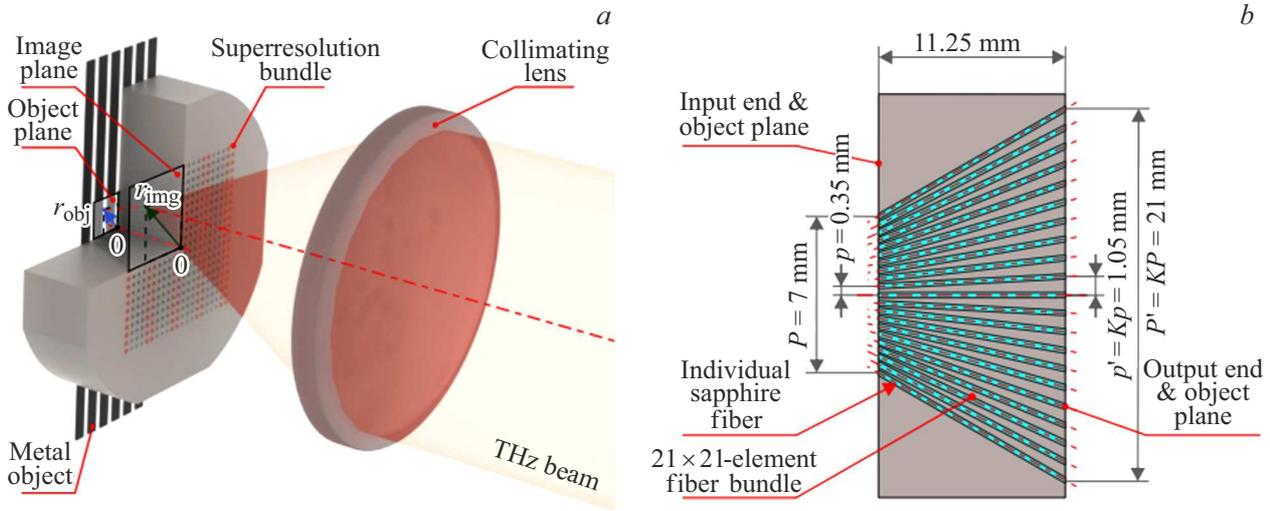


Рис. 7. Расходящийся жгут сапфировых волокон. (a) Схема проведения ближнепольного имиджинга при использовании расходящегося жгута волокон, изображение считывается с задней стороны жгута дифракционно-ограниченным оптическим элементом. (b) Поперечное сечение жгута вдоль оптической оси. Рисунок заимствован из [36] с согласия издательства American Physical Society.

