

УДК 535.7

**В. В. Пикалов**<sup>1, 4</sup>, **А. Л. Баландин**<sup>3, 4</sup>, **Д. Г. Родионов**<sup>4, 5</sup>,  
**М. Г. Власенко**<sup>2, 4</sup>, **Б. А. Князев**<sup>2, 4</sup>

<sup>1</sup> Институт теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича СО РАН  
ул. Институтская, 4/1, Новосибирск, 630090, Россия  
E-mail: pickalov@itam.nsc.ru

<sup>2</sup> Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН  
просп. Академика Лаврентьева, 11, Новосибирск, 630090, Россия

<sup>3</sup> Институт динамики систем и теории управления СО РАН  
ул. Лермонтова, 134, Иркутск, 664033, Россия  
E-mail: balandin@icc.ru

<sup>4</sup> Новосибирский государственный университет  
ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия  
E-mail: ba\_knyazev@phys.nsu.ru

<sup>5</sup> Новосибирский государственный технический университет  
пр. К. Маркса, 20, Новосибирск, 630092, Россия

## **ТЕРАГЕРЦОВАЯ ТОМОГРАФИЯ НИЗКОКОНТРАСТНЫХ ОБЪЕКТОВ: АЛГОРИТМЫ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ\***

В работе проведено численное моделирование получения томографических проекций и разработан итерационный алгоритм дифракционной томографии для восстановления изображений объектов. Выполнено обобщение одного из наиболее перспективных алгоритмов итерационного типа, – алгоритма Гершберга-Папулиса (Г-П) [1], с лучевой на дифракционную томографию. Кроме того, разработаны экспериментальные методы регистрации томографических проекций в терагерцовом диапазоне.

*Ключевые слова:* терагерцовая томография, итерационные алгоритмы, метод Гершберга-Папулиса, дифракционная томография, обратные задачи, приближения Борна-Рытова, уравнение Гельмгольца, математическое моделирование.

**V. V. Pickalov, A. L. Balandin, D. G. Rodionov, M. G. Vlasenko,  
B. A. Knyazev**

## **TERAHERTZ TOMOGRAPHY OF LOW CONTRAST OBJECTS: ALGORITHMS AND EXPERIMENTAL MEASUREMENTS**

In this paper numerical modeling of tomography projections measurements is done and the iterative algorithm of diffraction tomography is developed for reconstruction of images of objects. Generalization of one of the most perspective algorithms of iterative type, – algorithm Gerchberg-Papoulis (G-P), from ray tomography to diffraction tomography, is evolved. Experimental methods of tomographical projections acquisition in a THz range are constructed.

*Keywords:* terahertz tomography, iterative algorithms, Gerchberg-Papoulis method, diffraction tomography, inverse problems, Born-Rytov approximations, Helmholtz equation, mathematical modeling.

### **Введение**

При реализации томографии в терагерцовом диапазоне очень важным является наличие сильных дифракционных эффектов,

которые не позволяют использовать методы, хорошо отработанные для рентгеновской томографии. В работе проведено численное моделирование получения томографических проекций и разработан итерационный алго-

---

\* Данная работа частично поддержана госконтрактом № 02.740.11.0556 Министерства образования и науки РФ, и грантами 09-02-12158-офи-м и 10-01-00418 Российского фонда фундаментальных исследований.

ритм малоракурсной дифракционной томографии для восстановления изображений объектов. Выполнено обобщение одного из наиболее перспективных алгоритмов итерационного типа, – алгоритма Гершберга-Папулиса (Г-П) [1, 2], с лучевой на дифракционную томографию. Кроме того, разработаны экспериментальные методы регистрации томографических проекций в терагерцовом диапазоне.

