

07

Широкоапертурная асферическая оптика для формирования субволновой каустики пучка терагерцового электромагнитного излучения

© Н.В. Черномырдин^{1,4}, А.О. Щадько¹, С.П. Лебедев², И.Е. Спектор², В.Л. Толстогузов¹,
А.С. Кучерявенко¹, К.М. Малахов¹, Г.А. Командин², В.С. Горелик³, К.И. Зайцев^{1,2,4}

¹ Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана,
105005 Москва, Россия

² Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН,
119991 Москва, Россия

³ Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН,
119333 Москва, Россия

⁴ Первый Московский государственный медицинский университет имени И.М. Сеченова
119991 Москва, Россия

e-mail: chernik-a@yandex.ru, kirzay@gmail.com

Поступила в редакцию 26.10.2017 г.

Предложена широкоапертурная асферическая линза для фокусировки пучка терагерцового (ТГц) электромагнитного излучения в кружок субволнового размера. Расчет линзы и оценка размера формируемой ей каустики осуществлялись с помощью вычислительных методов геометрической оптики и электродинамики. Линза изготовлена из полиэтилена высокой плотности с помощью токарного станка. Для экспериментальной оценки пространственного разрешения, обеспечиваемого линзой, создана ТГц изображающая система, основанная на растровом сканировании поверхности объекта. Изображающая система в сочетании с широкоапертурной ТГц оптикой применялась для регистрации изображений шпальных мир с различными пространственными частотами. Анализ экспериментальных данных показал, что асферическая линза позволяет разрешать два объекта, разнесенные на расстояние 0.95λ , обеспечивая контраст в 15%. Предложенная ТГц оптика превосходит классические ТГц сферические линзы и внеосевые параболические зеркала, существенно расширяя возможности методов ТГц спектроскопии и имиджинга.

DOI: 10.21883/OS.2018.03.45664.250-17

Введение

Терагерцовой (ТГц) области электромагнитного спектра соответствуют частоты от 0.1 до 10 THz (длины волн от 3 mm до $30\ \mu\text{m}$) [1–3]. ТГц излучение малой мощности безвредно для организма человека [4,5]. Частотная зависимость ТГц диэлектрической проницаемости несет информацию о структурных свойствах вещества и низкочастотных молекулярных колебаниях [6–9]. Благодаря отмеченным свойствам ТГц излучение находит применение в различных областях науки и техники [1]. Показана возможность применения методов ТГц спектроскопии [9–12], имиджинга [13–15] и томографии [16,17] в биологии, медицине [18–20], материаловедении, химии и фармацевтике [21–23], в задачах обеспечения безопасности жизнедеятельности [24–26], неразрушающего технологического и эксплуатационного контроля конструкционных материалов [27–29].

Пространственное разрешение ТГц изображающих систем ограничено дифракционным пределом разрешения, зависящим от длины волны и числовой апертуры оптической системы [30,31]. В большинстве случаев для фокусировки пучка ТГц излучения применяются одиночные сферические плоско-выпуклые линзы или внеосевые параболические зеркала. Их числовая апертура достигает

$NA = 0.5$, а минимальный радиус кружка рассеяния — $r = 1.22\lambda_0$ [31] (λ_0 — длина волны излучения в свободном пространстве). Дальнейшее увеличение числовой апертуры, а соответственно уменьшение размера кружка рассеяния для стандартной оптики, не представляется возможным. Это связано с тем, что с ростом числовой апертуры наблюдается значительное увеличение сферической аберрации линзы со сферическими поверхностями. Более того, при больших апертурах возникает перекрытие падающего пучка с пучком, сфокусированным внеосевым параболическим зеркалом [30].

Эффективным подходом к повышению пространственного разрешения ТГц имиджинга является использование принципов ближнепольной микроскопии [32,33]. Данный подход с легкостью обеспечивает разрешение $r = 0.1\lambda_0$ [34]. Для уникальных ТГц ближнепольных микроскопов разрешение может достигать $r = 0.003\lambda_0$ [35]. В то же время ТГц ближнепольной микроскопии присущи значительные недостатки, во многом ограничивающие спектр ее приложений. Для детектирования излучения, рассеянного малоразмерными зондами (диафрагмами или кантилеверами) применяются редкие и дорогостоящие ТГц источники, характеризующиеся высокой мощностью, а для регистрации — высокочувствительные приемники, эксплуатация которых вне стен ла-

боратории крайне затруднительна. Расстояние от зонда до исследуемого объекта невелико, вследствие чего зонд может взаимодействовать с образцом и даже повредить его. Регистрация одного изображения с помощью методов ближнепольной микроскопии — достаточно длительная процедура, при этом зонды достаточно быстро деградируют и требуют постоянной замены. Разновидностью микроскопии ближнего поля являются методы безлинзового переноса поля ближней зоны из плоскости объекта в плоскость изображения с использованием плазмонных эффектов в регулярных массивах металлических проволок [36–40]. Данный метод формирования изображения не требует сканирования поверхности образца и обеспечивает пространственное разрешение до $r = 0.1\lambda_0$. Тем не менее он остается лабораторным по причине высокой трудоемкости изготовления устройства формирования изображения, а также необходимости использования детекторов ТГц поля с чувствительной площадкой субволнового размера (менее $0.1\lambda_0$).

Методы ТГц голографии [41–43] и ТГц имиджинга на основе синтеза апертуры [44] позволяют реализовать субволновое разрешение до $r = 0.1\lambda_0$. Однако они требуют проведения достаточно сложных вычислений в процессе восстановления изображения образца на основе данных интерференционных измерений (решение обратных некорректных обратных задач) [45,46]. Таким образом, несмотря на большой прогресс в области ТГц оптоэлектроники, проблема повышения пространственного разрешения методов дву- и трехмерного ТГц имиджинга остается весьма актуальной. Одним из перспективных путей решения данной задачи является значительное повышение числовой апертуры оптической системы за счет использования асферических оптических поверхностей [30,47].

