

62. Novikov L. S., Voronov K. E., Semkin N. D., Verkhovurov V. M., Grabodatsky, D. S., Maksimov I. A. Attempt of measurement of space debris microparticle flux in geosynchronous orbit. Proceeding of the Second European Conference on Space Debris. ESOC. Darmstadt. Germany, 1997.
63. Сёмкин Н. Д., Воронов К. Е., Новиков Л. С., Богоявленский Н. Л. Ударно-сжатые пленочные структуры металл—диэлектрик—металл при высокоскоростном соударении микрометеорных и техногенных частиц// ПТЭ, 2005. С. 1—7.
64. Сёмкин Н. Д., Воронов К. Е. Проводимость ударно-сжатых МДМ структур на основе полиметилметакрилата// ЖТФ. 1998. Т. 68. № 8. С. 63—66.
65. Drolshagen G., Svedhem H., Grun E. G., Grafodatsky O., Verhoturov V., Prokopiev U., Gusyelnikov V. In Sity Measurement of cosmic Dust and space Debris in the Geostationary orbit// Proceedings of the Second European Conference on Space Debris. ESOC. Darmstadt. Germany 17—19 March, 1997.
66. Сёмкин Н. Д., Воронов К. Е., Богоявленский Н. Л. Проводимость ударно-сжатого канала пленочной МДМ-структуры в режиме стационарного свечения// ЖТФ. 2007. Т. 77. Вып. 1. С. 85—89.
67. Austin D. E. Impact-ionization mass-spectrometry of cosmic dust. California Institute of Tehnology Pasadena, California, 2003. № 5. P. 178.
68. Austin D. E., Heidi L. K. Manning, Carl Z. Bailey and atoll. Hypervelocity Microparticle Impact Studies using a Novel Cosmic Dust Mass-spectrometry// Journal of Geophysic. 2003. V. 108, ES, 503. doi 101029/2002 YE 001947.
69. Сёмкин Н. Д., Воронов К. Е. Пылеударный масс-спектрометр: Пат. 2122257 Россия; Опубл. 20.11.98; Бюл. № 32.
70. Газопылеударный масс-спектрометр/ Сёмкин Н. Д., Воронов К. Е., Помельников Р. А., Пияков И. В.: Пат. 2231860 Россия, МПК H 01 J 49/40; Бюл. № 18 от 27.06.2004.
71. Газопылеударный масс-спектрометр/ Сёмкин Н. Д., Воронов К. Е., Помельников Р. А., Пияков И. В.: Пат. 2235386 Россия, МПК H 01 J 49/40; Бюл. № 24 от 27.08.2004.
72. Сёмкин Н. Д., Пияков И. В., Воронов К. Е., Помельников Р. А. Перспективы развития времяпролетных масс-спектрометров для анализа газовых и пылевых частиц// Прикладная физика. 2002. № 2. С. 124—142.
73. Сёмкин Н. Д., Воронов К. Е., Мясников С. В., Помельников Р. А. Газопылеударный масс-спектрометр// ПТЭ. 2002. Т. 45. № 1. С. 107—112.

Статья поступила в редакцию 14 февраля 2008 г.

## Registration of a spase artificial and natural dust

N. D. Semkin, K. E. Voronov, A. V. Piyakov, I. V. Piyakov  
Korolev's Samara State Space University, Samara, Russia

*Varios models of a meteoric environment and space debris have been considered, the forecast of meteoric activity for the nearest five-years period has been given, and also the review of methods and means of registration and measurement of physical and chemical characteristics of micrometeoritic and technogenic particles is given.*

PACS: 07.50.-e

УДК 533.9.07:53.086:535.548

## Радиография микро- и нанообъектов в мягком рентгеновском излучении фемтосекундной лазерной плазмы

С. В. Гасилов, И. Ю. Скобелев

Объединенный институт высоких температур Российской академии наук, Москва, Россия

Т. А. Пикуз, А. Я. Фаенов

Канзайский институт оптических наук; Японское агентство по атомной энергии, Киото, Япония

*Исследованы спектр излучения, спектральная яркость и размер источника рентгеновского и вакуумного ультрафиолетового излучений на основе фемтосекундной лазерной плазмы. Мягкое рентгеновское излучение этого источника было использовано для абсорбционной и фазово-контрастной радиографии микро- и нанообъектов. Кристаллы фторида лития применялись для регистрации рентгеновских изображений с субмикронным пространственным разрешением.*

PACS: 06.30.-k

### Введение

Получение изображений с помощью жестких рентгеновских лучей является важным методом

диагностики, который позволяет изучить внутреннюю структуру предмета без его разрушения. Однако изображения некоторых предметов, полученные с помощью традиционной рентгеновской

спектроскопии, имеют очень плохой контраст, причиной которого является низкая эффективность поглощения жесткого рентгеновского излучения полимерами, биологическими тканями или клетками, различными микро- и наноструктурами. Кроме того, контраст между различными деталями объекта будет очень низким, если предмет имеет микро- или нанорельеф на поверхности, т. е. незначительные изменения толщины или плотности, по сравнению с остальной частью образца. Поэтому в настоящее время активно изучаются методы, позволяющие исследовать перечисленные выше объекты. Одним из способов исследования прозрачных для жесткого рентгеновского излучения объектов ( $\hbar\omega \approx 5\text{--}50\text{ кэВ}$ ) является получение фазово-контрастных изображений [1, 2].