### Теория

Если исследуемый объект просвечивают электромагнитным излучением, то анализ прошедшей сквозь объект волны позволяет восстановить внутренние характеристики объекта (показатель преломления, коэффициент поглощения и т. п.). Необходимым условием такого восстановления, с практической точки зрения, является возможность просветить объект с разных сторон, что и есть главное требование любого томографического исследования. Перед тем, как изложить новый алгоритм дифракционной томографии, рассмотрим постановку задачи обычной рентгеновской томографии, когда можно пренебречь эффектами рефракции и дифракции в исследуемом объекте. Пусть в двумерной постановке  $g(x, y)$  – неизвестная функция, подлежащая определению,  $f(\xi, p)$  – измеренные интегралы от этой функции вдоль семейства параллельных прямых, идущих под углом  $\xi$  к оси  $OX$ , а прицельный параметр  $p$  – расстояние луча из этого семейства до начала координат (со знаком). Связь функции  $f(\xi, p)$  с функцией  $g(x, y)$  называется интегральным преобразованием Радона:

$$f(x, p) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} g(x, y) \delta(p + x \sin \xi - y \cos \xi) dx dy \quad (1)$$

Строгое решение этого уравнение есть инверсия Радона в точке  $(x, y)$ :

$$g(x, y) = -\frac{1}{2\pi^2} \int_0^\pi d\xi \int_{-\infty}^{\infty} \frac{f(\xi, p) dp}{(p - p_0)^2}, \quad (2)$$

$$p_0 = -x \sin \xi + y \cos \xi.$$

Из этой записи видно, что объект надо просвечивать в диапазоне углов от 0 до 180

градусов, и для возможно меньшей ошибки вычислений следует проводить как можно больше измерений по углам и по переменной  $p$ . В физических приложениях наиболее сложно выполнить требование большого числа угловых измерений, поэтому здесь часто выделяется особая задача – томография с малым числом ракурсов измерений, – малоракурсная томография.

Важным аппаратом решения разнообразных нестандартных задач томографии является метод фурье-преобразований. С одной стороны, он позволяет вывести стандартную формулу (2) и ее эффективные численные реализации, а с другой – позволяет развить подходы для задач малоракурсной томографии. Поскольку развиваемые нами подходы к малоракурсной дифракционной томографии основываются на аналогичных итерационных методах малоракурсной классической томографии [2–13], приведем здесь основные идеи последней.

Из формулы (1) нетрудно вывести так называемую теорему о центральном сечении, выявляющую интересную связь между двумерным фурье-образом неизвестной функции  $g(x, y)$  и одномерным фурье-образом измеренного сигнала (проекцией под углом  $\xi$ )  $f_\xi(p)$ . Действительно, введем в этой формуле вместо функции  $g(x, y)$  ее фурье-спектр  $\tilde{g}(v_x, v_y)$  и вычислим интеграл вдоль оси  $OX$ , т. е. получим проекцию  $f(y)$ :

$$\begin{aligned} f_{\xi=0}(y) &= \int dx \iint dv_x dv_y \tilde{g}(v_x, v_y) \times \\ &\times \exp(i2\pi(xv_x + yv_y)) = \\ &= \iint dv_x dv_y \tilde{g}(v_x, v_y) \times \\ &\times \exp(i2\pi y v_y) \delta(v_x) = \\ &= \int \tilde{g}(0, v_y) \exp(i2\pi y v_y) dv_y. \end{aligned} \quad (3)$$

Из формулы (3) с очевидностью следует, что фурье-преобразование от проекции  $f(y)$  совпадает с вертикальным сечением двумерного фурье-преобразования  $\tilde{g}(v_x, v_y)$  неизвестной томограммы  $g(x, y)$ , проведенному через начало координат,  $v_x = 0$ . Ясно, что этот результат сохранится при повороте системы координат, и центральное сечение в фурье-пространстве будет поворачиваться на угол  $\xi$  при использовании проекции, зарегистрированной под углом  $\xi$ .

$$\tilde{f}(v_p) = \tilde{g}(0, v_p) \quad (4)$$

Заполняя плотно фурье-пространство томограммы центральными сечениями для всех измеренных проекций, можно получить образ томограммы в полярной системе координат. Наконец, после перехода в фурье-пространстве из полярной в декартову систему координат и применения обратного двумерного фурье-преобразования, получаем искомую томограмму. Изложенный алгоритм называется методом фурье-синтеза и хорошо работает для большого числа углов наблюдения объекта. Однако при уменьшении числа ракурсов качество алгоритма падает, и для получения приемлемых оценок решения задачи томографии необходимо применять априорную информацию и переходить к итерационным методам.