В настоящей работе для формирования каустики ТГц пучка с субволновым размером, предлагается асферическая линза (АЛ) с числовой апертурой $NA = 0.64$. Расчет широкоапертурной линзы и оценка размеров формируемой каустики ТГц пучка осуществляется с помощью вычислительных методов геометрической оптики (трассировка лучей в ZEMAX [48]) и электродинамики (конечно-разностный метод численного решения уравнений Максвелла — *finite-difference time domain (FDTD)* [49,50]). Разработанный оптический элемент изготавливался из полиэтилена высокой плотности (*high-density polyethylene — HDPE*) с использованием токарного станка с числовым программным управлением. С целью экспериментального исследования обеспечиваемого АЛ пространственного разрешения создана ТГц изображающая система, работающая в режиме растрового (поточечного) сканирования поверхности образца и регистрирующая отраженное ТГц излучение. В качестве источника непрерывного монохроматического излучения в работе использовалась лампа обратной волны (ЛОВ) [51–53], а в качестве детектора — ячейка Голея [54]. ТГц изображающая система в сочетании с

разработанной АЛ применялась для регистрации изображений тестовых объектов — шпальных мис с различными пространственными частотами, что позволило оценить качество изображения и определить обеспечиваемое АЛ пространственное разрешение. Показывается, что разработанная АЛ позволяет разрешать две точки, разнесенные на расстояние $r = 0.95\lambda_0$, обеспечивая контраст в 15%. Для сравнения показано, что стандартная плоско-выпуклая сферическая линза (СЛ), изготовленная из *HDPE* и имеющая эквивалентную числовую апертуру, обеспечивает в 1.75 раз меньшее пространственное разрешение.

В работе обсуждается, что полученное значительное повышение пространственного разрешения позволит существенно расширить возможности методов ТГц спектроскопии и имиджинга. В частности, АЛ будет полезна для ТГц диэлектрической спектроскопии конденсированных сред, имеющих субволновые флуктуации пространственного распределения физических свойств, в задачах ТГц медицинской диагностики, контроля качества химической, фармацевтической и пищевой продукции, неразрушающей дефектоскопии конструкционных материалов и обеспечения безопасности жизнедеятельности.

Расчет асферической линзы

Для расчета АЛ использовался метод синтеза широкоапертурных линз с двумя асферическими поверхностями, описанный в работе [55] и предполагающий одновременную коррекцию сферической аберрации и удовлетворение условию синусов Аббе [56]. В качестве материала линзы при моделировании использовался полиэтилен *HDPE*, показатель преломления которого составляет $n = 1.54$ в широком диапазоне частот от 0.1 до 1.5 ТГц, а потери ТГц излучения незначительны [57,58]. Расчет асферической линзы, предполагающий оптимизацию геометрии ее поверхностей для обеспечения минимального размера кружка рассеяния, осуществлялся в пакете программ ZEMAX [48]. Установлено, что дифракционно-ограниченный кружок рассеяния может быть обеспечен АЛ, форма поверхностей которой задается следующим

Таблица 1. Параметры асферических поверхностей

Коэффициент	Единица измерения	Поверхность А	Поверхность Б
R	mm	19.371009	-73.768797
k		0.0	0.0
a_1	mm ⁻¹	0.027322	-0.012541
a_2	mm ⁻²	$5.536064 \cdot 10^{-5}$	$3.949577 \cdot 10^{-4}$
a_3	mm ⁻³	$1.559933 \cdot 10^{-7}$	$-5.172492 \cdot 10^{-6}$
a_4	mm ⁻⁴	$1.045835 \cdot 10^{-9}$	$4.263061 \cdot 10^{-8}$
a_5	mm ⁻⁵	$2.742425 \cdot 10^{-12}$	$-1.991948 \cdot 10^{-10}$
a_6	mm ⁻⁶	0.0	$3.996739 \cdot 10^{-13}$

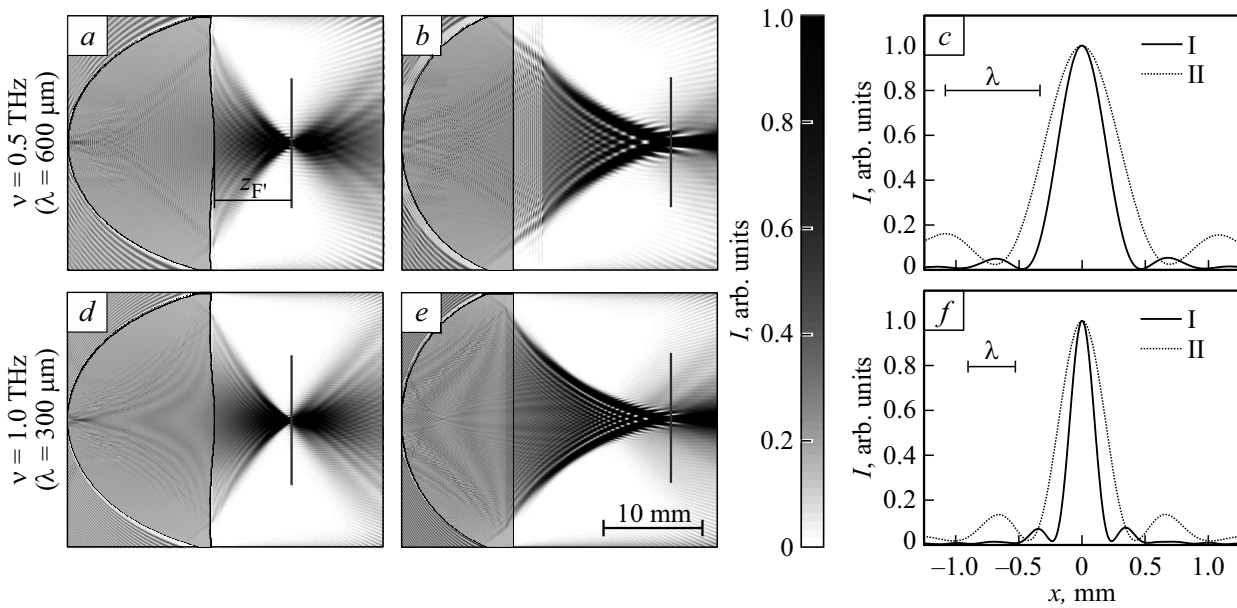


Рис. 1. Результаты FDTD моделирования фокусировки плоской монохроматической волны широкоапертурными линзами: *a, b* — показывают распределение интенсивности в моделируемом пространстве для случая фокусировки волны с частотой $\nu = 0.5$ THz с помощью АЛ и СЛ соответственно; *c* — сравнивает функции рассеяния АЛ (кривая I) и СЛ (кривая II) на $\nu = 0.5$ THz; *d–f* — демонстрируют аналогичные результаты моделирования для АЛ и СЛ при частоте электромагнитного излучения $\nu = 1.0$ THz.

выражением:

$$f(r) = \frac{r^2/R}{1 + \sqrt{1 - (1+k)(r/R)^2}} + \sum_{i=1}^N a_i r^{2i}, \quad (1)$$

где r — радиальная координата поверхности, R , k и $a_i, i = 1, 2, \dots, N$ — параметры полинома, приведенные в табл. 1. Характеристики АЛ с указанной геометрией поверхностей представлены в табл. 2. Для сравнения в работе была рассчитана плоско-выпуклая СЛ с эквивалентной апертурой ($NA = 0.64$) и фокусным расстоянием ($f' = 15$ мм).