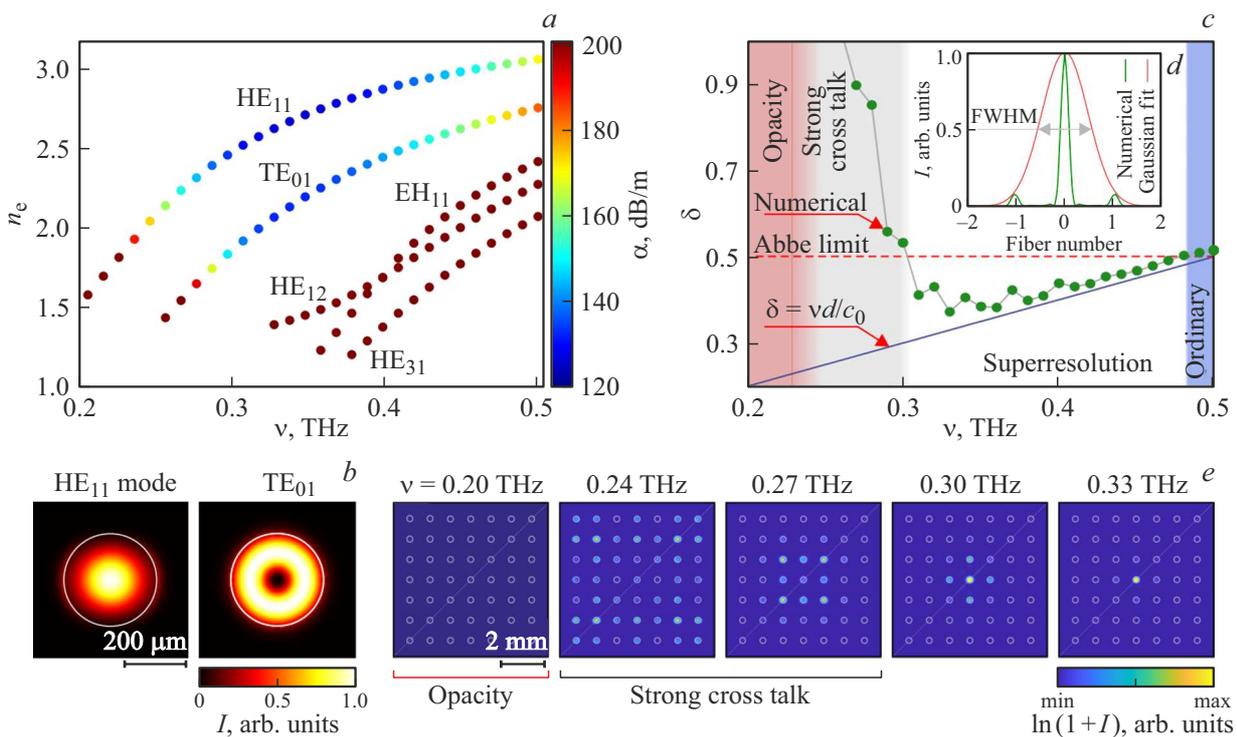


Рис. 8. Численное моделирование распространения излучения в расходящемся жгуте волокон. (a) Эффективный показатель преломления n_{eff} и потери при распространении α (по мощности) нескольких мод в одиночном сапфировом волокне диаметром $300 \mu\text{m}$, оболочкой которого является эпоксидная смола. (b) Распределения интенсивности $I \propto E^2$ двух мод I и II с наименьшими потерями на частоте 0.33 THz . (c) Теоретические и численные оценки параметра δ . (d) Оценка PSF жгута с учетом эффекта обмена энергией соседними волокнам в жгуте. (e) Напряженность поля на задней грани выходного жгута, полученная при помощи численного моделирования, когда на входной грани излучение вводится только в единичное центральное волокно. На рис. (c) различные режимы работы расходящегося жгута отмечены как „непрозрачность“ („opacity“), „сильный обмен энергией“ („strong crosstalk“), „сверхразрешение“ („superresolution“) и „стандартный режим“ („ordinary“). Рисунок заимствован из [36] с согласия издательства American Physical Society.

а значит, эффект межмодовой интерференции не будет в нем проявляться.

При отсутствии обмена энергией между волокнами параметр разрешения δ может быть определен аналитически как функция диаметра волокна d и длины электромагнитной волны в свободном пространстве λ или частоты ν :

$$\delta = \frac{d}{\lambda} = \frac{d\nu}{c_0}. \quad (14)$$

Как показано синей линией на рис. 8, *c*, при фиксированном диаметре отдельного волокна d такой параметр разрешения δ линейно возрастает с частотой ν . На частотах $\nu < 0.48$ THz аналитическое разрешение превышает предел Аббе для свободного пространства $\delta = 0.5$. Чтобы оценить влияние обмена энергией между соседними волокнами на δ , выполняется численное моделирование передачи излучения через решетку расходящихся волокон размера 9×9 с геометрией, аналогичной представленной на рис. 7, в диапазоне 0.2–0.5 THz с использованием метода конечных элементов в частотной области (FEFD) в программном обеспечении COMSOL Multiphysics. Результаты этих симуляций обобщены в рис. 8, *c–e*. Путем возбуждения только центрального пикселя на передней грани жгута (остальные волокна закрыты непрозрачным экраном) оценивается частотно-зависимая функция рассеяния точки (PSF) такого модельного жгута (рис. 8, *e*), который представляет собой 1D-сечение интенсивности, проходящее через максимум. Затем рассчитывается численный параметр разрешения δ на разных частотах ν путем подгонки этой PSF функцией Гаусса с последующей оценкой ее полуширины (рис. 8, *c*). Рассчитанное таким образом разрешение δ показано зелеными кружками на рис. 8, *c*. Он имеет сильный частотно-зависимый характер из-за межволоконных обменов излучением (имеет место существенное уширение пика интенсивности, так как появляются побочные максимумы в соседних волокнах). Численное моделирование позволяет выделить следующие спектральные режимы работы расходящегося жгута:

(а) *непрозрачность* — на низких частотах $\nu \leq 0.24$ THz жгут непрозрачный;

(б) *сильный обмен энергией* — при $\nu \in (0.24, 0.3)$ THz разрешение δ оказывается ограничено пределом Аббе из-за обмена энергией между волокнами;

(в) *сверхразрешение* — при $\nu \in (0.3, 0.48)$ THz обмен энергией между волокнами можно в значительной степени пренебречь, а разрешение δ превышает предел Аббе;

(г) *стандартный* — при $\nu \geq 0.48$ THz жгут все еще можно использовать для визуализации, но он теряет возможности сверхразрешения.

Наше численное моделирование предсказывает наименьшее значение параметра разрешения $\delta \cong 0.35$ на частоте $\nu \cong 0.33$ THz. Поэтому эта конкретная частота выбрана для дальнейшего экспериментального исследования разрешения расходящегося жгута.

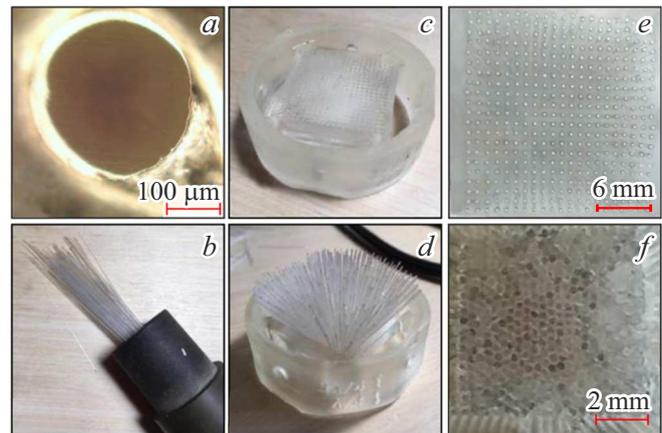


Рис. 9. Стадии изготовления расходящегося жгута волокон. (а) Микроскопия индивидуального ядра диаметром $300 \mu\text{m}$ выращенного EFG сапфирового волокна, обрабатывается в свободном пространстве. (б) Фото монодисперсных ($d = 300 \pm 20 \mu\text{m}$) сапфировых волокон, подготовленных для жгута, сборка. (с, д) 3D-печатная полимерная форма до и после вставки сапфировых волокон соответственно. (е, ф) Микроскопия выходного и входного концов соответственно конусообразного жгута. Рисунок заимствован из [36] с согласия издательства American Physical Society.

3.2. Изготовление жгута расходящихся волокон

Сапфировые волокна изготавливаются с использованием метода EFG-выращивания формованных кристаллов непосредственно из расплава Al_2O_3 [34,35,41], который подробно описан в работе [45] и в разд. 2, выращенные волокна затем разрезают на куски длиной 2 см и оставляют только волокна с диаметром d в диапазоне $300 \pm 20 \mu\text{m}$. На рис. 9, *a, b*) представлены микроскопия торца типичного сапфирового волокна и фотография набора волокон, используемых в сборке жгута волокон.