В основе алгоритма Г-П лежит итерационное применение метода фурье-синтеза. Здесь в итерациях участвуют два пространства: фурье-пространство и обычное пространство томограммы. На каждом итерационном шаге максимально полно учитывается априорная информация об образе искомого изображения в данном пространстве. Какие свойства преобразования Радона при этом используются? Вкратце их схематично можно сформулировать в следующих пунктах [1, 13]:

- по теореме о центральном сечении Фурье-образ проекции  $f(\xi, p)$  дает центральное сечение двумерного Фурье-образа томограммы  $g(v_x, v_y)$  вдоль прямой  $-v_x \sin \xi + v_y \cos \xi = 0$ ;

- значение такого фурье-образа на нулевой частоте должно быть одним и тем же для всех ракурсов:  $\tilde{f}(\xi, v_p = 0) = const$ ;

- в плоскости томограммы имеется круг некоторого радиуса  $R$ , вне которого томограмма равна нулю; диаметр этого круга задается линейными размерами системы детекторов.

Кроме отмеченных свойств, в итерационный процесс можно вводить информацию:

- о положительности томограммы, как это имеет место для задачи эмиссионной томографии;

- о сохранении энергии на каждом направлении (интегралы под каждой проекцией должны совпадать);

- о гладкости искомого решения и об оценке шума в измерениях.

Упрощенно итерационные шаги регуляризованного алгоритма Г-П можно представить так [1, 12]:

- **Шаг 1.** По известному набору проекций получается набор их одномерных Фурье-образов (с помощью быстрого преобразования Фурье (БПФ)). По теореме о центральном сечении эти величины дают в полярной системе координат в частотной плоскости значения Фурье-образов томограммы на  $K$  лучах  $\tilde{g}(\xi + \pi/2, v)$ . На этом этапе значения спектральных амплитуд зачисляются вне указанных лучей.

- **Шаг 2.** Выполняется обратное двумерное БПФ для получения оценки томограммы  $g(x, y)$ .

- **Шаг 3.** Вносится априорная информация о положительности решения и его пространственной ограниченности (кругом радиуса  $R$ ).

- **Шаг 4.** Выполняется прямое двумерное БПФ от оценки томограммы  $g(x, y)$  после шага 3. Значения спектра на лучах, определенных на шаге 1, заменяются на величины, определенные там же непосредственно по имеющимся проекциям. Вносится также априорная информация о спектре объекта, проводится его сглаживание, согласованное с уровнем шумов в измерениях.

- **Шаг 5.** Проверяются критерии окончания итерационного процесса. Если они не выполняются, то осуществляется переход на шаг 2.

Применение здесь же учета положительности томограммы позволяет ускорить, в ряде случаев, процесс сходимости итераций и повысить точность конечного результата. Кроме того, на шаге 2 необходимо осуществлять интерполяцию в спектральной области, с переходом от полярной к декартовой системе координат. Для точек, попадающих в некоторую  $\delta$  – окрестность луча  $(\xi + \pi/2, v)$  применяется интерполяция "ближайшего соседа". Постепенное уменьшение этой полосы "влияния" с ростом номера итерации дает возможность ускорения итерационного процесса и повышения точности реконструкции томограммы. На рис. 1 приведена схема переноса экспериментальных данных в фурье-пространстве с центрального сечения  $L$  на декартову сетку