Методы геометрической оптики позволили оценить и минимизировать радиус абберационного кружка рассея-

ния АЛ. В то же время оценка вида функции рассеяния с учетом дифракционных эффектов лежит за пределами геометрической оптики. При низких апертурах ($NA < 0.5$) для учета дифракционных эффектов при формировании функции рассеяния могут быть использованы принципы скалярной теории дифракции, основанной на дифракционных интегралах Кирхгофа, Френеля и Фраунгофера [30]. Для широкоапертурной оптики, равно как и для случая формирования каустики пучка вблизи задней поверхности оптического элемента ($z'_{F'} \sim \lambda_0$), анализ геометрии функции рассеяния может быть проведен исключительно с помощью методов численного моделирования, основанных на первых принципах. В качестве такого метода в настоящей работе использовался FDTD метод [49,50], основанный на численном решении уравнений Максвелла для свободного пространства, однородных и неоднородных материальных сред, характеризующихся существенной дисперсией диэлектрических характеристик и потерями электромагнитного излучения. Данный метод позволяет в вычислительном эксперименте наблюдать все эффекты электромагнетизма, предсказанные в рамках классической электродинамики.

На рис. 1 показаны результаты FDTD моделирования фокусировки плоской монохроматической волны с помощью АЛ и СЛ. Рассмотрены две частоты электромагнитного излучения — $\nu = 0.5$ и 1.0 THz. Для введения идеально плоской монохроматичной электромагнитной волны в моделируемое пространство использовался метод полного и рассеянного полей (*total field/scattered field* — TF/SF [49]). Моделирование проводилось до

Таблица 2. Расчетные характеристики АЛ

Параметр	Обозначение	Единица измерения	Значение
Фокусное расстояние	f'	mm	15
Числовая апертура	$NA = n \sin \sigma'_{\lambda'}$		0.64
Задний фокальный отрезок	$z'_{F'}$	mm	6.62
Диаметр входного зрачка	D	mm	25.4
Толщина по оптической оси	l	mm	15

Примечание. $\sigma'_{\lambda'}$ — задний апертурный угол.

получения стационарного распределения поля в моделируемом пространстве, при этом в качестве результата моделирования рассчитывалось поле интенсивности

$$I(r) \propto \int_{t_0}^{t_0+\Delta t} |E(r, t)|^2 dt, \quad (2)$$

где $E(r, t)$ — напряженность электрического поля электромагнитной волны, r — радиус-вектор, t_0 — начальный момент интегрирования, $\Delta t = 1/\nu$ — период одной осцилляции электромагнитного поля. Для предотвращения нефизичного отражения излучения от границ моделируемого пространства применялись поглотители Мура второго порядка (*second-order Mur boundary conditions* [49]). Расчетные функции рассеяния АЛ и СЛ приведены на рис. 1, c, f (кривые I и II соответственно). Очевидно, что размер кружка рассеяния, формируемого АЛ, в 1.5 раза меньше по сравнению с функцией рассеяния СЛ для обеих частот электромагнитного излучения. Более того, интенсивность второго максимума функции рассеяния АЛ составляет 8% от интенсивности центрального максимума, что в 2 раза меньше по сравнению со СЛ. Таким образом, проведенное FDTD моделирование предсказывает превосходство АЛ над СЛ, а также демонстрирует возможность формирования каустики субволнового размера с помощью АЛ.

Экспериментальное исследование разрешающей способности асферической линзы

Обе линзы были изготовлены из единой заготовки HDPE с помощью прецизионного токарного станка с числовым программным управлением, обеспечивающего высокое качество обрабатываемых поверхностей. Среднеквадратическое отклонение формы поверхности составляет $\delta \leq 0.15 \mu\text{m}$, что значительно меньше длины волны ТГц излучения. Такое качество обработки позволяет избежать рассеяния электромагнитных волн на неровностях поверхностей линзы и связанного с ним размытия функции рассеяния оптической системы.

Для экспериментального исследования фокусировки ТГц излучения разработанными линзами создана экспериментальная установка — ТГц изображающая система, формирующая изображение объекта за счет растрового сканирования его поверхности пучком сфокусированного ТГц излучения. Схема экспериментальной установки показана на рис. 2. В качестве источника монохроматического ТГц излучения используется ЛОВ 1 [51–53], а в качестве детектора интенсивности ТГц поля (квадратичного детектора) — оптоакустическая ячейка Голея 12 [54]. ЛОВ — генератор непрерывного монохроматического ТГц излучения. Существующие ЛОВ покрывают рабочий спектральный

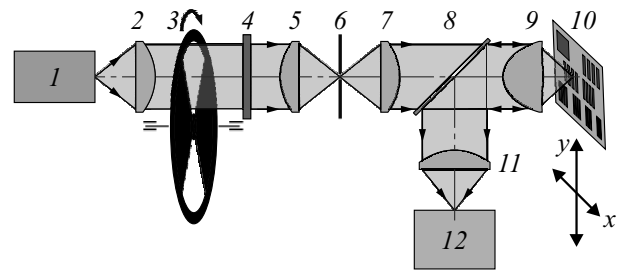


Рис. 2. Схема экспериментальной установки: 1 — ЛОВ, 2, 5, 7, 11 — низкоапертурные ТГц линзы со сферическими поверхностями, 3 — механический модулятор, 4 — аттенюатор, 6 — диафрагма, 8 — светоделиватель на основе майларовой пленки толщиной $20 \mu\text{m}$, 9 — широкоапертурная АЛ или СЛ, 10 — тестовый объект, 12 — ячейка Голея.

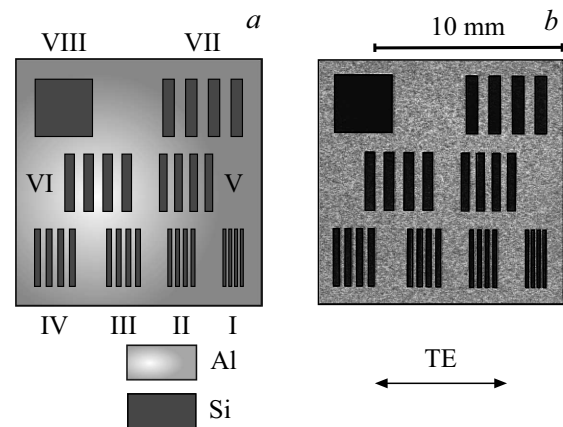


Рис. 3. Схема *a* и фотография *b* тестового объекта, где номера с I по VIII обозначают различные шпальные миры, а стрелкой показана TE-поляризация электромагнитной волны.

