ГОЛОГРАФИЯ

УДК 621.3.029.66

МОДЕЛИРОВАНИЕ БЕЗОПОРНОЙ ГОЛОГРАФИЧЕСКОЙ ЗАПИСИ И ВОССТАНОВЛЕНИЯ ИЗОБРАЖЕНИЙ С ПОМОЩЬЮ ИМПУЛЬСНОГО ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

© 2007 г. **В. Г. Беспалов**, доктор физ.-мат. наук; **А. А. Городецкий**

Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург

E-mail: kadavr@podvodoy.spb.ru

В статье описано построение модели записи и численного восстановления амплитудных голограмм с помощью импульсного широкополосного терагерцового излучения. Численным моделированием получены и восстановлены голограммы амплитудных экранов произвольной формы. Также представлена и обсуждена схема для проведения экспериментов по безопорной импульсной терагерцовой голографии.

Коды OCIS: 090.1760, 230.0250, 260.3090.

Поступила в редакцию 02.04.2007.

Введение

Терагерцовая (ТГЦ) область частот (300 ГГц–10 ТГЦ) представляет собой довольно значительную часть спектра оптического излучения, находящуюся между микроволновой радиочастотной и инфракрасной областью. В отличие от последних, ТГЦ область до последнего времени оставалась практически неизученной, что связано с отсутствием как источников достаточно мощного терагерцового излучения, так и приемников, способных зарегистрировать излучение в данной области спектра.

За последние пятнадцать лет вместе с развитием фемтосекундных твердотельных лазеров (в особенности лазеров на кристаллах сапфира, активированных ионами титана) и микроэлектроники в исследованиях терагерцовой области наметился значительный сдвиг. Появилось несколько новых способов генерации, управления параметрами и детектирования ТГЦ излучения.

В настоящее время развиваются несколько направлений создания когерентных импульсных источников ТГЦ диапазона [1]. В начале 90-х годов было показано, что при освещении некоторых фотополупроводников фемтосекундными импульсами света поверхность образцов излучает когерентные сверхкороткие широкополосные импульсы в дальнем ИК диапазоне спектра. Эффект генерации электромагнитного излучения поверхностью полупроводника при таком возбуждении объясняется динамикой образования фотоносителей – электронно-дырочных пар и их сверхбыстрым движением в приповерхностном электрическом поле. Согласно уравнениям Максвелла возникающий при этом приповерхностный ток $J(t)$ вызывает генерацию электромагнитного импульса $E(t) \sim \partial J/\partial t$ обычно в виде одного колебания со спектром, определяемым фурье-преобразованием его временной формы [2]. Таким образом, поверхность полупроводника работает как динамическая фотопроводящая антенна, излучающая импульсы широкополосного электромагнитного излучения длительностью в сотни фемтосекунд. Центральная частота ТГЦ излучения в фотополупроводниках, как правило, находится в диапазоне 1–2 ТГЦ.

Обычно в качестве источников накачки используются фемтосекундные лазеры на сапфире с титаном (Ti:S) с длиной волны генерации 800 нм, достаточной для возбуждения электронно-дырочных пар во многих полупроводниках, а в качестве генераторов терагерцового излучения – полупроводниковые кристаллы GaAs, InP и InAs. Для увеличения эффективности генерации терагерцового излучения полупроводниковые кристаллы помещаются в электрические [3] или магнитные [4, 5] поля. Наряду с возбуждением фотоносителей, ТГЦ излучение может генерироваться в процессе коллективного оптического возбуждения электронов в гетероструктурах и квантовых ямах.

Возможно получение ТГЦ излучения при фокусировке первой и второй гармоник излучения фемтосекундного лазера в воздух при нелинейно-оптическом детектировании (выпрямлении) высокоинтенсивного фемтосекундного импульса [6].

Эффективное ТГЦ импульсное излучение всего с двумя периодами колебаний было получено при использовании биполярной фотопроводящей антенны [7].