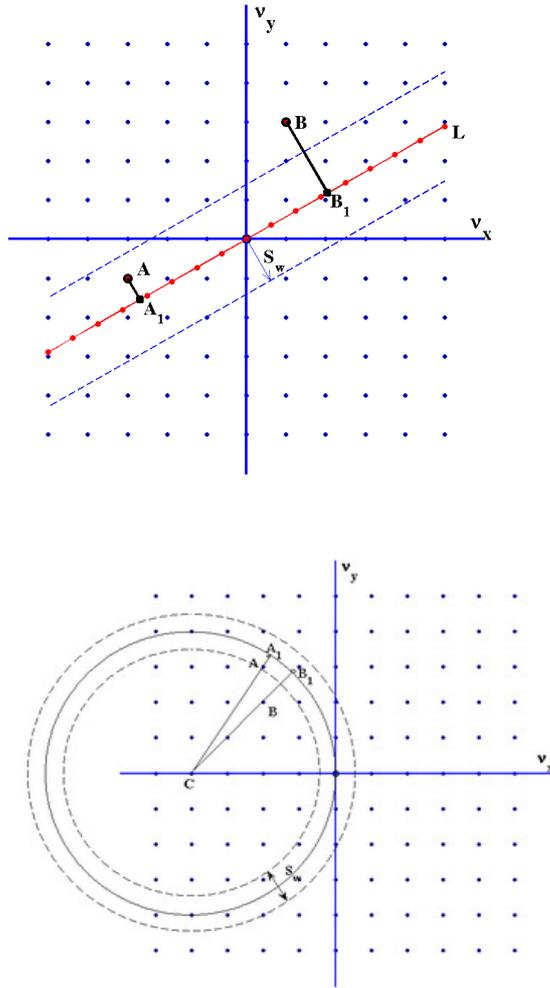


Рис. 1. Схема переноса экспериментальных данных в фурье-пространстве с центрального сечения  $L$  на декартову сетку внутри полосы с полушириной  $S_w$ , вариант классической томографии (вверху); в дифракционной томографии полоса влияния экспериментальных данных деформируется в круговую полосу (внизу)

внутри полосы с полушириной  $S_w$ . Точка  $A$  находится внутри полосы, поэтому ей присваивается значение из точки  $A_1$ ; точка  $B$  находится вне полосы, поэтому в нее данные с прямой  $L$  не попадают.

Следует отметить, что в основном рассмотренный итерационный процесс можно обобщить и перенести в другую пару пространств, например пространство томограммы – пространство Радона (синограмма). Эффективность итерационного процесса для последней пары изучалась в работе [10].

### Модификация алгоритма Г-П для задачи дифракционной томографии

Далее коротко описана теория восстановления показателя преломления двумерного объекта по измерениям прошедшей сквозь него волны в постановке задачи дифракционной томографии (ДТ), в приближении Рытова, следуя работам [14-17].

Рассмотрим двумерный рассеивающий объект, характеризующийся показателем преломления  $n(\mathbf{x})$  и  $g(\mathbf{x}) = n^2(\mathbf{x}) - 1$ , причём  $g(\mathbf{x})$  обращается в нуль вне единичного круга. На объект падает гармоническая, плоская волна  $e^{-ikt} u_I(\mathbf{x})$ ,  $u_I(\mathbf{x}) = e^{ikn\mathbf{x}}$ ,  $k$  – частота,  $\mathbf{n}$  – единичный вектор в направлении распространения волны. При прямом рассеянии получаем рассеянную волну  $e^{-ikt} u_S(\mathbf{x})$ , для которой  $u = u_I + u_S$  удовлетворяет следующему уравнению Гельмгольца

$$\Delta u(\mathbf{x}) + k^2(1 + g(\mathbf{x}))u(\mathbf{x}) = 0 \quad (5)$$

с граничным условием на бесконечности. Для решения (5) в рамках приближения Рытова положим  $u = u_I e^{k\varphi}$ . Пренебрегая малой величиной  $|\nabla\varphi(\mathbf{x})|^2$ , получим приближение

Рытова для функции  $u$  в виде  $u_R = u_I e^{k\varphi_R}$ , где фаза  $\varphi_R$  удовлетворяет уравнению

$$\Delta(u_I(\mathbf{x})\varphi_R(\mathbf{x})) + k^2(u_I(\mathbf{x})\varphi_R(\mathbf{x})) = -kg(\mathbf{x})u_I(\mathbf{x}). \quad (6)$$

Дифференциальное уравнение (6) можно решить с помощью функции Грина  $G(|\mathbf{x}|)$ .

Интегральное представление этой функции (разложение по плоским волнам) в двумерном случае можно записать в виде:

$$G(|\mathbf{x}|) = \frac{-i}{4\pi} \int e^{i(|x_1|\gamma + x_2\omega)} \frac{d\omega}{\gamma}, \quad (7)$$

где  $\gamma = \sqrt{k^2 - \omega^2}$ . Тогда решение уравнения (6) принимает вид:

$$u_I(\mathbf{x})\varphi_R(\mathbf{x}) = -k \iint G(|\mathbf{x} - \mathbf{y}|) g(\mathbf{y}) u_I(\mathbf{y}) d\mathbf{y}. \quad (8)$$

Выражение (8) есть решение прямой задачи рассеяния в приближении Рытова.