Существует несколько способов, позволяющих зарегистрировать на детекторе не только вариации в интенсивности, но и изменения в фазе волны, возникающие при прохождении излучения через предмет. При этом контраст изображений полупрозрачных для излучения предметов, например нанопленок, может быть значительно улучшен за счет того, что практически все материалы гораздо эффективнее (в 10—1000 раз) изменяют фазу волны, чем поглощают ее [3].

Таким образом, можно изучать внутреннюю структуру предмета, используя источники жесткого рентгеновского излучения. Однако для реализации большинства фазово-контрастных методов необходимы достаточно сложные экспериментальные схемы, кроме того, существуют условия, накладываемые на когерентность источника (временную или пространственную) [4].

Другим способом исследования прозрачных для жесткого рентгеновского излучения объектов является переход к сравнительно малоизученным источникам рентгеновского излучения с более низкой энергией ( $\hbar\omega < 1\text{ кэВ}$ ), т. е. к мягкому рентгеновскому (МРИ) или вакуумному ультрафиолетовому (ВУФ) спектральным диапазонам.

В данной работе для исследования микро- и нанообъектов предлагается использовать МРИ ( $\lambda \approx 10\text{--}40\text{ \AA}$ ) источника на основе фемтосекундной лазерной плазмы (ФЛП). Были определены полный спектр излучения источника, абсолютное число фотонов, излучаемых плазмой, и размер источника при различных значениях контраста, длительности и энергии импульса, создающего плазму.

Для исследования характеристик источника применялись рентгеноспектральные методы [5]. В качестве детектора мягкого рентгеновского излучения были использованы кристаллы фторида лития [6], имеющие высокий динамический диапазон и субмикронное пространственное разрешение. Показано, что абсорбционные изображения пленок нанометровой толщины, полученные с использованием МРИ лазерной плазмы и кристаллов LiF, позволяют определить даже незначительные изменения толщины или плотности объекта. Кроме того, обнаружено улучшение контраста и пространственного разрешения изображений при размещении детектора на расстоянии 3—8 мм от образца. Как показывает моделирование изображений, улучшение их качества происходит за счет явления распространительного фазового контраста [7], возникающего благодаря пространственной когерентности ФЛП источника [8].

### Экспериментальная установка

Основная схема экспериментальной установки показана на рис. 1. Лазерные импульсы фокусируются внеосевым параболическим зеркалом на твердотельную мишень. Образующаяся плазма используется как источник освещения для конкретной и фазово-контрастной радиографии образцов. Изображения объектов регистрируются детектором на основе кристаллов фторида лития. Для диагностики параметров плазменного источника осуществляется регистрация рентгеновских спектров многозарядных ионов с помощью ПЗС-детектора.

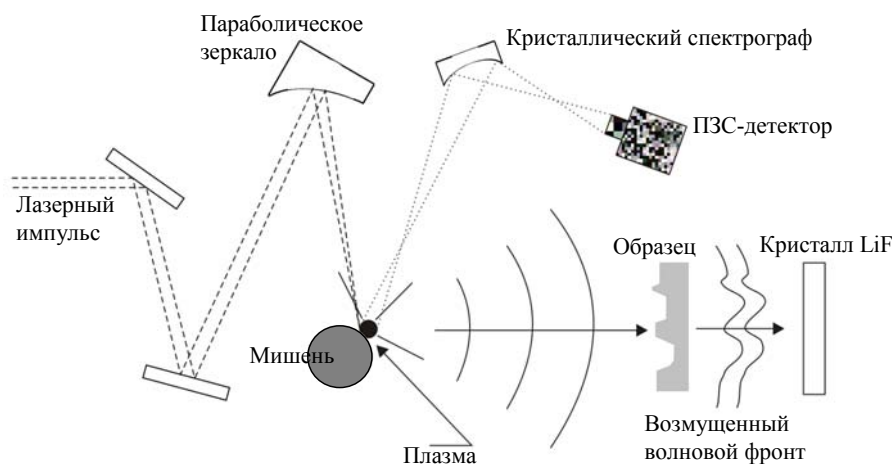


Рис. 1. Схема экспериментальной установки

Лазерные импульсы длительностью от 60 фс до 1 пс и энергией до 128 мДж генерировались лазерной установкой ( $\lambda = 800$  нм) с частотой повторения 10 Гц. Интенсивность 128 мДж импульса, сфокусированного внеосевым параболическим зеркалом в пятно диаметром  $\sim 15$  мкм, изменялась в пределах  $5 \cdot 10^{16} \div 10^{18}$  Вт/см<sup>3</sup> при длительности импульса 1 пс и 60 фс, соответственно. Наличие предимпульсов снижало контраст импульсов по мощности до  $10^5$ . Мишень была выполнена в виде цилиндра, который смещался так, чтобы излучение фокусировалось каждый раз на чистую поверхность. Для генерации излучения в мягком рентгеновском диапазоне в качестве материала мишени был взят тефлон ( $C_nF_{2n}$ ), поскольку наиболее интенсивные линии излучения углерода и фтора имеют длины волн порядка 10—40 Å.