Для детектирования ТГЦ излучения могут использоваться также несколько методов. Измерение средней мощности излучения возможно с помощью акусто-оптических приемников и низкотемпературных болометров. В качестве приемника терагерцового излучения может использоваться фотопроводящая антенна при синхронной подаче на нее фемтосекундных световых импульсов [8], электрооптическая схема, впервые продемонстрированная 10 лет назад [9], обладает широкой полосой детектирования и возможностью параллельной обработки изображений. В электрооптической схеме детектирования двулучепреломление в кристалле вызывается действием электрического компонента терагерцового излучения, которая модулирует состояние поляризации пробного пучка фемтосекундного светового импульса при его прохождении через кристалл. Временная эволюция электрического поля ТГЦ импульса может быть изучена при изменении времени задержки (прихода) короткого фемтосекундного импульса (30–100 фс), подаваемого на кристалл относительно более длинного ТГЦ импульса (как правило 1–10 пс). Последовательно изменяя время задержки и измеряя изменение состояния поляризации фемтосекундного светового импульса, проходящего через различные точки кристалла, можно получить зависимость электрического поля ТГЦ импульса от времени и от поперечных координат.

Ультракороткие ТГЦ оптические импульсы в настоящее время перспективны для внутренней и внешней связи в интегральных схемах, для целей спектроскопии дальнего ИК диапазона с разрешением во времени и определения состава сложных химических соединений, для создания ТГЦ радаров, для целей оптической ТГЦ томографии с разрешением во времени (T-ray imaging) [10, 11].

ТГЦ излучение имеет огромный потенциал для применений в диагностике, дистанционном зондировании, спектроскопии химических и биологических объектов, поскольку оно охватывает актуальный спектральный диапазон колебательных, вращательных и трансляционных линий широкого класса органических и биологических молекул. Беспрепятственное проникновение сквозь дым и туман, одежду, бумагу, дерево, пластмассу, керамику и другие материалы открывает широкие возможности для интравидения с разрешением вплоть до 100 мкм и с высоким отношением сигнал/шум вследствие малости рэлеевского рассеяния излучения в этом диапазоне.

Малость энергии терагерцовых квантов и связанный с этим неионизующий характер терагерцового излучения открывают широкие возможности для его использования в биологии и медицине. В то же время энергия терагерцовых квантов соответствует колебательной энергии важных биологических молекул, включая молекулы ДНК и РНК, Это позволяет осуществлять целенаправленное воздействие на них как в исследовательских, так и медицинских целях, стимулируя или подавляя развитие вирусов, клеток и их компонентов.

Не менее перспективным с точки зрения практики является применение терагерцового излучения в медицине для визуализации, голографирования и томографии тканей, терапии и хирургии. Разработка научно-технических основ использования электромагнитного излучения терагерцового диапазона спектра в голографии и томографии несомненно послужит прогрессу в данной области и приведет к созданию нового направления – тераграфии – которое несомненно займет свое место наряду с такими известными, как рентгеноскопия, когерентная оптическая томография и ЯМР-томография [1].

1. Схема наблюдения ТГЦ излучения

Основная идея предлагаемой ТГЦ голографической системы состоит в измерении амплитудно-фазового пропускания в различных точках объекта, прозрачного в диапазоне 0,1–2 ТГЦ, и дальнейшей математической обработке полученных данных. Схема экспериментальной системы представлена на рис. 1. В оптической схеме лазерный пучок от фемтосекундного лазера разделяется на пробный пучок и пучок накачки. Пучок накачки падает на полупроводниковый кристалл InAs, помещенный в постоянное магнитное поле. Возбуждение фотоносителей в кристалле и обеспечивает генерацию ТГЦ излучения, которое потом собирается параболическим зеркалом, освещающим объект. Объект обладает некоторым амплитудно-фазовым пропусканием, и при прохождении сквозь него происходит дифракция ТГЦ излучения. Пробный пучок, предварительно расширенный с помощью системы линз *5*, *6*, и терагерцовый коллинеарно проходят через электрооптический кристалл ZnTe, после чего измеряется изменение состояния поляризации прошедшего пробного излучения в каждой точке с использованием ПЗС-матрицы. В кристалле ТГЦ излучение наводит двулучепреломление вследствие электрооптического эффекта. Структура двулучепреломления повторяет пространственное распределение амплитуды ТГЦ излучения и при освещении кристалла поляризованной оптической волной фемтосекундного Ti:S-лазера может быть зарегистри-