диапазон от 30 GHz до 1.5 THz (до 2.5 THz при работе с умножителями частоты). Отдельная ЛОВ обеспечивает возможность перестройки частоты в широком спектральном диапазоне $\Delta\nu \approx 150 \text{ GHz}$. Выходная мощность ЛОВ варьируется в пределах $10^{-1} \dots 10^{-3} \text{ W}$ в зависимости от генерируемой частоты, при этом для более высокочастотных ЛОВ характерна меньшая выходная мощность [35]. Ячейка Голея — неохлаждаемый спектрально-неселективный приемник электромагнитного излучения с характерной чувствительностью 10^{-5} V/W и временем отклика $\sim 10^{-1} \text{ s}$. Так как ячейка Голея способна регистрировать исключительно модулированный поток ТГц излучения, в состав системы входит механический модулятор 3, работающий на частоте $\sim 10^1 \text{ Hz}$. Для гомогенизации пучка ТГц излучения (обеспечения однородного распределения интенсивности излучения в сечении пучка) в оптической схеме экспериментальной установки содержится вспомогательная телескопическая система (линзы 5 и 7) с диафрагмой 6 с малым диаметром $D \approx \lambda$.

Таблица 3. Параметры шпальных мир

№ миры	δ , mm	T , mm	f , mm ⁻¹
I	0.15	0.3	3.33
II	0.2	0.4	2.5
III	0.25	0.5	2
IV	0.3	0.6	1.66
V	0.4	0.8	1.25
VI	0.5	1	1
VII	0.6	1.2	0.83
VIII	2.5	—	—

Для оценки пространственного ТГц имиджинга, обеспечиваемого АЛ и СЛ, в работе с помощью экспериментальной установки строились изображения тестового объекта, включающего набор шпальных мир с различными периодами штрихов, и соответственно различными пространственными частотами. Фотография тестового объекта представлена на рис. 3. Для изготовления объекта с высоким контрастом коэффициента отражения использовалась кремниевая подложка. На подложку было равномерно нанесено методом вакуумного напыления металлическое покрытие, обеспечивающее высокий коэффициент отражения ТГц излучения. В определенных местах подложки металлическое покрытие снималось лазерным пером с пространственным разрешением не ниже $5 \mu\text{m}$ для формирования шпальных мир. В табл. 3 приведены параметры всех шпальных мир, содержащихся на тестовом объекте, а именно — размер элемента (δ), пространственный период (T) и пространственная частота (f).

Экспериментальная установка использовалась для регистрации ТГц изображений шпальной миры, установленной в фокальной плоскости сфокусированного ТГц пучка. Позиционирование шпальной миры в фокусе строго ортогонально оптической оси осуществлялось путем максимизации сигнала отраженного от однородной покрытой металлом области тестового объекта при одновременной юстировке продольного положения и угловой ориентации последнего. На рис. 4 показаны результаты визуализации тестового объекта при помощи АЛ (I) и СЛ (II) на двух частотах: a — $\nu = 0.5 \text{ THz}$ ($\lambda_0 \approx 600 \mu\text{m}$); b — $\nu = 1.11 \text{ THz}$ ($\lambda_0 \approx 270 \mu\text{m}$). Отметим, что при регистрации изображений использовался малый шаг сканирования поверхности образца $\delta \ll \lambda_0$ по обоим направлениям, что позволило исключить возможность появления в ТГц изображении цифровых шумов дискретизации [59]. Очевидно, что изображения мир, полученные при помощи АЛ, имеют существенно большее пространственное разрешение на обеих частотах. Для АЛ ненулевой контраст наблюдается при наблюдении миры IV ($f = 1.667 \text{ mm}^{-1}$) на частоте $\nu = 0.5 \text{ THz}$ и миры II ($f = 2.5 \text{ mm}^{-1}$) на частоте $\nu = 1.11 \text{ THz}$. СЛ обеспечивает ненулевой контраст только для ми-

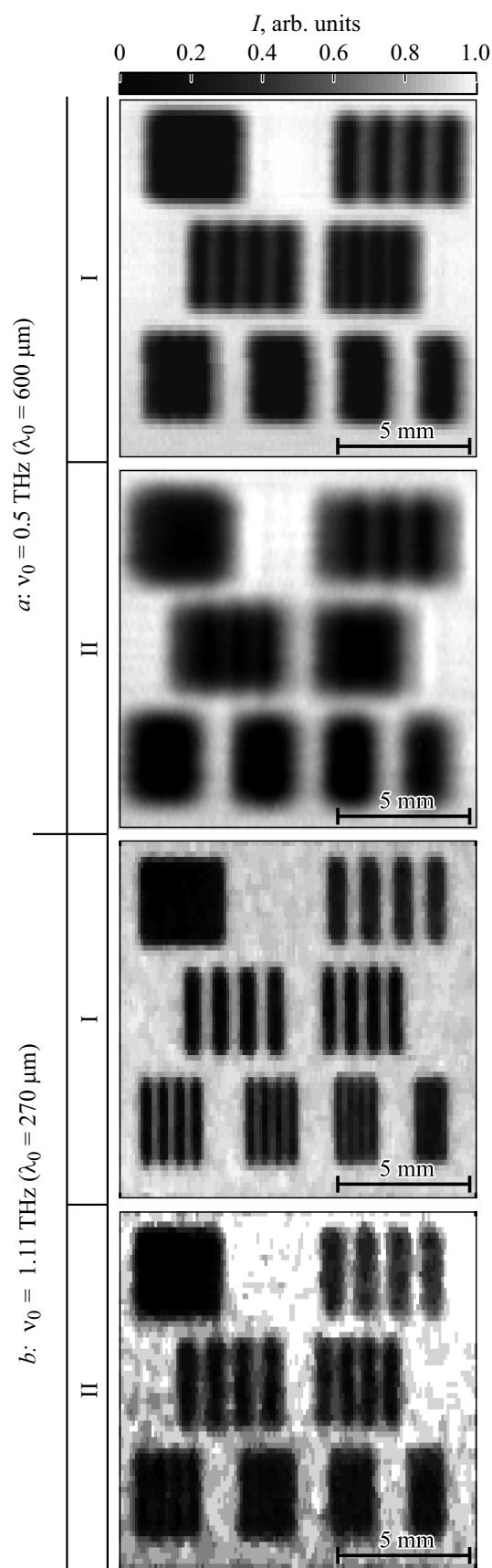


Рис. 4. ТГц изображения тестового объекта, полученные при помощи АЛ (I) и СЛ (II) на двух частотах: a — $\nu = 0.5 \text{ THz}$, b — $\nu = 1.11 \text{ THz}$.