Диагностику параметров плазмы производили с помощью фокусирующего спектрографа с пространственным разрешением (ФСР [9]). В качестве диспергирующего элемента применяли кристалл слюды ( $2d = 1,991$  нм), изогнутый по сферической поверхности с радиусом кривизны  $R = 100$  мм. Спектрометр был настроен на первый порядок Брэгговского отражения с углом скольжения  $\theta_{br} = 40,2^\circ$  для центральной волны  $\lambda = 15,2$  Å, что позволило регистрировать спектральные линии  $He_\beta$  (переход  $1s3p \rightarrow 1s^2$ ; 14,45 Å) и  $Ly_\alpha$  (резонансный переход  $2p \rightarrow 1s$ ; 15 Å). Спектры излучения многозарядных ионов фтора регистрировались детектором на основе прибора с зарядовой связью (Roper Scientific, 1300×1300 пикселей, размер пикселя 20 мкм). Измерения спектров при различных энергии, длительности и контрасте лазерных импульсов показали, что наибольшая интенсивность линий (т.е. наибольшее число фотонов) получалась при максимальной энергии импульса длительностью 1 пс. Кроме того, снижение контраста до  $10^4$  увеличивало интенсивность линий больше чем в два раза по сравнению с импульсами более высокого контраста.

Моделирование интенсивностей и контуров спектральных линий  $He_\beta$ - и  $Ly_\alpha$ -ионов фтора позволило определить температуру и плотность электронов, а также энергию ионов [10].

Типичные значения параметров плазмы, полученной при нагреве тефлоновой мишени лазерными импульсами низкого контраста с длительностью 1 пс и энергией 120 мДж, измеренные рентгеноспектральными методами, составили: плотность электронов  $N_e \approx 10^{20}$  см<sup>-3</sup>, температура электронов  $N_e \approx 100$  эВ. Эти параметры использовали для расчета полного спектра излучения плазмы в ВУФ- и МРИ-диапазонах.

Примерный вид излучательного спектра в области 10—270 Å показан на рис. 2. Этот спектр рассчитан в стационарном приближении по про-

грамме FLY [11] для приведенных выше значений электронной плотности и температуры плазмы. Излучение такой плазмы формируется главным образом спектральными линиями H-, He- и Li-подобных ионов фтора и углерода, а также фоторекомбинационным и тормозным континуумами. Из рассчитанного спектра следует, что при данных параметрах плазмы 95 % излучения приходится на линейчатый спектр. Зависимость полного числа излученных фотонов от длины волны излучения (см. вставку на рис. 2) показывает, что 99 % излученных фотонов содержатся в спектральном диапазоне 10—40 Å. Полное число фотонов, излученных в этом диапазоне, составляет  $\approx 10^{13}$  шт., таким образом эффективность конверсии лазерного излучения в МРИ составила  $\approx 0,8$  %.

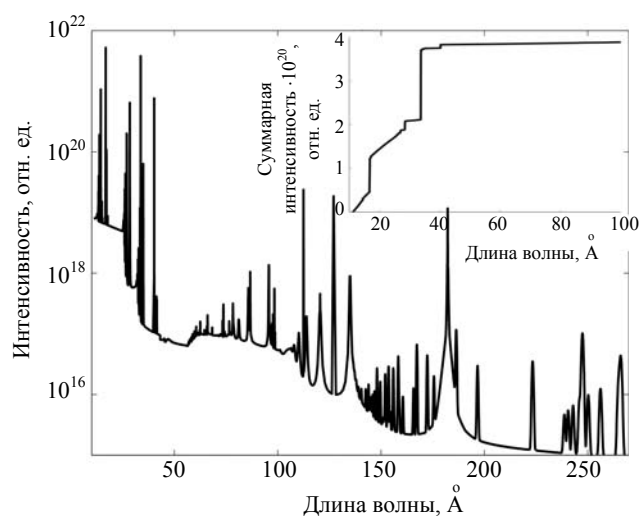


Рис. 2. Рассчитанный спектр рентгеновского излучения тефлоновой ( $C_nF_{2n}$ ) плазмы с температурой электронов  $T_e = 100$  эВ.

В правом верхнем углу показана зависимость суммарной интенсивности от длины волны излучения

### Абсорбционная радиография нанопленок

Излучение плазмы (см. рис. 2), образующейся при облучении тефлоновой мишени 128 мДж импульсами длительностью 1 пс, использовалось для исследования структуры пленок толщиной от нескольких нанометров до нескольких микрометров, состоящих из различных материалов: полипропилена, парилена, Al, Cu, Ag, Au. В качестве детектора МРИ применялись кристаллы фторида лития. В них регистрация изображения осуществлялась за счет генерации дефектов кристаллической структуры под воздействием МРИ-центров окраски. Центры окраски стабильны и оптически активны, они флюоресцируют под воздействием синего света накачки, на чем основана процедура считывания изображения.