Как показано на рис. 9, *c, d*, массив расходящихся волокон собран с использованием пористой полимерной матрицы, изготовленной с использованием трехмерной (3D) печати (принтер Anycub LCD Photon с разрешением по ширине и глубине 47 и $30 \mu\text{m}$ соответственно). Матрица имеет ряд отверстий диаметром 400–500 μm , в которые вставляются сапфировые волокна. Затем матрица с волокнами погружается в эпоксидную смолу с последующим отверждением. Затем входной и выходной концы жгута шлифуют и полируют (рис. 9, *e, f*). В результате на выходной грани жгута (плоскость изображения) волокна образуют почти идеальный квадратный массив (рис. 9, *e*), в то время как на входной грани (плоскость объекта) массив волокон несколько разупорядочен, что вызвано небольшим смещением волокон во время отверждения эпоксидной смолы (рис. 9, *f*).

3.3. Экспериментальная визуализация при помощи жгута сапфировых волокон

С использованием оригинальной системы визуализации, описанной в разд. 2.3.3, были получены изображения на частоте 0.33 THz при помощи изготовленного жгута. В экспериментальной установке отображаемый объект располагается в непосредственном контакте с входной гранью жгута и освещается слабо сфокусированным пространственно однородным ТГц пучком.

Освещение частично непрозрачного объекта формирует пространственное распределение напряженности поля в плоскости объекта $I_{obj}(\mathbf{r}_{obj})$, где \mathbf{r}_{obj} — вектор в плоскости объекта. Затем ТГц поле вводится в жгут волокон, направляется к выходной грани жгута и растягивается с коэффициентом увеличения $K \simeq 3$ расходящейся волоконной решеткой. На выходной грани жгута формируется распределение напряженности ТГц поля $I_{img}(\mathbf{r}_{img})$, где \mathbf{r}_{img} — вектор в плоскости изображения, который при отсутствии обменов энергией между волокнами и интермодальных помех связан с распределением интенсивности в плоскости объекта следующим образом:

$$I_{img}(\mathbf{r}_{img}) = I_{obj}\left(\frac{\mathbf{r}_{img}}{K}\right). \quad (15)$$

Распределение интенсивности $I_{img}(\mathbf{r}_{img})$ затем считается с выходной грани жгута с широкоапертурной линзы, выступающей в роли дифракционно-ограниченного объектива. В этой системе использовался моторизованный растровый 2D-сканер, на котором установлены широкоапертурная линза с дифракционным ограничением и ячейка Голея. Линза коллимирует ТГц излучение из дифракционно-ограниченной области выходной грани жгута (для уменьшения шумов используется диафрагма с диаметром λ) и направляет ее на детектор.

А. Обработка изображений

На рис. 10, *a, b* показана фотография тестового объекта, представляющего собой решетку из металлических полос с периодом 1.8 mm и шириной металлической полосы 0.9 mm, а также его ТГц изображения, полученные через жгут расходящихся волокон при $\nu = 0.33$ THz ($\lambda = 917 \mu\text{m}$). Хотя даже на необработанном ТГц изображении отчетливо видны несколько периодов металлической решетки (рис. 10, *b*), его необходимо дополнительно улучшить, чтобы смягчить воздействие различных артефактов измерения, характерных для визуализации при помощи таких жгутов волокон; среди них упомянем пикселизацию изображения (ТГц изображение выглядит как набор отдельных спеклов), флуктуации интенсивности изображения (изменяется пропускание отдельных волокон по апертуре жгута из-за изменения их оптических свойств), шумы типа „salt and pepper“ (шум соли и перца) (некоторые пиксели могут быть

дефектными или, наоборот, обеспечивают гораздо более высокую передачу, чем в среднем).

Чтобы смягчить эти трудности, выполняется цифровая обработка полученного изображения. Во-первых, подавляется пикселизация с использованием квадратичного скользящего усредняющего (сглаживающего) фильтра $f(\mathbf{r}_{img})$ на выходной грани жгута с шириной и высотой, равными периоду волоконной решетки:

$$I_{filt}(\mathbf{r}_{img}) = I_{img}(\mathbf{r}_{img})\phi f(\mathbf{r}_{img}). \quad (16)$$

Во-вторых, ТГц изображение масштабируется с обратным коэффициентом увеличения K^{-1} , чтобы восстановить его в плоскости объекта с последующей передискретизацией. Наконец, обратная фильтрация используется для коррекции неоднородностей интенсивности изображения. С этой целью мы получаем эталонное изображение $I_{img}^{ref}(\mathbf{r})$ на выходной грани жгута в отсутствие изображаемого объекта, а затем применяем сглаживание и передискретизацию с использованием тех же параметров, что и для ТГц изображения образца. Затем изображение объекта нормируется по эталонному с помощью процедуры регуляризации, описанной в работе [36]. Восстановленное таким образом терагерцовое изображение в плоскости объекта $I_{norm}(\mathbf{r}_{obj})$ показано на рис. 10, *c*, при этом эффекты пикселизации изображения, неоднородностей интенсивности и поврежденных пикселей эффективно смягчаются обработкой изображения.