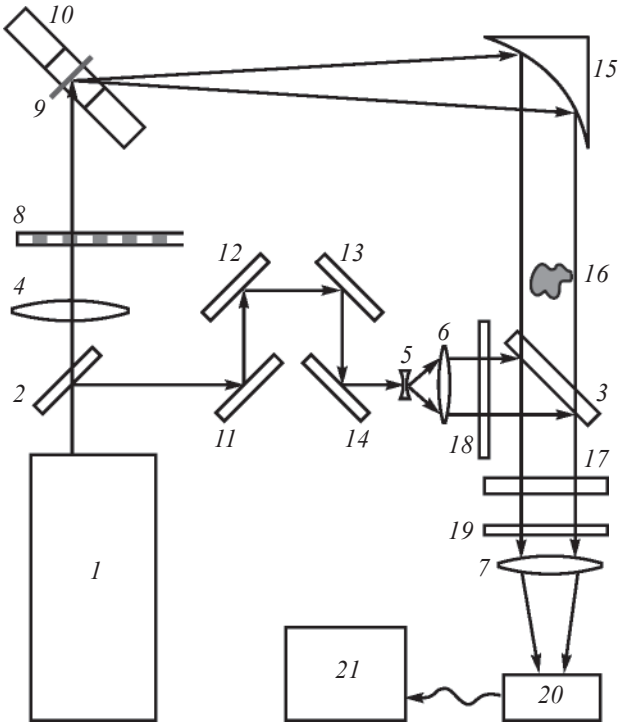


Рис. 1. Схема экспериментальной системы наблюдения ТГц излучения. *1* – лазер, *2*, *3* – делители пучка, *4–7* – линзы, *8* – стробоскоп, *9* – кристалл InAs, *10* – постоянный магнит, *11–14* – зеркала линии оптической задержки, *15* – параболическое зеркало, *16* – объект, *17* – кристалл ZnTe, *18*, *19* – поляризаторы, *20* – ПЗС-матрица, *21* – компьютер.

рована обыкновенной ПЗС-камерой. С помощью линии оптической задержки изменяется время пересечения терагерцового излучения и пробного пучка в кристалле так, что, регистрируя при различных задержках структуру двулучепреломления, можно определить зависимость амплитуды ТГЦ излучения от времени в различных точках изображения объекта $E(x, y, t)$. Ниже мы покажем, как с использованием данной зависимости можно восстановить картину исходного объекта, а также используя преобразование Фурье $E(x, y, t)$ получить спектр пропускания в конкретных точках объекта $U(x, y, \lambda)$ и вычислить величину диэлектрической проницаемости $\varepsilon(x, y)$.

2. Построение и восстановление изображений с помощью сверхширокополосных ультракоротких ТГЦ импульсов

Так как при детектировании терагерцового излучения мы получаем временную зависимость электрического поля $E(x, y, t)$ ТГЦ импульсов в каждой точке плоскости электрооптического кристалла, то становится возможным восстановить образ регистрируемого объекта, изображение которого формируется плоской ПЗС-матрицей, что в случае, например, обычных методов регистрации монохроматического излучения было бы невозможно.

Рассмотрим схему расположения объекта и голограммы (рис. 2). Объект освещается сверхширокополосным ТГЦ излучением, занимающим по крайней мере 8 октав (0,5–4 ТГЦ), со спектром, показанным на рис. 3. Для упрощения спектр представляется в виде 32 компонентов ряда Фурье.

Рассмотрим объект, обладающий амплитудно-фазовым пропусканием, с которым связана система координат x, y. Плоскость регистрирующего экрана параллельна плоскости объекта и находится на расстоянии l от него. С плоскостью экрана связана система координат ξ, η, оси которой параллельны осям плоскости x, y.