К основным преимуществам этого детектора по сравнению с рентгеновскими пленками можно

отнести лучшее пространственное разрешение (до 50 нм [12]), бóльший динамический диапазон и нечувствительность к видимому свету. По сравнению с ПЗС-матрицами LiF-кристаллы имеют более сложную процедуру считывания изображения, однако в отличие от ПЗС-детекторов LiF-кристаллы совершенно нечувствительны к жесткому рентгеновскому и видимому излучениям. Уровень шумов и динамический диапазон LiF хуже, чем у ПЗС-матрицы, однако последние имеют худшее пространственное разрешение, очень маленькую рабочую поверхность и являются очень дорогими приборами. Поэтому в данной работе для записи изображений были выбраны кристаллы LiF. Для считывания изображения использовался оптический или флуоресцентный конфокальный микроскоп с различными объективами в зависимости от размера анализируемого изображения.

Для демонстрации высокой чувствительности излучения к изменениям толщины и химического состава объекта были подготовлены два тестовых образца. Один из них состоял из четырех металлических слоев (Al, Cu, Ag, Au) толщиной 20 нм каждый, нанесенных на париленовую подложку толщиной 100 нм (рис. 3, а). Другой образец, изготовленный тем же методом, состоял из трех слоев алюминия толщиной 20, 40 и 60 нм (рис. 3, б). Сетка, которая видна на изображениях, используется для поддержки очень тонких пленок. Как видно из рис. 3, а, б, и в том и в другом случае изображения образцов, полученные за время порядка 10 000 выстрелов лазера (~15 мин), имеют четкий контраст между слоями различной толщины и плотности. Более того, Ф. Калегари и др. показали [13, 14], что моделирование контактных изображений позволяет точно определить толщину или плотность объекта.

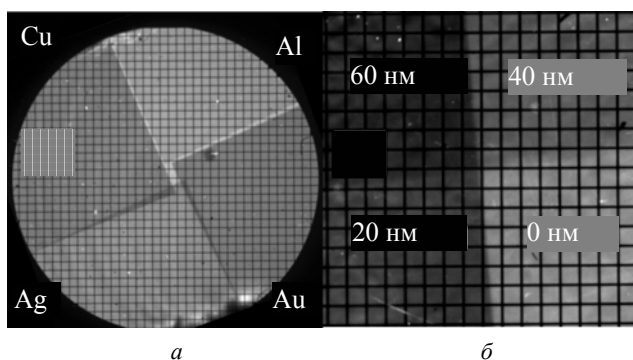


Рис. 3. Абсорбционные изображения тонких пленок:

а — пленки толщиной 120 нм, состоящей из четырех металлических слоев: Al, Cu, Ag, Au.

(Хорошо видны секторы, занятые различными металлами, а также перекрытия соседних областей и зазоры между областями);

б — пленки, изготовленной из слоев Ag различной толщины, нанесенных на 100-нм париленовую подложку

### Получение фазово-контрастных изображений нанопленок

Несмотря на высокую эффективность поглощения МРИ легкими материалами, изображения очень тонких объектов все равно имеют плохой контраст. Например, на рис. 4, а показано абсорбционное изображение поверхности полипропиленовой пленки толщиной 1 мкм, неоднородности в структуре которой трудно различимы. На рис. 4, б даны изображения такой же пленки, но полученные при размещении детектора на расстоянии 3 мм за плоскостью образца. Здесь благодаря повышению контраста изображения хорошо видны дефекты пленки.

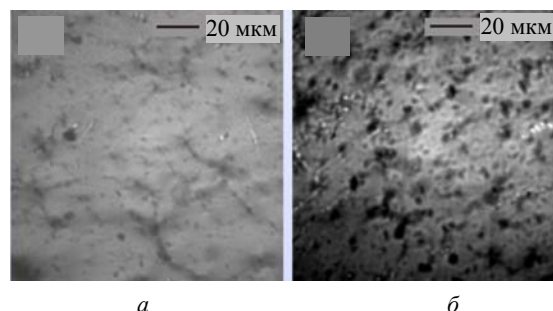


Рис. 4. Изображение полипропиленовой пленки толщиной 1 мкм, полученное при размещении детектора:

а — непосредственно за образцом (контактное изображение); б — при смещении детектора на 3 мм от плоскости образца

Изменение структуры изображений, зарегистрированных на некотором расстоянии между детектором и образцом, связано с тем, что при прохождении рентгеновских лучей через предмет они не только ослабляются, но и отклоняются, т. е. изменяется кривизна волнового фронта. При этом некоторые части этого фронта можно аппроксимировать сходящейся сферической волной, а некоторые — расходящейся. Соответственно, при распространении лучей на определенное расстояние за плоскостью образца интенсивность в плоскости изображения будет увеличиваться или уменьшаться в зависимости от кривизны волнового фронта, прошедшего через образец. Так, за счет свободного распространения волны в пространстве изменения фазы волны в плоскости предмета преобразуются в изменения интенсивности в плоскости изображения. Это явление называется "распространительным фазовым контрастом" (РФК) [4] и представляет большой интерес в рентгеновской радиографии и компьютерной томографии практически непоглощающих излучение объектов (фазовых объектов).