В. Оценка разрешения

Для экспериментальной оценки пространственного разрешения расходящегося жгута волокон используется стандартная методика, заключающаяся в визуализации тестовых объектов с резкими изменениями их пропускания (подробное описание приведено в работах [25,36], а также в разд. 2.3.3). В частности, в качестве объекта используется полоска металлической фольги с прямым краем. Поскольку волокна в жгуте упакованы в квадратную решетку, разрешение можно изучать в нескольких направлениях (горизонтальном, вертикальном и диагональном, как показано на рис. 11, *a–e*). Для оценки разрешения вычисляется первая производная от профиля интенсивности изображения $dl_{norm}(\mathbf{r})/d\mathbf{r}$ в направлении \mathbf{r} , перпендикулярном изображаемому краю металлической фольги. Поскольку функцию $dl_{norm}(\mathbf{r})/d\mathbf{r}$ можно рассматривать как аппроксимацию PSF изображающей системы [58], параметр разрешения δ рассчитывается в каждой точке вдоль края металлической фольги как полуширина центрального пика функции, нормированная на $\lambda = 917 \mu\text{m}$. Путем изучения различных положений и ориентаций края фольги на входной грани жгута собирается статистика пространственного распределения параметра разрешения δ , которая затем аппроксимируется функцией Гаусса (рис. 11, *g*). Как и ожидалось, охарактеризованное таким образом разрешение различается для перпендикулярного и диагонального направлений со

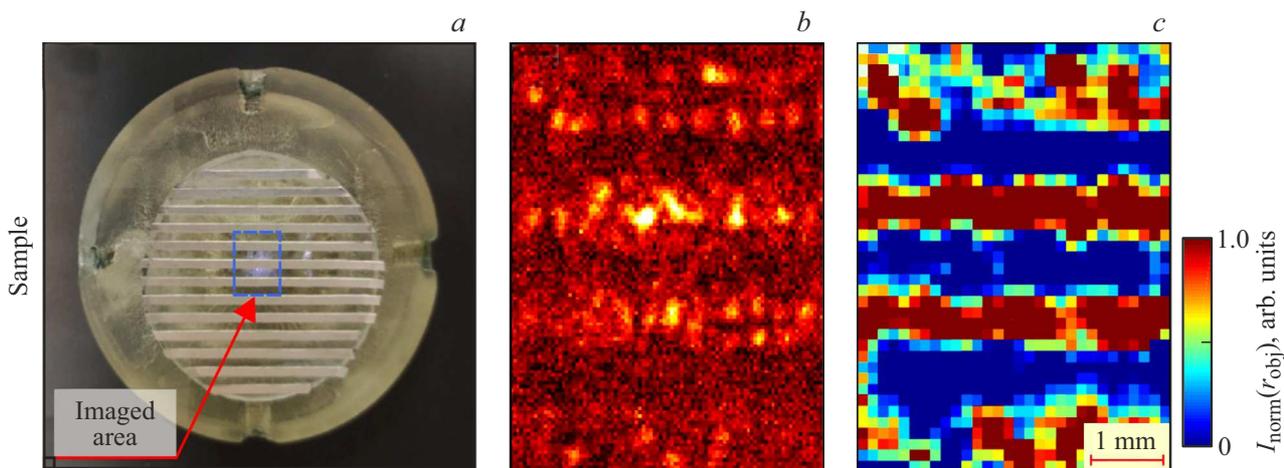


Рис. 10. Обработка ТГц изображений, полученных с помощью расходящегося жгута волокон на частоте $\nu = 0.33$ THz ($\lambda \simeq 917 \mu\text{m}$). (a) Фотография входной грани жгута в контакте с тестовым объектом. (b) Измеренное $I_{\text{img}}(\mathbf{r}_{\text{img}})$. (c) Нормализованное изображение в ТГц диапазоне, $I_{\text{norm}}(\mathbf{r}_{\text{obj}})$, полученное с использованием уравнения (17). Рисунок заимствован из [36] с согласия издательства American Physical Society.

средними значениями $\langle \delta \rangle = 0.347$ и 0.543 и стандартными отклонениями $\sigma_{\text{delta}} = 0.148$ и 0.171 соответственно.

Наблюдаемое изменение разрешения на входной грани жгута можно объяснить, если рассмотреть неупорядоченную решетку, образованную волокнами в плоскости объекта. В частности, на рис. 11, *h* показано фото входной грани жгута, а на рис. 11, *i, j* — ячейки Вороного и парная корреляционная функция $g(\mathbf{r})$ (рассчитана для соответствующей частично неупорядоченной решетки, образованной сапфировыми волокнами (узлами) [25]). Граничные узлы (волокна) имеют меньше ближайших соседей, что усложняет читаемость данных. Поэтому для удобства на панели рис. 11, *i* мы не показываем ячейки для краевых узлов. На графике (*i*) можно заметить, что большинство узлов имеют шесть ближайших соседей, при этом это число несколько колеблется по апертуре жгута. Если для идеальной кристаллической решетки отчетливые пики на $g(\mathbf{r})$ представляют собой δ -функции Дирака, то для несколько неупорядоченной решетки такие пики уширены. Среди них выделяются первый и второй, так как они определяют статистику расстояний между узлом решетки и его ближайшими соседями в вертикальном или горизонтальном и диагональном направлениях соответственно. Путем аппроксимации пиков $g(\mathbf{r})$ функцией Гаусса статистические данные для разделения ближайших соседей (рис. 11, *j*) оказываются весьма близкими к результатам прямых экспериментальных измерений разрешения (рис. 11, *g*). В частности, средние значения $\langle \delta \rangle = 0.373$ и 0.515 для первого и второго пиков практически полностью согласуются с нашими экспериментальными оценками, что подтверждает, что разупорядочение решетки волокна — основной фактор, ответственный за изменение разрешения по апертуре жгута.