В обратной задаче рассеяния нужно найти распределение  $g(\mathbf{x})$ , зная величину поля  $u_s(\mathbf{x})$  вне рассеивающего объекта. В приближении Рытова для решения обратной задачи нужно найти  $g(\mathbf{x})$  из уравнения (8), располагая проекционными данными  $f(n, p) = \varphi_R(\mathbf{r}n + p\mathbf{n}^\perp)$ , где фаза  $\varphi_R(\mathbf{x})$  измеряется вне единичного круга. Подставляя (7) в (8), можно показать, что связь между фурье-образами проекционных данных  $f$  и неизвестной томограммы  $g$  в рамках ДТ дается следующим выражением:

$$\begin{aligned} \tilde{g}((\gamma - k)n + \omega n^\perp) &= \\ &= -i \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{\gamma}{k} e^{i\gamma(k-\gamma)} \tilde{f}(n, \omega), \end{aligned} \quad (9)$$

где  $\tilde{f}(n, \omega)$  – одномерное преобразование Фурье проекции  $f(n, p)$  по второму аргументу. Если  $\omega$  пробегает отрезок  $[-k, k]$ , то величина  $(\gamma - k)n + \omega n^\perp$  пробегает полуокружность с центром  $-kn$  и серединой в начале координат, см. рис. 1 (внизу). Если вектор  $\mathbf{n}$  принимает значения из  $S^1$ , то формула (9) задаёт  $\tilde{g}$  в круге радиуса не меньше  $k$ . Таким образом, если мы пренебрегаем частотами выше, то выражение (9) позволяет решить обратную задачу ДТ в приближении Рытова.

На основе изложенной теории была выполнена разработка алгоритма Гершберга-Папулиса, с учетом дифракционных эффектов при регистрации проекционных данных в приближении Рытова. Все характерные особенности данного алгоритма совпадают с аналогичными характеристиками подобного алгоритма для параллельной геометрии сбора данных. Основное отличие этих алгоритмов – одномерные Фурье-образы зарегистрированных проекций, которые на каждой итерации вносятся в очередную оценку двумерного Фурье-образа искомого томограммы, лежат не на центральных лучах, а на сдвинутых окружностях (кругах Эвальда, см. рис. 1, внизу).

В задачах вычислительной томографии, особенно малоракурсной, большое значение имеет использование априорной физической информации. Наиболее простые виды такой информации – это положительность искомого распределения и равенство его нулю

вне некоторого круга, а именно – области исследования. В работе проведено исследование влияния такого вида априорной информации на точность реконструкции некоторого весьма сложного математического фантома (No.22 из пакета Topas-Micro [1]), состоящего из круглой подложки и 16 параболических распределений показателя преломления круглой формы разного диаметра. Задача дифракционной томографии решалась в приближении Рытова итерационным методом Г-П. Проекционные данные (синограмма), вычислялись в диапазоне углов от 0 до 360 градусов, 73 проекции, 129 отсчета на линейке детектора, томограмма размерностью 129x129. Пространственная размерность приведена к единичному радиусу. Частота просвечивающего излучения – 32 (в единицах дискретного преобразования Фурье, соответствует половине частоты Найквиста в данном случае).

На рис. 2 (слева, верхний ряд) показана точная модельная томограмма, а справа представлена итоговая восстановленная томограмма после 15 итераций. Без применения априорной информации погрешность реконструкции RMS=50.6%, включение далее положительности решения сразу дает

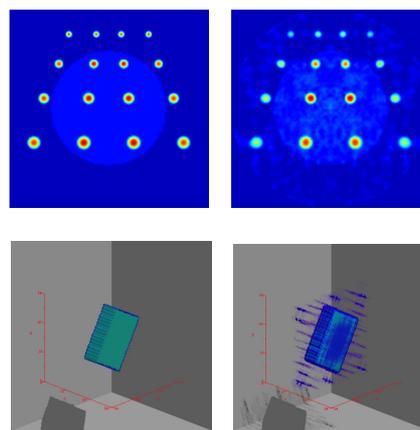


Рис. 2. Пример реконструкции двумерной модельной томограммы алгоритмом Г-П. Слева сверху – точная модель, справа – ее восстановление по 73 проекциям, 15 итераций, ошибка реконструкции – 33.7%. Размерность томограммы – 129 x 129.