К настоящему времени РФК был реализован с использованием жесткого рентгеновского излучения ( $\lambda \leq 2 \text{ \AA}$ ) на синхротронах [1, 15] и микрофокусных источниках [2, 7]. Сравнительно недавно

было впервые продемонстрировано применение жесткого рентгеновского излучения лазерной плазмы в качестве источника освещения для экспериментов по томографии [16].

Чтобы убедиться в том, что с помощью мягкого рентгеновского излучения описываемого источника можно реализовать метод РФК, было проведено моделирование изображений нанопленок. Один из подходов к расчету подобных задач заключается в использовании дифракционной теории Френеля—Кирхгофа [17]. С ее помощью в плоскости детектора рассчитывается интенсивность волны, прошедшей через исследуемый объект.

Схема фазово-чувствительной радиографии показана на рис. 1. Пусть  $z_s$  — расстояние от источника до образца, а  $z_d$  — от образца до детектора. Объект возмущает приходящую от источника волну  $e^{-ikz}$ , где  $k = 2\pi/\lambda$  — волновое число для длины волны  $\lambda$ , так что поле волны непосредственно за плоскостью образца будет равно

$$u_0(x, y, z_0) = T(x, y) \cdot u(x, y, z_0),$$

где  $u(x, y, z_0)$  — невозмущенная волна;

$T(x, y)$  — функция пропускания объекта.

Зная показатель преломления материала образца  $n(x, y, z) = 1 - \delta(x, y, z) - i\beta(x, y, z)$ , функцию пропускания можно найти как

$$T(x, y) = A(x, y)e^{i\varphi(x, y)}, \quad (1)$$

где

$$A(x, y) = e^{-\frac{2\pi}{\lambda} \int \beta(x, y, z) dz} = e^{-\frac{1}{2} \int \mu(x, y, z) dz} \quad (2)$$

$$\text{и } \varphi(x, y) = \varphi_0 - \frac{2\pi}{\lambda} \int \delta(x, y, z) dz -$$

множители, отвечающие за уменьшение амплитуды и изменение фазы волны в образце, а интегрирование производится по всей толщине образца вдоль оси  $z$ .

Для многокомпонентного образца в выражениях (1), (2) необходимо учесть вклад в возмущение волны от каждого материала, входящего в образец.

Волновая функция в произвольной позиции  $z (> z_0)$  вычисляется с помощью дифракционного интеграла Френеля

$$u_d(x, y, z) = \frac{i}{\lambda z} e^{-ikz} \times \int \int u(x', y', z_0) e^{(i\pi/\lambda z)[(x-x')^2 + (y-y')^2]} dx' dy'. \quad (3)$$

Вычисление упрощается с помощью сверточной формы интеграла Френеля [18], т. е.

$$u_d(x, y, z) = -e^{ikz} \mathfrak{F}^{-1} \{ e^{-i\pi\lambda z[(ii^2 + jj^2)/(N\Delta x)^2]} \times \mathfrak{F}[u_0(x', y', z_0)] \}, \quad (4)$$

где  $\mathfrak{F}$  и  $\mathfrak{F}^{-1}$  — прямое и обратное преобразования Фурье;

$N$  — полное число точек в изображении;

$i, j$  — индексы каждой точки;

$\Delta x$  — размер точки.

Выражение (4) легко вычисляется с помощью преобразования Фурье [19]. Однако для расчета реальной интенсивности двумерного изображения  $I_d(x, y)$  требуется достаточно много времени, поскольку необходимо осуществить свертку изображения по длинам волн излучения и по размеру источника. Поскольку в данном спектральном диапазоне отклик детектора LiF линейен по отношению к дозе облучения [13],  $I_d(x, y)$  можно записать как

$$I_d(x, y) = \int \int \int d\lambda dx_s dy_s S(\lambda) B(x_s, y_s) \times |u_d(x_d + x_s z_d / z_s, y_d + y_s z_d / z_s, \lambda)|^2, \quad (5)$$

где  $(x_s, y_s)$ ,  $(x_d, y_d)$  — декартовы координаты в плоскостях источника и детектора;

$B(x_s, y_s)$  — функция, описывающая яркость источника;

$S(\lambda)$  — спектральная яркость источника.

Стоит отметить, что при считывании изображения с кристалла LiF с помощью конфокального оптического микроскопа в выражении (5) необходимо также учесть уменьшение разрешения изображения за счет конечного размера пикселей ПЗС-матрицы, используемой для регистрации флуоресцентного сигнала.