4. Выводы

В настоящем обзоре приведена информация о двух видах жгутов оптических волокон с высоким показателем преломления для получения изображений с пространственным разрешением, превышающим дифракционный предел. Первый вид жгутов представляет собой массив параллельно уложенных сапфировых волокон, причем волокна могут иметь как металлическую, так и диэлектрическую оболочки. Первый тип такого жгута состоит из сапфировых параллельно уложенных волокон с диаметром $300 \mu\text{m}$ и периодом жгута 0.45 mm , а другой, исследуемый в настоящей работе, состоит из оптических сапфировых волокон диаметром $300 \mu\text{m}$ с металлическим покрытием и длиной 20 mm , параллельно уложенных вплотную друг к другу и образующих гексагональную решетку.

Экспериментально и теоретически было продемонстрировано, что ТГц изображающая система на основе жгута волокон с металлическим покрытием характеризуется субволновым пространственным разрешением. Анализ парной корреляционной функции решетки волокон, а также прямые измерения пространственного разрешения методом „острого лезвия“ и ТГц визуализация непрозрачного металлического угла позволили определить разрешение жгута в серии независимых измерений. Из-за некоторой разупорядоченности решетки волокон разрешение жгута будет меняться по его апертуре и составит $\langle \delta \rangle = 0.53 \pm 0.15 \lambda$, где $\lambda = 600 \mu\text{m}$, а наименьшее разрешение достигало $\delta = 0.3$ в некоторых областях жгута. Таким образом, подтверждено, что жгут сапфировых волокон обладает разрешением, близким к дифракционному пределу Аббе, и демонстрирует значительный потенциал для проведения субволнового имиджинга.

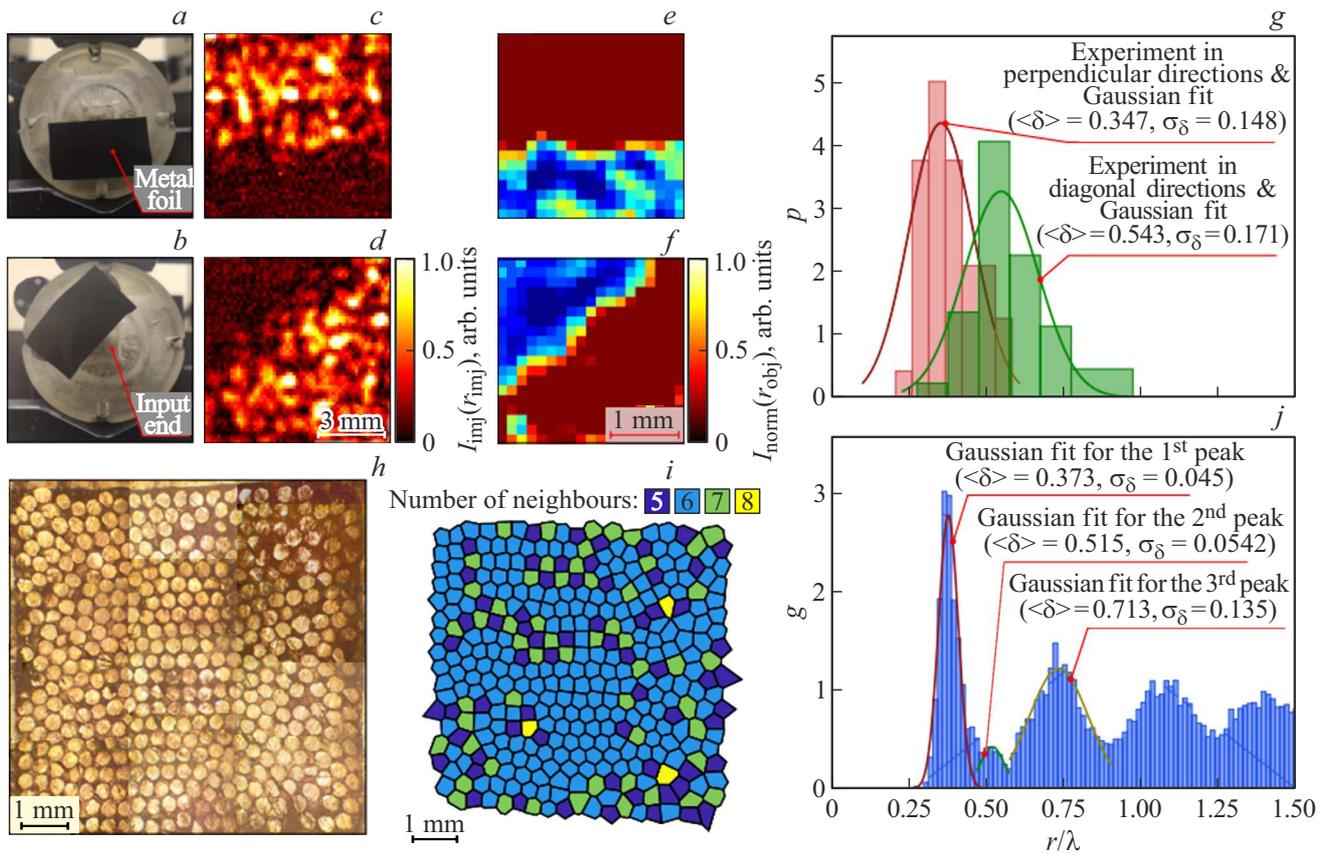


Рис. 11. Пространственное разрешение расходящегося жгута волокон на частоте $\nu = 0.33$ THz ($\lambda \approx 917 \mu\text{m}$). (a, b) Фотографии металлической полосы с прямым краем, используемые в качестве тестовых объектов, ориентированных по горизонтали, вертикали или диагонали. (c, d) Измеренные $I_{\text{img}}(\mathbf{r}_{\text{img}})$ и (e, f) нормированные $I_{\text{norm}}(\mathbf{r}_{\text{obj}})$ ТГц изображения этого тестового объекта с различными ориентациями. (g) Статистика изменения параметра разрешения δ по апертуре жгута в перпендикулярном и диагональном направлениях относительно квадратной решетки жгута, вызванная неупорядоченностью решетки и аппроксимированная гауссовым распределением. (h) Микроскопия передней грани жгута. (i) Представление передней грани жгута с помощью ячеек Вороного, окрашенных в соответствии с количеством ближайших соседей каждого волокна (узла). (j) Парная корреляционная функция $g(\mathbf{r})$ для частично неупорядоченной решетки волокна вместе с аппроксимацией Гаусса для ее первого, второго и третьего пиков. Рисунок заимствован из [36] с согласия издательства American Physical Society.