Нижний ряд: восстановление трехмерного модельного фантома по его двумерным проекциям. Слева – точная модель, справа – ее реконструкция. Размерность трехмерной томограммы – 65 x 65 x 65, 20 проекций, 45 итераций, ошибка реконструкции – 3%

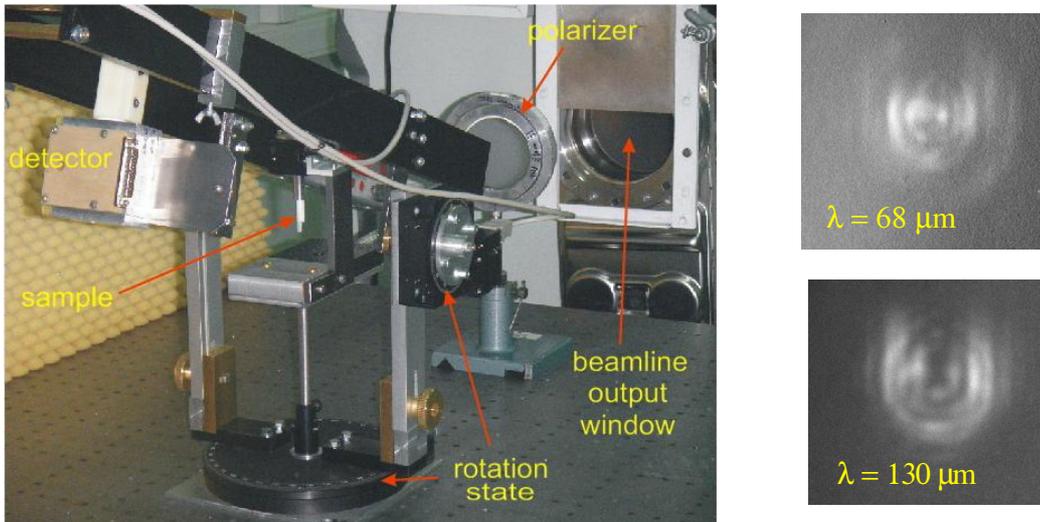


Рис. 3. Установка для проведения томографических измерений (слева) и экспериментальные проекции амплитудного объекта на двух длинах волн: 68 мкм и 130 мкм

точность  $\text{RMS}=41.0\%$ , а с занулением решения вне единичного круга –  $33.7\%$  (справа).

Аналогично двумерному алгоритму Г-П в работе развит и трехмерный алгоритм ДТ, в приближении Борна. С точки зрения численной реализации разработанные алгоритмы ДТ в приближениях Борна и Рытова отличаются лишь определением функции  $f$  (различаются процедуры предобработки измеренной волны на выходе из объекта), поэтому основные элементы итерационного алгоритма Г-П по заполнению фурье-пространства остаются одинаковыми. Отличие трехмерной постановки от двумерной заключается в переходе от данных в фурье-пространстве на полукружностях к данным на полусферах (сферы Эвальда). На рис. 3, нижний ряд, приведен характерный пример работы алгоритма Г-П в приближении Борна, трехмерная постановка. Здесь по набору 20 двумерных проекций за 45 итераций получена трехмерная реконструкция с погрешностью в  $3\%$ , модель – параллелепипед.

Для последующей апробации описанных новых алгоритмов ДТ авторами разрабатывается экспериментальная методика получения проекционных данных в терагерцовом диапазоне с использованием лазера на свободных электронах (ЛСЭ) [18]. В настоящее время ведутся исследования коли-

чественных характеристик падающей на модельные объекты электромагнитной волны, а также отрабатывается методика калировки измерений выходящего излучения. Была проведена пробная регистрация томографических проекций нескольких амплитудных и фазовых объектов при двух длинах волн ЛСЭ – 68 мкм и 130 мкм при регистрации изображения с помощью термочувствительного люминесцентного экрана [19]. Максимально возможное рабочее поле регистратора –  $75 \times 75$  мм. Этот размер позволяет записывать проекции амплитудных и фазовых объектов без сканирования. Характерные примеры записи томографических проекций представлены на рис. 3.

В заключение следует отметить хорошее качество реконструкции модельных объектов разработанным в данной работе мало-ракурсным алгоритмом Гершберга-Папулиса, как в двумерной, так и в трехмерной постановках задачи дифракционной томографии.