На рис. 5 показаны изображения участка поверхности париленовой пленки толщиной 100 нм. На контактном изображении (см. рис. 5, а) перекрывание двух слоев пленки различимо значительно хуже отверстия в пленке. Плохой контраст обусловлен тем, что пленка поглощает меньше 90 % падающего излучения. С другой стороны, на изображении пленки (см. рис. 5, б), полученном при размещении детектора на расстоянии  $z_d = 5$  мм от образца, перекрывание слоев и разрыв поверхности хорошо различимы благодаря появлению темных полос вдоль их границ. Трещины около краев разрыва и неоднородности в пленке здесь также заметны значительно лучше.

Расчетные изображения модельной пленки показаны на рис. 5, в, д для  $z_d = 0, 1$  и 5 мм, соответственно. Моделируемая нанопленка была сконструирована следующим образом: ее толщина составляла 100 нм, полный размер  $50 \times 50$  мкм, в пленке сделано отверстие (толщина 0 нм) разме-



ром 20×20 мкм, к которому прилежала область размером 20×20 мкм, состоящая из 200-нм парилена. Для расчета использовалась спектральная яркость, показанная на рис. 2. Функция пространственного распределения яркости источника  $B(x_s, y_s)$  принималась равной Гауссовой функции  $B(x_s, y_s) = (1/\rho_x\rho_y) \exp(-(2x_s/\rho_x)^2 - (2y_s/\rho_y)^2)$ , где  $\rho_x$  и  $\rho_y$  — полный размер источника в вертикальном и горизонтальном направлениях, соответственно. Расчетная область составляла 128×128 точек.

ния 5,  $\delta$ , вклад в которое внесли как поглощение, так и изменение фазы объекта. Таким образом, структура изображения, показанного на рис. 5,  $\varepsilon$ , обусловлена распространительным фазовым контрастом.

Проведенное моделирование показывает, что изображения, полученные с помощью распространительного фазового контраста, позволяют лучше различать детали исследуемого объекта по сравнению с абсорбционными изображениями.

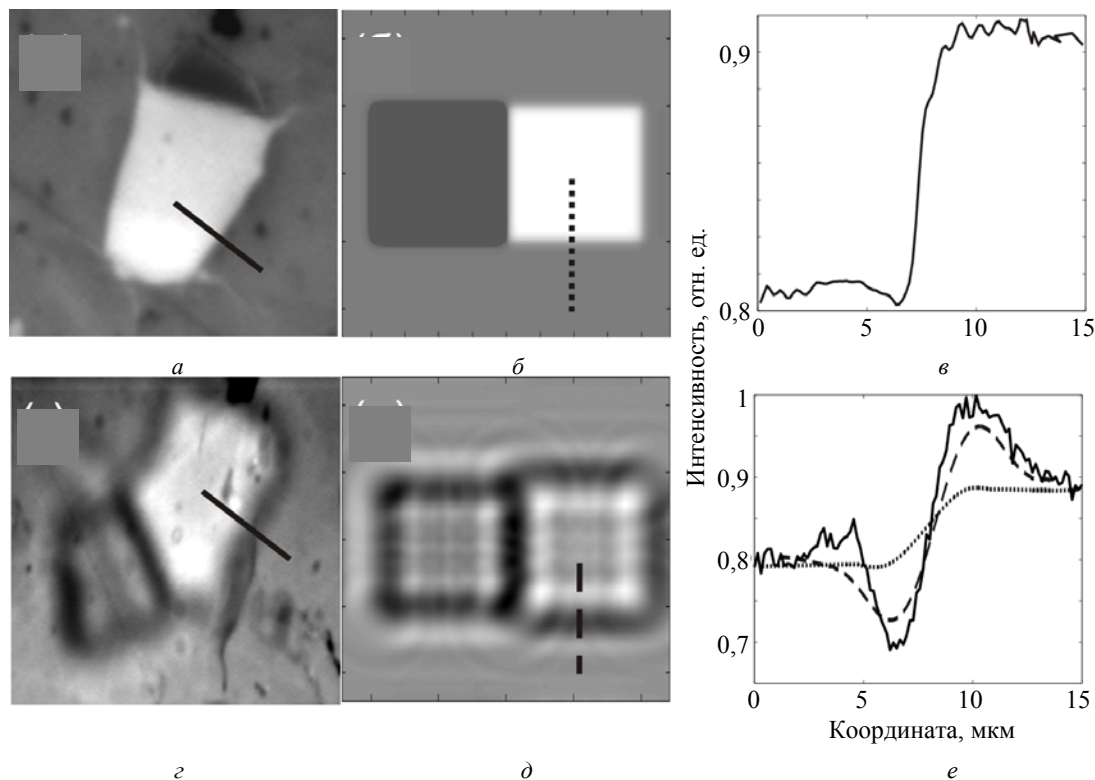


Рис. 5. Изображения участка поверхности париленовой пленки:

$b, d$  — результаты моделирования контактных ( $a$ ) и фазово-контрастных ( $\varepsilon$ ) изображений отверстия и перекрытия нескольких слоев париленовой пленки толщиной 100 нм;  $e, e$  — — экспериментальные профили интенсивности вдоль границы раздела пленка—вакуум на контактном изображении и фазово-контрастном изображении, соответственно;  $e$  — - - - - расчет интенсивности с учетом только поглощения, . . . . . — с учетом поглощения и изменения фазы волны