Второй вид жгутов — конусообразный жгут, составлен из расходящегося массива сапфировых оптических волокон с диаметром волокна $300 \pm 20 \mu\text{m}$ и оптическим качеством поверхности. Такой жгут позволяет передавать ближнее ТГц поле с масштабом неоднородностей меньше дифракционного предела, а затем масштабирует распределение интенсивности в несколько раз, что позволяет считывать регистрируемое поле при помощи дифракционно-ограниченного элемента. Период жгута в объектной области составляет 0.35 mm и в плоскости изображения 1.05 mm . Численные расчеты показали, что на частотах $\nu < 0.48$ THz пространственное разрешение превышает предел Аббе.

Проведено измерение разрешения такого жгута расходящихся сапфировых волокон с высоким показателем преломления, которое составило $\langle \delta \rangle = 0.34 \pm 0.15 \lambda$, что хорошо соответствует численно предсказанному значению $\delta = 0.35 \lambda$ на рабочей длине волны $\lambda = 917 \mu\text{m}$. Данные результаты продемонстрировали значительные воз-

можности по формированию изображений со сверхвысоким разрешением при помощи таких конических жгутов волокон. Также обеспечивается удобное и энергоэффективное считывание распределения поля с использованием стандартных оптических дифракционно-ограниченных элементов. Кроме того, можно сделать вывод, что использование жгутов с металлическим напылением волокон более перспективно для высоких частот (около $\nu \approx 0.5$ и выше), а волокна с диэлектрическим покрытием будут более эффективны на низких частотах, хотя на разрешение будет влиять эффект обменов энергией между волокнами.

Таким образом, в настоящем обзоре приведена информация о новых методах ТГц визуализации, основанных на использовании жгутов сапфировых оптических волокон, которые позволяют преодолеть дифракционный предел Аббе. Жгуты оптических волокон на основе сапфировых волокон с высоким показателем преломления могут быть полезны в биофотонике для проведения ими-