ры VI ($f = 1.0 \text{ mm}^{-1}$) при $\nu = 0.5 \text{ THz}$ и миры IV ($f = 1.667 \text{ mm}^{-1}$) при $\nu = 1.11 \text{ THz}$.

Для количественной оценки пространственного разрешения ТГц имиджинга, обеспечиваемого АЛ и СЛ, в работе использовался подход, основанный на анализе модуляционной передаточной функции (МПФ) изображающей системы. Для этого был проанализирован контраст в ТГц изображениях шпальных мир

$$K = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}, \quad (3)$$

где I_{\max} и I_{\min} — максимальное и минимальное значения интенсивности в ТГц изображении миры соответственно. Анализ ТГц изображений совокупности мир позволяет построить зависимость контраста изображения объекта от его пространственной частоты — модуляционную передаточную функцию (МПФ)

$$MTF = K(f).$$

Результаты расчета МПФ в соответствии с выражениями (3) и (4) представлены на рис. 5, причем для удобства построения использовалась безразмерная нормированная пространственная частота [26]

$$f_N = \lambda f.$$

Погрешности определения контраста рассчитывались с учетом цифровых шумов в ТГц изображениях тестового объекта, причем шумы существенно выше при визуализации образца на $\nu = 1.11 \text{ THz}$, чем $\nu = 0.5 \text{ THz}$, ввиду сильного снижения выходной мощности ЛОВ с ростом частоты [51].

Пространственное разрешение ТГц изображающей системы можно оценить как период миры, для которой обеспечивается приемлемый контраст. Требуемое значение контраста обычно выбирается в диапазоне от $K = 0.1$ до 0.5 в зависимости от назначения оптической системы и отношения сигнала к шуму. Задавшись требуемым значением контраста в $K = 0.15$ на основе МПФ, можно определить пространственное разрешение ТГц имиджинга, обеспечиваемое АЛ и СЛ — $0.95\lambda_0$ ($f_N = 1.05$) и $1.65\lambda_0$ ($f_N = 0.6$) соответственно. Таким образом, экспериментальные данные согласуются с результатами численного моделирования, показывая превосходство АЛ над СЛ. Разрешение СЛ сильно ограничено сферической абберацией, что приводит к увеличению кружка рассеяния и, как следствие, к уменьшению разрешения в 1.75 раз по сравнению с АЛ.

Предложенная АЛ может быть использована в различных областях ТГц науки и техники. Перспективные приложения ТГц широкоапертурной оптики связаны с медицинской диагностикой злокачественных новообразований организма человека [20], в частности: (i) с неинвазивной диагностикой базальноклеточного рака и здоровой кожи [60–63]; (ii) интраоперационным картированием тканей молочной железы [64–66]; (iii) диагностикой диспластических невусов и меланомы

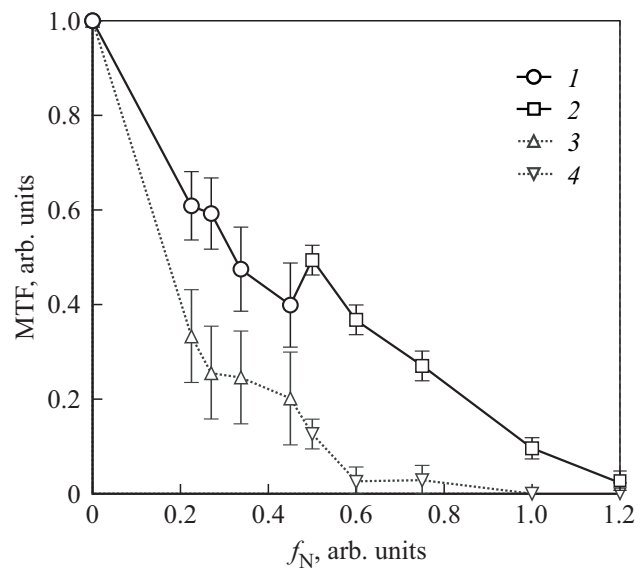


Рис. 5. Результаты расчета МПФ для АЛ (кривые 1 и 2) и СЛ (кривые 3 и 4). Участки кривых 1 и 3 получены из изображений тестового объекта (рис. 4) на частоте $\nu = 0.5 \text{ THz}$, а участки 2 и 4 — на частоте $\nu = 1.11 \text{ THz}$. $f_N = \lambda f$ — нормированная пространственная частота.

кожи *in situ* [67,68]; (iv) интраоперационной навигацией в нейрохирургии [69–72]. Субволновая фокусировка ТГц пучка может стать полезной для ТГц спектроскопических исследований конденсированных сред, характеризующихся существенными пространственными флуктуациями физических свойств. Наряду с отмеченным широкоапертурная ТГц оптика может найти свои приложения в задачах неразрушающей дефектоскопии материалов [27–29,73], контроля качества продуктов питания [74,75], а также продуктов химической и фармацевтической промышленности [21–23].

Аберрации АЛ были скорректированы для малого углового поля зрения, а соответственно они могут использоваться исключительно для задач ТГц спектроскопии и имиджинга, предполагающих поточечное сканирование поверхности образца сфокусированным пучком ТГц излучения. Одиночная линза с двумя асферическими поверхностями не может применяться для ТГц имиджинга в существенно большем поле зрения без потери пространственного разрешения даже при использовании асферики высокого порядка. Проблема сохранения высокого разрешения (большой числовой апертуры) одновременно с увеличением поля зрения оптической системы может быть решена за счет увеличения числа оптических компонент.

Поскольку для изготовления линз был использован материал *HDPE*, обладающий низкой дисперсией и малыми потерями в широком диапазоне частот [57,58], разработанная АЛ может применяться для фокусировки широкополосного ТГц излучения, в том числе ТГц импульсного излучения. Возможно еще более расширить

спектральный диапазон работы широкоапертурной линзы, заменив *HDPE* на другой материал, например, на кристаллическую среду (сапфир, кристаллический кварц или высокорезистивный кремний), характеризующуюся высоким показателем преломления, низкой дисперсией и потерями ТГц излучения [76–80].