Рассчитанные изображения хорошо согласуются с экспериментальными. Отличия между ними обусловлены тем, что в расчете использовалось одно значение показателя преломления для всего спектрального диапазона излучения. На рис. 5,  $e, e$  сплошными линиями показаны экспериментальные профили интенсивности вдоль границы раздела пленка—вакуум, соответствующие изображениям на рис. 5,  $a, \varepsilon$ , соответственно. На рис. 5,  $e$  пунктирной линией показан профиль интенсивности с рассчитанного абсорбционного изображения (см. рис. 5,  $b$ ), который не описывает экспериментально зарегистрированную интенсивность. Штриховой линией, совпадающей с экспериментальным профилем, показана интенсивность с изображе-

Применение метода РФК дает возможность исследовать структуру даже полностью прозрачных для излучения пленок, а также сократить время экспозиции и улучшить качество изображений при исследовании полупрозрачных для излучения пленок. Более того, в работах [20, 21] показано, что при определенных условиях используя РФК изображения, можно вычислить толщину и индекс преломления исследуемого объекта. Для этого необходимо решить задачу, обратную рассмотренной выше, т. е. исходя из изображения, находить функцию пропускания объекта. При этом возникают трудности, связанные с учетом полихроматичности излучения и конечного размера источника, которые значительно усложняют проблему количественного анализа РФК-изображений.

### Заключение

В работе были проведены исследования характеристик источника МРИ на основе ФЛП при различных экспериментальных условиях. Показано, что при нагреве тефлоновой мишени импульсами низкого контраста длительностью 1 пс и энергией 100 мДж обеспечивается эффективное преобразование лазерного излучения в МРИ в диапазоне длин волн 10—40 Å с коэффициентом конверсии ~ 1 %. Яркости источника достаточно для получения качественных изображений пленок различного состава толщиной от нескольких нанометров до нескольких микрометров за время порядка нескольких минут.

Эффективное поглощение МРИ материалами обеспечивает хорошую видимость деталей объекта, даже незначительно отличающихся по толщине или плотности. Улучшение качества абсорбционных изображений может быть достигнуто за счет размещения детектора на некотором расстоянии от плоскости объекта. Моделирование изображений, полученных при размещении детектора в контакте с образцом и на некотором расстоянии от образца, показывает, что в последнем случае причиной улучшения визуального восприятия деталей исследуемого объекта является РФК.

Итак, представленный источник МРИ на основе ФЛП может использоваться для абсорбционной и фазово-контрастной радиографии объектов толщиной от нескольких нанометров до нескольких микрометров. Использование кристаллов фторида лития в качестве детектора МРИ дает возможность регистрировать изображения с пространственным разрешением, достигающим 100 нм. При использовании других материалов мишени спектр излучения ФЛП-источника может быть легко смещен в коротковолновую область, так что толщина и плотность исследуемых объектов могут быть значительно увеличены. Разработка математических методов для анализа фазово-контрастных изобра-

жений позволит извлекать информацию о толщине и показателе преломления исследуемых объектов.

### Л и т е р а т у р а

1. *Snegirev A., Snegireva I., Kohn V.* // Rev. Sci. Instrum. 1995. V. 66. P. 5486.
2. *Wilkins S. W., Gureyev T. E., Gao D. et al.* // Nature (London). 1996. V. 384. P. 335.
3. *Henke B. L., Gullikson E. M., Davis J. C.* // Atomic Data and Nuclear Data Tables. 1993. V. 54. P. 181.
4. *Paganin D. M.* Coherent X-ray Optics. — Oxford University Press, 2006.
5. *Бойко В. А., Виноградов А. В., Пукуз С. А. и др.* Итоги науки и техники // Радиотехника. Т. 27. Рентгеновская спектроскопия лазерной плазмы / Под ред. акад. Н. Г. Басова. — М.: ВИНТИ, 1980.
6. *Baldacchini G., Bollanti S., Bonfigli F. et al.* // Rev. Sci. Instrum. 2005. V. 76. P. 113104.
7. *Mayo S. C., Davis T. J., Gureyev T. E. et al.* // Optics Express. 2003. V. 11. P. 2289.
8. *Гасилов С. В., Фаенов А. Я., Пукуз Т. А. и др.* // Письма ЖЭТФ. 2008. № 87. С. 286.
9. *Faenov A. Ya., Pikuz S. A., Erko A. I. et al.* // Physica Scripta. 1994. V. 50. P. 333.
10. *Фаенов А. Я., Магунов А. И., Пукуз Т. А. и др.* // Письма ЖЭТФ. 2006. № 84. С. 369.
11. *Chung H.-K., Morgan W. L., Lee R. W.* // JQSRT. 2003. V. 81. P. 107.
12. *Ustione A., Cricenti A., Bonfigli F. et al.* // Appl. Phys. Lett. 2006. V. 88. P. 141107.
13. *Calegari F., Stagira S., D'Andrea C. et al.* // Ibid. 2006. V. 89. P. 111122.
14. *Calegari F., Valentini G., Vozzi C. et al.* // Opt. Lett. 2007. V. 32. P. 2593.
15. *Cloetens P., Ludwig W., Baruchel J. et al.* // J. Phys. D.: Appl. Phys. 1999. V. 32. P. A145.
16. *Laperle C. M., Wintermeyer Ph., Wands J. R. et al.* // Appl. Phys. Lett. 2007. V. 91. P. 173901.
17. *Борн М., Вольф Э.* Основы оптики. 2-е изд. — М.: Наука, 1973.
18. *Goodman J. W.* Introduction to Fourier Optics, second edition. — The McGraw-Hill, 1996.
19. *Press W. H., Teukolsky S. A., Vetterling W. T., Flannery B. P.* Numerical recipes in C. — Cambridge University Press, 1992.
20. *Gureyev T. E., Mayo S. C., Wilkins S. V. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2001. V. 86. P. 5827.
21. *Paganin D., Mayo S. C., Gureyev T. E. et al.* // J. of Microscopy. 2001. V. 206. P. 33.