джинга со сверхвысоким разрешением, превышающим дифракционный предел Аббе для свободного пространства. Это означает, что такие жгуты могут обеспечивать более точную и детальную визуализацию объектов в биологических тканях и органах. Кроме того, методики восстановления ТГц изображений тестовых бинарных объектов, полученных при помощи предлагаемых жгутов, могут быть использованы для диагностики различных заболеваний и патологий в медицинской практике.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] G. Agrawal. *Nonlinear Fiber Optics*, 4th ed. (Elsevier Science, USA, 2007).
- [2] G. Keiser, F. Xiong, Y. Cui, P. Shum. *J. Biomed. Opt.*, **19**, 080902 (2014). DOI: 10.1117/1.jbo.19.8.080902
- [3] J. Li, H. Ebendorff-Heidepriem, B. Gibson, A. Greentree, M. Hutchinson, P. Jia, R. Kostecki, G. Liu, A. Orth, M. Ploschner, E. Schartner, S. Warren-Smith, K. Zhang, G. Tsiminis, E. Goldys. *APL Photonics*, **3**, 100902 (2018). DOI: 10.1063/1.5040861
- [4] C. Lee, C. Engelbrecht, T. Soper, F. Helmchen, E. Seibel. *J. Biophotonics*, **3** (5–6), 385 (2010). DOI: 10.1002/jbio.200900087
- [5] L. Doronina-Amitonova, I. Fedotov, O. Efimova, M. Chernysheva, A. Fedotov, K. Anokhin, A. Zheltikov. *Appl. Phys. Lett.*, **101**, 233702 (2012). DOI: 10.1063/1.4864646
- [6] S. Sivankutty, A. Bertoncini, V. Tsvirkun, N.G. Kumar, G. Brévalle, G. Bouwmans, E.R. Andresen, C. Liberale, H. Rigneault. *Opt. Lett.*, **46** (19), 4968 (2021). DOI: 10.1364/OL.435063
- [7] Y. Lavi, A. Millo, A. Katzir. *Appl. Phys. Lett.*, **87**, 241122 (2005). DOI: 10.1063/1.2141728
- [8] W. Xing, L. Wang, K. Maslov, L. Wang. *Opt. Lett.*, **38** (1), 52 (2013). DOI: 10.1364/OL.38.000052
- [9] B. Flusberg, E. Cocker, W. Piyawattanametha, J. Jung, E. Cheung, M. Schnitzer. *Nat. Methods*, **2**, 941 (2005). DOI: 10.1038/nmeth820
- [10] W. Gobel, J. Kerr, A. Nimmerjahn, F. Helmchen. *Opt. Lett.*, **29** (21), 2521 (2004). DOI: 10.1364/OL.29.002521
- [11] L. Doronina-Amitonova, I. Fedotov, A. Fedotov, A. Zheltikov. *Appl. Phys. Lett.*, **102**, 161113 (2013). DOI: 10.1063/1.4801847
- [12] B. Lee, S. Han, Y. Jeong, J. Paek. *Opt. Lett.*, **29** (1), 116 (2004). DOI: 10.1364/OL.29.000116
- [13] T. Xie, D. Mukai, S. Guo, M. Brenner, Z. Chen. *Opt. Lett.*, **30** (14), 1803 (2005). DOI: 10.1364/OL.30.001803
- [14] M. Pochechuev, I. Fedotov, A. Zheltikov. *Appl. Phys. Lett.*, **113**, 191102 (2018). DOI: 10.1063/1.5054316
- [15] A. Orth, M. Ploschner, E. Wilson, I. Maksymov, B. Gibson. *Sci. Adv.*, **5** (4), eaav1555 (2019). DOI: 10.1126/sciadv.aav1555
- [16] R.P.J. Barretto, T.H. Ko, J.C. Jung, T.J. Wang, G. Capps, A.C. Waters, Y. Ziv, A. Attardo, L. Recht, M.J. Schnitzer. *Nat. Med.*, **17**, 223 (2011). DOI: 10.1038/nm.2292
- [17] V. Szabo, C. Ventalon, V. DeSars, J. Bradley, V. Emiliani. *Neuro Resource*, **84** (6), 1157 (2014). DOI: 10.1016/j.neuron.2014.11.005
- [18] A. Yetisen, H. Qu, A. Manbachi, H. Butt, M. Dokmeci, J. Hinstroza, M. Skorobogatiy, A. Khademhosseini, S. Yun. *ACS Nano*, **10** (3), 3042 (2016). DOI: 10.1021/acsnano.5b08176
- [19] P. Gutruf, C. Good, J. Rogers. *APL Photonics*, **3**, 120901 (2018). DOI: 10.1063/1.5040256
- [20] D. Kim, J. Moon, M. Kim, T. Yang, J. Kim, E. Chung, W. Choi. *Opt. Lett.*, **39** (7), 1921 (2014). DOI: 10.1364/OL.39.001921
- [21] J.-H. Han, S. Yoon. *Opt. Lett.*, **36** (16), 3212 (2011). DOI: 10.1364/OL.36.003212
- [22] J. Shao, W.-C. Liao, R. Liang, K. Barnard. *Opt. Lett.*, **43** (8), 1906 (2018). DOI: 10.1364/OL.43.001906
- [23] J. Shao, J. Zhang, X. Huang, R. Liang, K. Barnard. *Opt. Lett.*, **44** (5), 1080 (2019). DOI: 10.1364/OL.44.001080
- [24] A. Porat, E.R. Andresen, H. Rigneault, D. Oron, S. Gigan, O. Katz. *Opt. Express*, **24** (15), 16835 (2016). DOI: 10.1364/OE.24.016835
- [25] K. Zaytsev, G. Katyba, N. Chernomyrdin, I. Dolganova, A. Kucheryavenko, A. Rossolenko, V. Tuchin, V. Kurlov, M. Skorobogatiy. *Adv. Opt. Mater.*, **8** (18), 2000307 (2020). DOI: 10.1002/adom.202000307
- [26] R. Stantchev, B. Sun, S. Hornett, P. Hobson, G. Gibson, M. Padgett, E. Hendry. *Sci. Adv.*, **2**, e1600190 (2016). DOI: 10.1126/sciadv.1600190
- [27] Y. Choi, C. Yoon, M. Kim, T.D. Yang, C. Fang-Yen, R. Dasari, K. Lee, W. Choi. *Phys. Rev. Lett.*, **109**, 203901 (2012). DOI: 10.1103/PhysRevLett.109.203901
- [28] P. Belov, C. Simovski, P. Ikonen. *Phys. Rev. B*, **71**, 193105 (2005). DOI: 10.1103/PhysRevB.71.193105
- [29] P. Belov, Y. Zhao, S. Sudhakaran, A. Alomainy, Y. Hao. *Appl. Phys. Lett.*, **89**, 262109 (2006). DOI: 10.1063/1.2424557
- [30] K. Kaltenecker, A. Tuniz, S. Fleming, A. Argyros, B. Kuhlmeier, M. Walther, B. Fischer. *Optica*, **3** (5), 458 (2016). DOI: 10.1364/OPTICA.3.000458
- [31] A. Tuniz, B. Kuhlmeier, R. Lwin, A. Wang, J. Anthony, R. Leonhardt, S. Fleming. *Appl. Phys. Lett.*, **96**, 191101 (2010). DOI: 10.1063/1.3428576
- [32] M. Habib, A. Stefani, S. Atakaramians, S. Fleming, A. Argyros, B. Kuhlmeier. *Appl. Phys. Lett.*, **110**, 101106 (2017). DOI: 10.1063/1.4978445
- [33] D.W. Vogt, J. Anthony, R. Leonhardt. *Opt. Exp.*, **23** (26), 33359 (2015). DOI: 10.1364/OE.23.033359
- [34] G. Katyba, K. Zaytsev, I. Dolganova, I. Shikunova, N. Chernomyrdin, S. Yurchenko, G. Komandin, I. Reshetov, V. Nesvizhevsky, V. Kurlov. *Prog. Cryst. Growth Charact. Mater.*, **64** (4), 133 (2018). DOI: 10.1016/j.pcrysgrow.2018.10.002
- [35] G. Katyba, K. Zaytsev, I. Dolganova, N. Chernomyrdin, V. Ulitko, S. Rossolenko, I. Shikunova, V. Kurlov. *Prog. Cryst. Growth Charact. Mater.*, **67** (3), 100523 (2021). DOI: 10.1016/j.pcrysgrow.2021.100523
- [36] G.M. Katyba, M. Skorobogatiy, D.G. Melikants, N.V. Chernomyrdin, A.N. Perov, E.V. Yakovlev, I.N. Dolganova, I.E. Spector, V.V. Tuchin, V.N. Kurlov, K.I. Zaytsev. *Phys. Rev. Appl.*, **18**, 034069 (2022). DOI: 10.1103/PhysRevApplied.18.034069
- [37] D. Grischkowsky, S. Keiding, M. van Exter, Ch. Fattinger. *J. Opt. Soc. Am. B*, **7** (10), 2006 (1990). DOI: 10.1364/JOSAB.7.002006
- [38] H. Chen, M. Buric, P. Ohodnicki, J. Nakano, B. Liu, B. Chorpene. *Appl. Phys. Rev.*, **5**, 011102 (2018). DOI: 10.1063/1.5010184
- [39] I. Minin, O. Minin, G. Katyba, N. Chernomyrdin, V. Kurlov, K. Zaytsev, L. Yue, Z. Wang, D. Christodoulides. *Appl. Phys. Lett.*, **114**, 031105 (2019). DOI: 10.1063/1.5065899