Заключение

В настоящей работе предложен метод применения широкоапертурных асферических линз для получения субволнового разрешения ТГц изображающих систем. Для спроектированной АЛ была проведена оценка качества методами геометрической оптики и вычислительной электродинамики. Линза была изготовлена из материала *HDPE* на станке с числовым программным управлением. Была проведена экспериментальная оценка ее разрешающей способности при помощи ТГц изображающей системы, использующей непрерывное излучение и широкополосный приемник. Полученные результаты численного моделирования и экспериментальные данные свидетельствуют о том, что данная линза обеспечивает контраст 15% в изображении двух точек, разнесенных на расстояние 0.95λ . Описанные асферические линзы позволяют существенно повысить разрешающую способность систем ТГц спектроскопии и имиджинга по сравнению со сферическими линзами и параболическими зеркалами.

Численное моделирование ТГц линз с использованием программных пакетов Zemax и *FDTD* было поддержано Российским научным фондом (РНФ), грант № 14-19-01083. Экспериментальные исследования поддержаны РНФ, грант № 17-79-20346.

Список литературы

- [1] Lee Y.-S. Principles of Terahertz Science and Technology. NY: Springer, 2009. 347 p.
- [2] Rubens H., Nichols E.F. // Phys. Rev. (Series I). 1897. V. 4. N 4. P. 314–323. doi: 10.1103/PhysRevSeriesI.4.314
- [3] Rubens H., Kurlbaum F. // Astrophys. J. 1901. V. 14. P. 335.
- [4] Berry E., Walker G.C., Fitzgerald A.J., Zinov'ev N.N., Chamberlain M., Smye S.W., Miles R.E., Smith M.A. // J. Laser Appl. 2003. V. 15. N 3. P. 192–198.
- [5] Fitzgerald A.J., Berry E., Zinov'ev N.N., Homer-Vanniasinkam S., Miles R.E., Chamberlain J.M., Smith M.A. // J. Biol. Phys. 2003. V. 29. N 2/3. P. 123–128. doi: 10.1023/A:1024428406218
- [6] Komandin G.A., Zhukova E.S., Torgashev V.I., Boris A.V., Boris A.A., Motovilova E.A., Prokhorov A.S., Kadyrov L.S., Gorshunov B.P., Dressel M. // J. Appl. Phys. 2013. V. 114. N 2. P. 24102. doi: 10.1063/1.4813496
- [7] Zhukova E.S., Torgashev V.I., Gorshunov B.P., Lebedev V.V., Shakurov G.S., Kremer R.K., Pestrjakov E.V., Thomas V.G., Fursenko D.A., Prokhorov A.S., Dressel M. // J. Chem. Phys. 2014. V. 140. N 22. P. 224317. doi: 10.1063/1.4882062
- [8] Gorshunov B., Zhukova E., Torgashev V.I., Kadyrov L.S., Motovilova E.A., Fischgrabe F., Moshnyaga V., Zhang T., Kremer R., Pracht U., Zapf S., Dressel M. // Phys. Rev. B. Condens. Matter Mater. Phys. 2013. V. 87. N 24. doi: 10.1103/PhysRevB.87.245124
- [9] Gorshunov B.P., Torgashev V.I., Zhukova E.S., Thomas V.G., Belyanchikov M.A., Kadlec C., Kadlec F., Savinov M., Ostapchuk T., Petzelt J., Prokleska J., Tomas P.V., Pestrjakov E.V., Fursenko D.A., Shakurov G.S., Prokhorov A.S., Gorelik V.S., Kadyrov L.S., Uskov V.V., Kremer R.K., Dressel M. // Nat. Commun. 2016. V. 7. P. 12842. doi: 10.1038/ncomms12842
- [10] Auston D.H. // Appl. Phys. Lett. 1975. V. 26. N 3. P. 101–103. doi: 10.1063/1.88079
- [11] van Exter M., Fattinger C., Grischkowsky D. // Appl. Phys. Lett. 1989. V. 55. N 4. P. 337–339. doi: 10.1063/1.101901
- [12] Cervetti C., Heintze E., Gorshunov B., Zhukova E., Lobanov S., Hoyer A., Burghard M., Kern K., Dressel M., Bogani L. // Adv. Mater. 2015. V. 27. N 16. P. 2635–2641. doi: 10.1002/adma.201500599
- [13] Hu B.B., Nuss M.C. // Opt. Lett. 1995. V. 20. N 16. P. 1716–1718. doi: 10.1364/OL.20.001716
- [14] Chan W.L., Deibel J., Mittelman D.M. // Reports Prog. Phys. 2007. V. 70. N 8. P. 1325–1379. doi: 10.1088/0034-4885/70/8/R02
- [15] Li Q., Zhou Y., Yang Y.-F., Chen G.-H. // J. Opt. Soc. Am. A. 2016. V. 33. N 4. P. 637–641. doi: 10.1364/JOSAA.33.000637
- [16] Ferguson B., Wang S., Gray D., Abbot D., Zhang X.-C. // Opt. Lett. 2002. V. 27. N 15. P. 1312. doi: 10.1364/OL.27.001312
- [17] Mittelman D.M., Hunsche S., Boivin L., Nuss M.C. // Opt. Lett. 1997. V. 22. N 12. P. 904. doi: 10.1364/OL.22.000904
- [18] Cherkasova O., Nazarov M., Shkurinov A. // Opt. Quant. Electron. 2016. V. 48. N 3. P. 217. doi: 10.1007/s11082-016-0490-5
- [19] Demidova E.V., Goryachkovskaya T.N., Mescheryakova I.A., Malup T.K., Semenov A.I., Vinokurov N.A., Kolchanov N.A., Popik V.M., Peltek S.E. // IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol. 2016. V. 6. N 3. P. 435–441. doi: 10.1109/THZ.2016.2532344
- [20] Yang X., Zhao X., Yang K., Liu Y., Liu Y., Fu W., Luo Y. // Trends Biotechnol. 2016. V. 34. N 10. P. 810–824. doi: 10.1016/j.tibtech.2016.04.008
- [21] Taday P.F. // Philos. Trans. Roy. Soc. A. Math. Phys. Eng. Sci. 2004. V. 362. N 1815. P. 351–364. doi: 10.1098/rsta.2003.1321
- [22] Zeitler J.A., Taday P.F., Newnham D.A., Pepper M., Gordon K.C., Rades T. // J. Pharm. Pharmacol. 2007. V. 59. N 2. P. 209–223. doi: 10.1211/jpp.59.2.0008
- [23] Ingle L.M., Jaiswal A.M., Vaidya P.V., Kedar A.P. // Int. J. Pharm. Pharm. Sci. Res. 2013. V. 3. N 1. P. 48–52.
- [24] Appleby R., Wallace H.B. // IEEE Trans. Antennas Propag. 2007. V. 55. N 11. P. 2944–2956. doi: 10.1109/TAP.2007.908543
- [25] Zhang L., Zhong H., Deng C., Zhang C., Zhao Y. // Appl. Phys. Lett. 2008. V. 92. N 9. P. 91117. doi: 10.1063/1.2891082
- [26] Dolganova I.N., Zaytsev K.I., Metelkina A.A., Karasik V.E., Yurchenko S.O. // Rev. Sci. Instrum. 2015. V. 86. N 11. P. 113704. doi: 10.1063/1.4935495
- [27] Stoik C.D., Bohn M.J., Blackshire J.L. // Opt. Express. 2008. V. 16. N 21. P. 17039. doi: 10.1364/OE.16.017039
- [28] Ospald F., Zouaghi W., Beigang R., Matheis C., Jonuscheit J., Recur B., Guillet J.-P., Mounaix P., Vleugels W., Bosom P.V., González L.V., López I., Edo R.M., Sternberg Y., Vandewal M. // Opt. Eng. 2013. V. 53. N 3. P. 31208. doi: 10.1117/1.OE.53.3.031208