Используя математическое выражение принципа Гюйгенса–Френеля, нетрудно [12] найти амплитуду поля монохроматического излучения с длиной волны λ в точке голограммы (ξ, η)

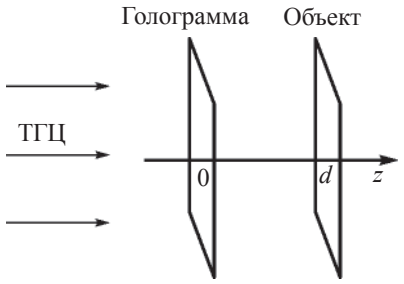


Рис. 2. Схема расположения объекта и экрана при численном эксперименте.

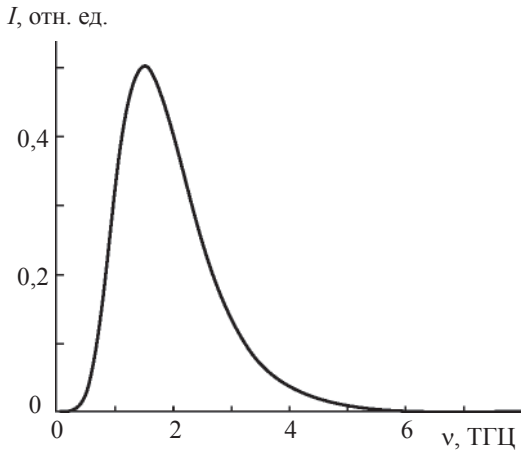


Рис. 3. Спектр ТГц импульса.

$$U(\xi,\eta,\lambda)=\iint_A h(\xi,\eta,x,y,\lambda)U(x,y,\lambda)dxdy, \quad (1)$$

где

$$h(\xi,\eta,x,y,\lambda)=\frac{1}{i\lambda}\frac{\exp\left(-i\frac{2\pi}{\lambda}r\right)}{r}- \quad (2)$$

передаточная функция, а

$r=\sqrt{l^2+(x-\xi)^2+(y-\eta)^2}$ – расстояние между точками.

На первом этапе выявим особенности дифракционных картин ТГЦ излучения. На рис. 4 представлена картина дифракции на двух отверстиях, в отличие от монохроматической картины (рис. 4б) наличие многих спектральных компонентов в пределах 8 октав дает размазанную картину с нерегулярным периодом (рис. 4в). Для построения дифракционной картины широкополосного излучения следует просуммировать квадрат модуля поля $U(\lambda)U^*(\lambda)$ по всем компонентам ряда Фурье в каждой точке объекта (ξ, η)

$$U^2(\xi,\eta)=\sum_\lambda\iint_A h(\xi,\eta,x,y,\lambda)U(x,y,\lambda)dxdy\times$$
$$\times\left(\iint_A h(\xi,\eta,x,y,\lambda)U(x,y,\lambda)dxdy\right)^*. \quad (3)$$

Используя экспериментальную систему (рис. 1), мы можем получить зависимость $U(\xi, \eta, \lambda)$. В силу обратимости во времени уравнений Максвелла мы можем рассмотреть возможность обращения во времени волнового фронта, используя замену монохроматических компонентов спектра на комплексно сопряженные им значения $U^*(\xi, \eta, \lambda)$ [13].

Таким образом, для каждой длины волны можно рассчитать поле в точке объекта с координатами (x, y) в зависимости от поля, зарегистрированного на экране в точках с координатами (ξ, η),

$$U(x,y,\lambda)=\iint_{A'} h(x,y,\xi,\eta,\lambda)U^*(\xi,\eta,\lambda)d\xi d\eta, \quad (4)$$

где $U^*(\xi, \eta, \lambda)$ – комплексно сопряженное к амплитуде спектра комплексного поля для длины волны λ в точке с координатами (ξ, η). Интегрирование в (4) следует проводить по всему размеру экрана. Для восстановления амплитудного экрана следует просуммировать квадрат модуля амплитуды по всем длинам волн, амплитуда которых отлична от нуля

$$U^2(x,y)=\sum_\lambda\iint_A h(x,y,\xi,\eta,\lambda)U^*(\xi,\eta,\lambda)d\xi d\eta\times$$
$$\times\left(\iint_A h(x,y,\xi,\eta,\lambda)U^*(\xi,\eta,\lambda)d\xi d\eta\right)^*. \quad (5)$$

С использованием приведенных выше выражений разработана численная модель, с помощью которой получены и восстановлены дифракционные картины различных объектов (рис. 5, 6).