- [40] P. Martin. *Phys. Rev.*, **161**, 143 (1967).
DOI: 10.1103/PhysRev.161.143
- [41] G.M. Katyba, D.G. Melikyants, N.V. Chernomyrdin, V.N. Kurlov, K.I. Zaytsev. *Opt. Engineering*, **60** (8), 082010 (2021).
DOI: 10.1117/1.OE.60.8.082010. (03)90001-5
- [42] N.V. Chernomyrdin, G.M. Katyba, A.A. Gavdush, T.V. Frolov, I.N. Dolganova, V.N. Kurlov, K.I. Zaytsev. *Proc. SPIE*, **11088**, 110880I (2019). DOI: 10.1117/12.2528741
- [43] N.V. Abrosimov, V.N. Kurlov, S.N. Rossolenko. *Prog. Cryst. Growth Charact. Mater.*, **46** (1–2), 1 (2003).
DOI: 10.1016/S0960-8974(03)90001-5
- [44] P.I. Antonov, V.N. Kurlov. *Prog. Cryst. Growth Charact. Mater.*, **44** (2), 63 (2002).
DOI: 10.1016/S0960-8974(02)00005-0
- [45] G. Katyba, K. Zaytsev, N. Chernomyrdin, I. Shikunova, G. Komandin, V. Anzin, S. Lebedev, I. Spektor, V. Karasik, S. Yurchenko, I. Reshetov, V. Kurlov, M. Skorobogatiy. *Adv. Opt. Mater.*, **6** (22), 1800573 (2018).
DOI: 10.1002/adom.201800573
- [46] K.I. Zaytsev, G.M. Katyba, V.N. Kurlov, I.A. Shikunova, V.E. Karasik, S.O. Yurchenko. *IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol.*, **6** (4), 576 (2016).
DOI: 10.1109/TTHZ.2016.2555981
- [47] G.M. Katyba, N.V. Chernomyrdin, I.N. Dolganova, A.A. Pronin, I.V. Minin, O.V. Minin, K.I. Zaytsev, V.N. Kurlov. *Proc. SPIE*, **11164**, 111640G (2019).
DOI: 10.1117/12.2536305
- [48] E. Yakovlev, K. Zaytsev, I. Dolganova, S. Yurchenko, *IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol.*, **5** (5), 810 (2015).
DOI: 10.1109/TTHZ.2015.2460671
- [49] Lumerical Mode Solutions. [Электронный ресурс].
URL: <https://www.lumerical.com>
- [50] V.V. Gerasimov, B.A. Knyazev, A.K. Nikitin, G.N. Zhizhin. *Appl. Phys. Lett.*, **98**, 171912 (2011).
DOI: 10.1063/1.3584130
- [51] T.H. Isaaca, W.L. Barnes, E. Hendry. *Appl. Phys. Lett.*, **93**, 241115 (2008). DOI: 10.1063/1.3049350
- [52] M.A. Ordal, R.J. Bell, R.W. Alexander, L.L. Long, M.R. Querry. *Appl. Opt.*, **24** (24), 4493 (1985).
DOI: 10.1364/AO.24.004493
- [53] M.S. Islam, C.M.B. Cordeiro, M.A.R. Franco, J. Sultana, A.L.S. Cruz, D. Abbott. *Opt. Express*, **28** (11), 16089 (2020).
DOI: 10.1364/OE.389999
- [54] D.V. Lavrukhin, A.E. Yachmenev, I.A. Glinskiy, R.A. Khabibullin, Y.G. Goncharov, M. Ryzhii, T. Otsuji, I.E. Spector, M. Shur, M. Skorobogatiy, K.I. Zaytsev, D.S. Ponomarev. *AIP Adv.*, **9**, 015112 (2019). DOI: 10.1063/1.5081119
- [55] V. Setti, L. Vincetti, A. Argyros. *Opt. Express*, **21** (3), 3388 (2013). DOI: 10.1364/OE.21.003388
- [56] T. Ma, A. Markov, L. Wang, M. Skorobogatiy. *Opt. Express*, **23** (6), 7856 (2015). DOI: 10.1364/OE.23.007856
- [57] A. Markov, M. Skorobogatiy. *Appl. Phys. Lett.*, **103**, 181118 (2013). DOI: 10.1364/OE.21.012728
- [58] D.F. Gardner, M. Tanksalvala, E.R. Shanblatt, X. Zhang, B.R. Galloway, C.L. Porter, R. Karl Jr, C. Bevis, D.E. Adams, H.C. Kapteyn, M.M. Murnane, G.F. Mancini. *Nat. Photonics*, **11**, 259 (2017). DOI: 10.1364/LS.2017.LM3F4