- [29] Otsuji T., Watanabe T., Tombet S.A.B., Satou A., Ryzhii V., Popov V., Knap W. // Opt. Eng. 2014. V. 53. N 3. P. 31206. doi: 10.1117/1.OE.53.3.031206
- [30] Lo Y.H., Leonhardt R. // Opt. Express. 2008. V. 16. N 20. P. 15991–15998. doi: 10.364/OE.16.015991
- [31] Born M., Wolf E. Principles of optics. 6th ed. Pergamon, 1980. 808 p.
- [32] Moon K., Jung E., Lim M., Do Y., Han H. // IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol. 2011. V. 1. N 1. P. 164–168. doi: 10.1109/TTHZ.2011.2159876
- [33] Moon K., Do Y., Lim M., Lee G., Kang H., Park K.-S., Han H. // Appl. Phys. Lett. 2012. V. 101. N 1. P. 11109. doi: <http://dx.doi.org/10.1063/1.4733475>
- [34] Kawano Y., Ishibashi K. // Nat. Photonics. 2008. V. 2. N 10. P. 618–621. doi: 10.1038/nphoton.2008.157
- [35] Huber A.J., Keilmann F., Wüttborn J., Aizpurua J., Hillenbrand R. // Nano Lett. 2008. V. 8. N 11. P. 3766–3770. doi: 10.1021/nl802086x
- [36] Silveirinha M.G., Belov P.A., Simovski C.R. // Phys. Rev. B. 2007. V. 75. N 3. P. 35108. doi: 10.1103/PhysRevB.75.035108
- [37] Belov P.A., Zhao Y., Sudhakaran S., Alomainy A., Hao Y. // Appl. Phys. Lett. 2006. V. 89. N 26. P. 262109. doi: 10.1063/1.2424557
- [38] Belov P.A., Palikaras G.K., Zhao Y., Rahman A., Simovski C.R., Hao Y., Parini C. // Appl. Phys. Lett. 2010. V. 97. N 19. P. 191905. doi: 10.1063/1.3516161
- [39] Belov P.A., Zhao Y., Tse S., Ikonen P., Silveirinha M.G., Simovski C.R., Tretyakov S., Hao Y., Parini C. // Phys. Rev. B. 2008. V. 77. N 19. P. 193108. doi: 10.1103/PhysRevB.77.193108
- [40] Kaltenecker K.J., Tuniz A., Fleming S.C., Argyros A., Kuhlmeier B.T., Walther M., Fischer B.M. // Optica. 2016. V. 3. N 5. P. 458. doi: 10.1364/OPTICA.3.000458
- [41] Locatelli M., Ravaro M., Bartalini S., Consolino L., Vitiello M.S., Cicchi R., Pavone F., De Natale P. // Sci. Rep. 2015. V. 5. N 1. P. 13566. doi: 10.1038/srep13566
- [42] Choporova Y.Y., Knyazev B.A., Mitkov M.S. // IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol. 2015. V. 5. N 5. P. 836–844. doi: 10.1109/TTHZ.2015.2460465
- [43] Petrov N.V., Kulya M.S., Tsyppkin A.N., Bepalov V.G., Gorodetsky A. // IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol. 2016. V. 6. N 3. P. 464–472. doi: 10.1109/TTHZ.2016.2530938
- [44] McClatchey K., Reiten M.T., Chevillat R.A. // Appl. Phys. Lett. 2001. V. 79. N 27. P. 4485–4487. doi: 10.1063/1.1427745
- [45] Krozer V., Löffler T., Dall J., Kusk A., Eichhorn F., Olsson R.K., Buron J.D., Jepsen P.U., Zhurbenko V., Jensen T. // IEEE Trans. Microw. Theory Tech. 2010. V. 58. N 7. P. 2027–2039. doi: 10.1109/TMTT.2010.2050246
- [46] Leen J.B., Hansen P., Cheng Y.-T., Gibby A., Hesselink L. // Appl. Phys. Lett. 2010. V. 97. N 7. P. 73111. doi: 10.1063/1.3474801
- [47] Formanek F., Brun M.A.M.-A., Umetsu T., Omori S., Yasuda A. // Appl. Phys. Lett. 2009. V. 94. N 2. P. 92–95. doi: 10.1063/1.3072357
- [48] Zemax software [Electronic resource]. URL: <http://www.zemax.com/os/opticstudio>.
- [49] Schneider J.B. Understanding the Finite-Difference Time-Domain Method. On-Line Book, 2016. 403 p.
- [50] Taflov A., Hagness S.C. Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method. Third Edition. Canton Street 685, Norwood, United Kingdom: Artech House, Inc., 2005. 852 p.
- [51] Komandin G.A., Chuchupal S.V., Lebedev S.P., Goncharov Y.G., Korolev A.F., Porodinkov O.E., Spektor I.E., Volkov A.A. // IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol. IEEE Microwave Theory and Techniques Society. 2013. V. 3. N 4. P. 440–444. doi: 10.1109/TTHZ.2013.2255914
- [52] Gorshunov B., Volkov A., Spektor I., Prokhorov A., Mukhin A., Dressel M., Uchida S., Loidl A. // Int. J. Infrared Millimeter Waves. 2005. V. 26. N 9. P. 1217–1240. doi: 10.1007/s10762-005-7600-y
- [53] Gorshunov B.P., Volkov A.A., Prokhorov A.S., Spektor I.E. // Phys. Solid State. 2008. V. 50. N 11. P. 2001–2012. doi: 10.1134/S1063783408110012
- [54] Golay M.J.E. // Rev. Sci. Instrum. 1947. V. 18. N 5. P. 347–356.
- [55] Frolov M.E., Khorokhorov A.M., Shirankov A.F., Golubkov Y.B., Frolov M.E., Khorokhorov A.M., Shirankov A.F., Golubkov Y.B. // Joint International Symposium on Optical Memory and Optical Data Storage. Honolulu (Hawaii), 2005. P. 135–138.
- [56] Braat J.J.M. // Proceedings of SPIE. 1997. V. 3190. P. 59. doi: 10.1117/12.294417
- [57] Cunningham P.D., Valdes N.N., Vallejo F.A., Hayden L.M., Polishak B., Zhou X.-H., Luo J., Jen A.K.-Y., Williams J.C., Twieg R.J. // J. Appl. Phys. 2011. V. 109. N 4. P. 43505–43505-5. doi: 10.1063/1.3549120
- [58] Sommer S., Raidt T., Fischer B.M., Katzenberg F., Tiller J.C., Koch M. // J. Infrared, Millimeter, Terahertz Waves. 2016. V. 37. N 2. P. 189–197. doi: 10.1007/s10762-015-0219-8
- [59] Kotelnikov V.A. // Phys. Usp. Physics-Uspekhi, 2006. V. 49. N 7. P. 736–744. doi: 10.1070/PU2006v049n07ABEH006160
- [60] Wallace V.P., Fitzgerald A.J., Shankar S., Flanagan N., Pye R., Cluff J., Arnone D.D. // Br. J. Dermatol. 2004. V. 151. N 2. P. 424–432. doi: 10.1111/j.1365-2133.2004.06129.x
- [61] Woodward R.M., Wallace V.P., Pye R.J., Cole B.E., Arnone D.D., Linfield E.H., Pepper M. // J. Invest. Dermatol. 2003. V. 120. N 1. P. 72–78. doi: 10.1046/j.1523-1747.2003.12013.x
- [62] Pickwell E., Cole B.E., Fitzgerald A.J., Wallace V.P., Pepper M. // Appl. Phys. Lett. 2004. V. 84. N 12. P. 2190–2192. doi: 10.1063/1.1688448
- [63] Nakajima S., Hoshina H., Yamashita M., Otani C., Miyoshi N. // Appl. Phys. Lett. 2007. V. 90. N 4. P. 41102. doi: 10.1063/1.2433035
- [64] Fitzgerald A.J., Wallace V.P., Jimenez-Linan M., Bobrow L., Pye R.J., Purushotham A.D., Arnone D.D. // Radiology. 2006. V. 239. N 2. P. 533–540. doi: 10.1148/radiol.2392041315
- [65] Ashworth P.C., Pickwell-MacPherson E., Provenzano E., Pinder S.E., Purushotham A.D., Pepper M., Wallace V.P. // Opt. Express. 2009. V. 17. N 15. P. 12444. doi: 10.1364/OE.17.012444
- [66] Fitzgerald A.J. // J. Biomed. Opt. 2012. V. 17. N 1. P. 16005. doi: 10.1117/1.JBO.17.1.016005
- [67] Zaytsev K.I., Kudrin K.G., Karasik V.E., Reshetov I.V., Yurchenko S.O. // Appl. Phys. Lett. 2015. V. 106. N 5. P. 53702. doi: 10.1063/1.4907350
- [68] Zaitsev K.I., Chernomyrdin N.V., Kudrin K.G., Reshetov I.V., Yurchenko S.O. // Opt. Spectrosc. 2015. V. 119. N 3. P. 404–410. doi: 10.1134/S0030400X1509026X
- [69] Ji Y. Bin, Oh S.J., Kang S.-G., Heo J., Kim S.-H., Choi Y., Song S., Son H.Y., Kim S.H., Lee J.H., Haam S.J., Huh Y.M., Chang J.H., Joo C., Suh J.-S. // Sci. Rep. 2016. V. 6. P. 36040. doi: 10.1038/srep36040