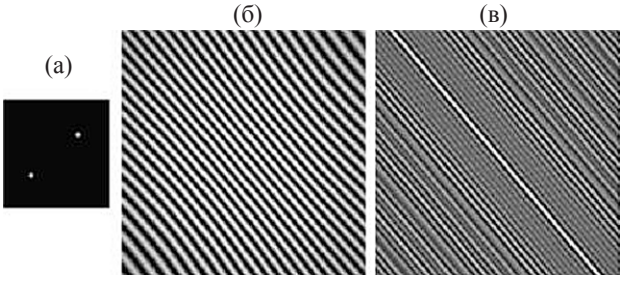


Рис. 4. Объект (а) и его дифракционная картина, полученная с помощью монохроматического излучения частотой 1 ТГц (б) и с помощью широкополосного ТГц излучения (в).

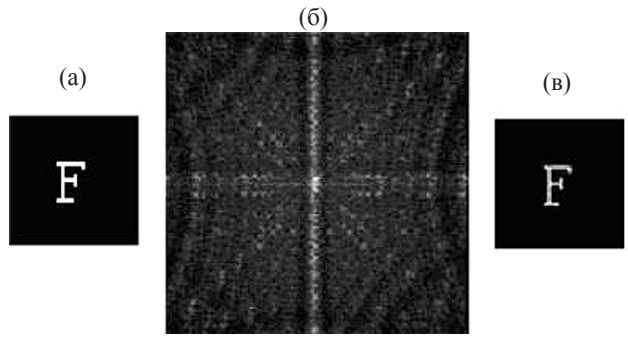


Рис. 5. Бинарный объект (а), его дифракционная картина на расстоянии 8 см от него (б) и восстановленное изображение (в).

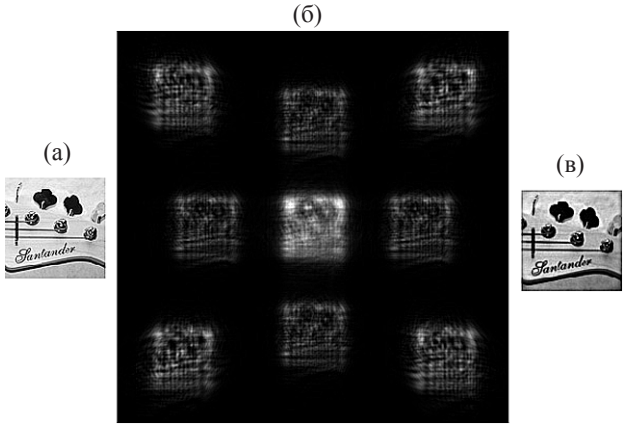


Рис. 6. Серый объект (256 градаций) (а), его дифракционная картина на расстоянии 8 см (б) и восстановленное изображение (в).

3. Разрешающая способность

Восстановленное поле для каждой длины волны в точке с координатами (p, q) имеет вид

$$U(p,q)=\iint_A U^*(\xi,\eta)h(p,q,\xi,\eta)d\xi d\eta \qquad (6)$$

или, используя (1),

$$U(p,q)= \\ =\iint_{A^*}\iint_A U^*(x,y)h^*(x,y,\xi,\eta)dxdyh(p,q,\xi,\eta)d\xi d\eta. \qquad (7)$$

Обозначим

$$R(\xi,\eta,p,q)=\iint_G h^*(x,y,\xi,\eta)h(p,q,\xi,\eta)d\xi d\eta \qquad (8)$$

и, выделяя в функциях h и h^* осциллирующие множители и обозначая через $M(x, y, \xi, \eta, p, q)$ произведение внеэкспоненциальных множителей в функциях h и h^*, получим

$$R(x,y,p,q)=\iint_G M(x,y,\xi,\eta,p,q)\times \\ \times\exp\left(ik\left(\sqrt{(x-\xi)^2+(y-\eta)^2+l^2}-\right.\right. \\ \left.\left.-\sqrt{(p-\xi)^2+(q-\eta)^2+l^2}\right)\right)d\xi d\eta. \qquad (9)$$