### Список литературы

1. Пикалов В. В., Мельникова Т. С. Томография плазмы. Новосибирск: Наука, 1995. 229с. (Pickalov V. V., Melnikova T. S. Plasma

Tomography. Novosibirsk: Nauka, 1995. 229 p.)

2. Kak A. C., Slaney M. Principles of Computerized Tomographic Imaging. N. Y.: IEEE Press, 1988.

3. *Pikalov V. V., Likhachov A. V.* Iteration algorithm to correct absorption in PET // IEEE Trans. Nucl. Sci. 2001. Vol. 48. No. 1. Pt.I. P. 82–88.

4. *Vishnyakov G. N., Levin G. G., Minaev V. L., Pikalov V. V., Likhachev A. V.* Tomographic interference microscopy of living cells // Microscopy and Analysis (UK). 2004. Vol. 18. No. 1. P. 15–17.

5. *Balandin A. L., Likhachev A. V., Panferov N. V., Pikalov V. V., Rupasov A. A., Shikanov A. S.* Tomographic diagnostics of radiating plasma objects // J. Sov. Laser Res. 1992. Vol. 12, No.6. P. 472–498.

6. *Пикалов В. В., Казанцев Д. И.* Свойства регуляризованного алгоритма Гершберга – Папулиса в задаче веерной томографии. // Вычислительные технологии. 2008. Т. 13, № 6. С. 121–133.

7. *Пикалов В. В., Лихачев А. В.* Применение метода Гершберга-Папулиса в трехмерной доплеровской томографии. // Вычислительные методы и программирование. 2004. Т.5, № 2. С. 27–34.

8. *Лихачев А. В., Пикалов В. В.* Новый метод определения неизвестного аддитивного фона в проекционных данных в задаче трехмерной томографии. // ЖВММФ. 2002. Т. 42, № 3. С. 357–369.

9. *Пикалов В. В., Чугунова Н. В.* Широкоапертурная томография эмиссионных объектов. // Опт. спектр. 2000. Т. 88, № 2. С. 325–329.

10. *Ingesson L. C., Pikalov V. V.* An iterative projection-space reconstruction algorithm for tomography systems with irregular coverage. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1996. Vol. 29. No. 12. P. 3009–3016.

11. *Zakharenkov Yu. A., Kosterin A. V., Shikanov A. S., Pikalov V. V., Preobrazhensky N. G.* Laser produced plasma refractometry // Laser and Particle Beams. 1990. Т. 8. No. 1–2. P. 339–342.

12. *Melnikova T. S., Pikalov V.* Computer-aided plasma tomography // High temperature dust-laden jets in plasma technology: Proc. Intern. Workshop, 6-8 Sept. 1988, Novosibirsk, USSR / Eds: O. P. Solonenko, A. I. Fedorchenko. Utrecht: The Netherlands, VSP, 1990. P. 257–282.

13. *Бойко В. М., Орушич А. М., Павлов А. А., Пикалов В. В.* Методы оптической диагностики в аэрофизическом эксперименте. Новосибирск: НГУ, 2009. 450 с.

14. *Natterer F., Wübbeling F.* Mathematical Methods in Image Reconstruction. Philadelphia: SIAM, 2001. 216 p.

15. *Kaveh M., Soumekh M.* Computer-assisted diffraction tomography // Image recovery: Theory and application / Ed. by H. Stark. 1987.

16. *Wang S., Zhang X.-C.* Pulsed terahertz tomography // J. Phys. D: Appl. Phys. 2004. Vol. 37. No. 4. P. R1-R36.

17. *Devaney A. J.* A filtered backpropagation algorithm for diffraction tomography // Ultrasonic Imaging. 1982. Vol. 4. No.4. P. 336–350.

18. *Knyazev B. A., Kulipanov G. N., Vinokurov N. A.* Novosibirsk terahertz free electron laser: instrumentation development and experimental achievements. Measurement Science and Technology, 2010. Vol. 21. P. 054017.

19. *Knyazev B. A., Kubarev V. V.* Wide-field imaging using a tunable terahertz free electron laser and a thermal image plate // Infrared Physics and Technology. 2009. Vol. 52. No. 1. P. 14–18.