- [70] Meng K., Chen T., Chen T., Zhu L., Liu Q., Li Z., Li F., Zhong S., Li Z., Feng H., Zhao J. // *J. Biomed. Opt.* 2014. V. 19. N 7. P. 77001. doi: 10.1117/1.JBO.19.7.077001
- [71] Potapov A.A., Goryaynov S.A., Okhlopkov V.A., Shishkina L.V., Loschenov V.B., Savelieva T.A., Golbin D.A., Chumakova A.P., Goldberg M.F., Varyukhina M.D., Spallone A. // *Neurosurg. Rev.* 2016. V. 39. N 3. P. 437–447. doi: 10.1007/s10143-015-0697-0
- [72] Pustogarov N., Panteleev D., Goryaynov S.A., Ryabova A.V., Rybalkina E.Y., Revishchin A., Potapov A.A., Pavlova G. // *Mol. Neurobiol.* 2017. V. 54. N 7. P. 5699–5708. doi: 10.1007/s12035-016-0109-7
- [73] Yakovlev E.V., Zaytsev K.I., Dolganova I.N., Yurchenko S.O. // *IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol.* 2015. V. 5. N 5. P. 810–816. doi: 10.1109/TTHZ.2015.2460671
- [74] Ok G., Park K., Kim H.J., Chun H.S., Choi S.-W. // *Appl. Opt.* 2014. V. 53. N 7. P. 1406. doi: 10.1364/AO.53.001406
- [75] Ok G., Park K., Chun H.S., Chang H.-J., Lee N., Choi S.-W. // *Biomed. Opt. Express.* 2015. V. 6. N 5. P. 1929. doi: 10.1364/BOE.6.001929
- [76] Antonov P.I., Kurlov V.N. // *Prog. Cryst. Growth Charact. Mater.* 2002. V. 44. N 2. P. 63–122. doi: [http://dx.doi.org/10.1016/S0960-8974\(02\)00005-0](http://dx.doi.org/10.1016/S0960-8974(02)00005-0)
- [77] *Sapphire: Properties, Growth, and Applications. Reference Module in Materials Science and Materials Engineering* / Ed. Hashmi S. Oxford: Elsevier, 2016. P. 1–11.
- [78] Kurlov V.N., Epelbaum B.M. // *J. Cryst. Growth.* 1997. V. 179. N 1–2. P. 175–180. doi: 10.1016/S0022-0248(97)00111-5
- [79] Kurlov V.N., Rossolenko S.N., Abrosimov N.V., Lebbou K. // *Crystal Growth Processes Based on Capillarity.* Chichester, UK: John Wiley & Sons, Ltd, 2010. P. 277–354. doi: 10.1002/9781444320237.ch5
- [80] Abrosimovi N. // *Prog. Cryst. Growth Charact. Mater.* 2003. V. 46. N 1–2. P. 1–57. doi: 10.1016/S0960-8974(03)90001-5