Статья поступила в редакцию 20 июня 2008 г.

## Radiography of micro- and nanoobjects with soft x-ray emission of femtosecond laser plasma

*S. V. Gasilov, I. Yu. Skobelev*

Joint Institute of High Temperatures, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

*T. A. Pikuz, A. Ya. Faenov*

Kansai Photon Science Institute, Japan Atomic Energy Agency, Kyoto, Japan

*In the current paper we have studied emission spectra, spectral brightness and dimensions of x-ray and extreme ultraviolet radiation source based on femtosecond laser plasma. Soft x-ray*

*emission of this source was used for absorption and phase-contrast radiography of micro- and nanoobjects. LiF crystals were employed for x-ray image detection with submicrometer spatial resolution.*

PACS: 06.30.-k

УДК 535.361:551.501.7

## Возможности дистанционного зондирования токсичных газов с помощью CO<sub>2</sub>-лазера

П. П. Гейко, И. С. Попов

Институт мониторинга климатических и экологических систем СО РАН, г. Томск, Россия

*Проведен анализ возможностей дистанционного обнаружения ряда токсичных газов методом дифференциального поглощения. С учетом мешающего поглощения водяным паром выбраны линии излучения CO<sub>2</sub>-лазера, пригодные для зондирования. Рассчитана дальность зондирования отравляющих газов лидаром на базе CO<sub>2</sub>-лазера, работающим по топографическим и зеркальным отражателям. Исследовано влияние различных факторов на дальность зондирования.*

PACS: 06.20.-r, 42.68.Wt, 42.79.Qx, 42.55.Lt

### Введение

Наиболее эффективно задача разработки высокоточных средств дистанционного обнаружения и идентификации источников заражения токсичными газами может решаться на основе лидарных технологий, зарекомендовавших себя в экологическом мониторинге. К настоящему времени насчитываются десятки наименований различных отравляющих веществ. Каждое из этих веществ обладает высокой токсичностью и способно вызвать летальный исход или нанести тяжкий вред здоровью человека. Наиболее распространенными из них являются зарин, зоман, табун, циклозарин, VX, люизит.

Как известно, наибольшей чувствительностью обладают методы дистанционного контроля компонентов атмосферы, основанные на эффекте селективного поглощения оптического излучения. Лидарные отклики, обусловленные отражением лазерных импульсов, имеющих близкие длины волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  на топографических объектах, атмосферных аэрозолях или зеркальных отражателях, одинаково ослабляются в чистой атмосфере. Однако при попадании в облако примеси лидарный отклик на длине волны  $\lambda_1$ , попадающей в полосу поглощения исследуемого газа, ослабляется сильнее, чем отклик на длине волны  $\lambda_2$ , лежащей в области прозрачности.

Совместная обработка сигналов дает возможность рассчитать концентрацию, если известны

коэффициенты поглощения на указанных длинах волн. Высокая интенсивность сигнала позволяет добиться высокой оперативности получения информации о пространственно-временном распределении концентрации примеси в атмосфере за счет возможности быстрого сканирования контролируемого объема. Однако возникают трудности, связанные с поиском полос поглощения или отдельных линий в спектре вещества, подлежащего обнаружению.

В области 9—11 мкм имеются интенсивные колебательно-вращательные полосы поглощения ряда отравляющих газов [1, 2]. Лазер, используемый для обнаружения этих веществ, должен обладать высокой пиковой мощностью, достаточно узкой спектральной шириной и короткой продолжительностью импульса при малой угловой расходимости излучения, а также сравнительно высокой частотой повторения импульсов. Этим требованиям вполне удовлетворяет ТЕА CO<sub>2</sub>-лазер [3, 4].

### Физические принципы и выбор линий излучения

Естественно, что в атмосфере, помимо самого отравляющего вещества, имеются другие газы (пары H<sub>2</sub>O, CO<sub>2</sub> и т. д.), поглощение которыми оказывает мешающее влияние на выбор оптимальных длин волн зондирования.

Используя атлас спектральных линий [5], авторами было рассчитано мешающее поглощение