Функция $R(x, y, p, q)$ характеризует амплитуды изображения при условии, что оригинал является δ-функцией, сосредоточенной в точке $p = x$, $q = y$. Рассмотрим изменения этой функции как функции (p, q) при фиксированных (ξ, η). Под знаком интеграла в (9) стоит медленно меняющаяся функция M, умноженная на осциллирующую функцию $\exp(ik\Phi)$, где фазовая функция Ф имеет вид

$$\Phi=\sqrt{(x-\xi)^2+(y-\eta)^2+l^2}- \\ -\sqrt{(p-\xi)^2+(q-\eta)^2+l^2}. \qquad (10)$$

Максимального значения функция $R(\xi, \eta, p, q)$ достигает при $p = x$, $q = y$, когда фазовая функция обращается в нуль,

$$R(x,y,p,q)=\iint_G M(x,y,\xi,\eta,p,q)d\xi d\eta. \qquad (11)$$

Оценки [14] показывают, что $R(x, y, x, y)$ имеет порядок λ^{-2}. Если же $\rho \gg \lambda$, где ρ – расстояние между точками (x, y) и (p, q), то экспонента в (9) быстро осциллирует и для оценки $R(x, y, p, q)$ можно использовать двумерный метод стационарной фазы. Оказывается, что $R(x, y, p, q)$ имеет порядок $\lambda^{-1/2}\rho^{-3/2}$, т. е. меньше, чем значение $R(\xi, \eta, \xi, \eta)$ в $(\lambda/c)^{3/2}$ раз.

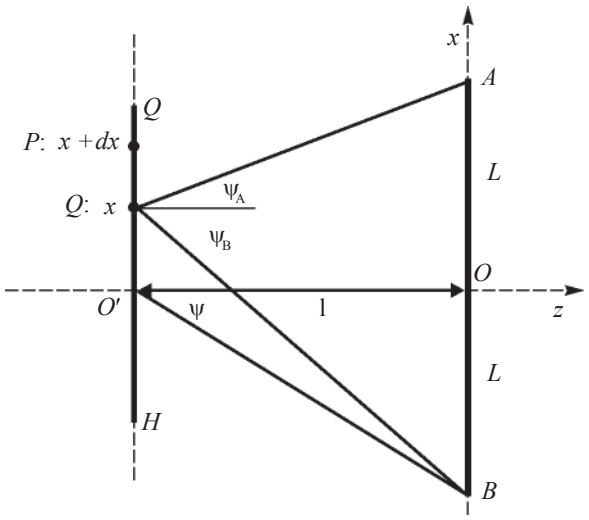


Рис. 7. Двумерная схема эксперимента. QH – плоскость объекта, AB – плоскость голограммы, Oz – оптическая ось.

Рассмотрим вопрос о разрешении преобразования оригинала $V(x, y)$ в изображение $V_1(p, q)$, т. е. о ширине пика функции $R(x, y, p, q)$.

При удалении точки Ω′ от Ω фазовая функция Ф начинает меняться и можно считать, что пик заканчивается там, где вариация этой функции оказывается равной 2π; тогда положительные и отрицательные значения функций $M\cos\Phi$ и $M\sin\Phi$ при интегрировании в (7) почти взаимно уничтожаются и интеграл (7) делается малым. Чтобы оценить, какое для этого потребуется расстояние $|\Omega'\Omega|$, рассмотрим двумерную задачу.

На рис. 7 голограмма размером $2L$ находится на оси x между точками A $(x = L)$ и B $(x = –L)$, оригинал и изображение – на прямой $z = l$ между точками Q и H. Фазовая функция Ф имеет вид

$$\Phi(p,\xi,x)=\sqrt{(\xi-p)^2+l^2}-\sqrt{(\xi-x)^2+l^2}. \qquad (12)$$

При малом (по сравнению с геометрическими параметрами задачи, но не по сравнению с длиной волны λ) смещении Δx точки P $(p = x + \Delta x)$ изменение Ф будет минимально в точке A $(x = L)$, где $\Delta\Phi(L) \approx \approx -\Delta x\sin\psi_B$, и максимально в точке B $(x = –L)$, где $\Delta\Phi(–L) \approx \Delta x\sin\psi_B$.

Поэтому полная вариация фазовой функции в интеграле (9) $k\Delta x(\sin\psi_A + \sin\psi_B) \approx 2\pi\Delta x(\sin\psi_A + \sin\psi_B)/\lambda$ и из условия, чтобы эта вариация равнялась 2π, получаем оценку для полуширины пика $\Delta x \approx \lambda/(\sin\psi_A + + \sin\psi_B)$. Приближенно заменяя $\sin\psi_A + \sin\psi_B$ на $2\sin\psi$, получим выражение для полной ширины пика, т. е. для разрешающей способности восстановления оригинала по голограмме $2\Delta x \approx \lambda/\sin\psi$. Таким обра-

зом, метод амплитудной голографии позволяет иметь разрешение не хуже, чем стандартные голографические методы.

Выводы

1. Предложен метод восстановления изображения амплитудного и фазового объекта, освещенного сверхширокополосным ТГЦ излучением, по его временной амплитудно-фазовой зависимости электрического поля в дифракционной картине.

2. Разработано программное обеспечение, позволяющее моделировать дифракцию сверхширокополосного импульсного терагерцового излучения, с возможностью применения в реальном эксперименте.

3. Получены дифракционные картины фазовых экранов различной формы, выявлены особенности дифракционных картин широкополосного излучения.

4. Численно решена обратная задача дифракции сверхширокополосного импульсного терагерцового излучения пикосекундной длительности при регистрации зависимости поля от времени в различных точках на плоскости.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Davies A.G., Linfield E.H., Johnston M.B.* // Phys. Med. Biol. 2002. V. 47. P. 3679–3680.
2. *Беспалов В.Г., Крылов В.Н., Путилин С.Э., Стаселько Д.И.* Генерация излучения в дальнем ИК диапазоне спектра при фемтосекундном оптическом возбуждении полупроводника InAs в магнитном поле // Опт. и спектр. 2002. Т. 93. № 1.
3. *Kusuda M., Tokai S., Hokomoto Y., Kadoya Y., Yamanishi M.* THz electromagnetic wave radiation from semiconductor microcavities in nonperturbative regime // Physica. B. 1999. V. 272. P. 467–471.
4. *Liu Z., Ohtake H., Izumida S., Ono S., Sarukura N*. Intense THz-radiation from semiconductors under magnetic field irradiated with femtosecond laser pulses // Optical and Quantum Electronics. 2000. V. 32. P. 521–529.
5. *Ohtake H., Ono S., Sakai M., Liu Z., Sarukura N*. Intense THz radiation from femtosecond laser pulses irradiated InAs in a strong magnetic field // Journal of Luminescence. 2000. V. 87–89. P. 902–904.
6. *Cook D.J., Hochstrasser R.M.* // Opt. Letts. 2000. V. 25. P. 1210.
7. *Holzman J.F., Vermeulen F.E., Elezzabi Y.* // JOSA. B. 2000. V. 17. P. 1457.
8. *Auston D.H., Smith P.R*. Generation and detection of millimeter waves by picosecond photoconductivity // Appl. Phys. Lett. 1983. V. 43. P. 631–3.
9. *Wu Q., Zhang X.-C*. Free-space electro-optic sampling of terahertz beam // Appl. Phys. Lett. 1995. V. 67. P. 3523.
10. *Wang S., Zhang X.-C*. Pulsed terahertz tomography // J. Phys. D: Appl. Phys. 2004. V. 37. P. R1–R36.
11. *Han P.Y., Zhang X.-C*. Free-space coherent broadband terahertz time-domain spectroscopy // Meas. Sci. Technol. 2001. V. 12. P. 1747–1756.
12. *Гудмен Дж.* Введение в фурье-оптику. // М.: Мир, 1970.
13. *Зельдович Б.Я., Пилипецкий Н.Ф., Шкунов В.В*. Обращение волнового фронта // М.: Наука, 1985. 248 с.
14. *Борн М., Вольф Э.* Основы оптики // М.: Наука, 1970.