

УДК 631.3, 621.12

МЕТОДЫ И СРЕДСТВА ОПТИКО-РЕНТГЕНОВСКОЙ 3D ДИАГНОСТИКИ ПРОЦЕССОВ СУБЛИМАЦИИ В КОМПОЗИЦИОННЫХ МАТЕРИАЛАХ

© 2012 О.В. Филонин¹, С.С. Валицкий²

¹ Самарский государственный аэрокосмический университет

² ФГУП ГНПРКЦ «ЦСКБ-Прогресс», г. Самара

Поступила в редакцию 11.05.2012

Рассмотрены методы решения обратных трехмерных задач для диагностики параметров плазменных образований и структуры материала в зонах сублимации для образцов теплозащитных материалов, подвергающихся тепловому нагружению с помощью плазменных потоков. Приведены схемы экспериментальных установок для исследования пространственного распределения параметров плазменных объектов.

Ключевые слова: диагностика низкотемпературной плазмы, обратные некорректные задачи, 3D-томография, индуцирование плазменных потоков.

При анализе процессов выгорания композиционных теплозащитных материалов (КТЗМ) в условиях тепловых нагрузений одной из важных задач диагностики является анализ динамики изменения конфигурации зоны сублимации при переходе твёрдой фазы образца в газообразную. В тоже время сами процессы сублимации обусловлены не только химическим составом материала, но его композитной структурой, геометрией образца – пространственной структурой его заполнения и т.д. Известные малоракурсные томографические системы, ориентированы в основном на анализ изменения структуры материала в процессе теплового нагружения. Они, как правило, отличаются сравнительно малым быстродействием, что не позволяет их использовать для динамического анализа зон сублимации.

Авторами разработан ряд быстродействующих методов и алгоритмов реконструкции 3D параметров зон сублимации и лабораторный вариант оптико-рентгеновской малоракурсной томографической системы диагностики для решения подобного рода задач. Важно отметить, что скорости протекания этих процессов предполагают – время сбора проекционных данных должно измеряться временными интервалами порядка $1 \cdot 10^{-3}$ с (в пересчёте на одну 2D проекцию). Так как точность реконструкции параметров зоны сублимации, например, 3D конфигурации изопараметрической (заданной плотности) поверхности, зависит от пространственного распределения параметров “обдувающего” плазменного потока – температур, интенсивностей, то целесообразно проводить одновременный ана-

лиз характеристик плазменного потока и изменения плотности КТЗМ. Для решения данной задачи авторами разработаны оптико-рентгеновские системы диагностики, схемы которых приведены на рис. 1. Данные системы позволяют одновременно осуществлять сбор исходных проекционных данных в оптическом и рентгеновском диапазонах. В зависимости от условий эксперимента, типа КТЗМ, используемого источника плазменного потока может быть выбрана цилиндро-тангенциальная или сферо-тангенциальная геометрия регистрации двумерных проекций.

На рис. 1. а) показана общая схема установки, суть работы которой сводится к следующему. Исследуемый образец – 1 жестко закрепляется в обечайке – 3, которая связана с электромеханической системой привода – 2. Последняя представляет собой часть вогнутой сферы с отфрезерованной спиралевидной канавкой, в которой перемещается опорный подшипник обечайки. Обечайка имеет ещё один подшипник, неподвижно закрепленный относительно оптического стола, на котором собрана вся система. Это позволяет при вращательном движении сфероидальной направляющей реализовать сферо-тангенциальную геометрию регистрации исходных двумерных данных, (рис. 1 в)). При этом источник излучения – 4 и двумерный детектор, состоящий из элементов – 6, 7, 8 неподвижно закреплены на оптическом столе.

В качестве источника рентгеновского излучения выбран импульсный аппарат с максимальной энергией пучка 50 кэВ, что позволяет эффективно просвечивать цилиндрические образцы с плотностями материала (1,7,..., 2,5) г/см³ и диаметром до 4 см. Фокусное расстояние в данном случае выбрано порядка 1 м. Это по-

Филонин Олег Васильевич, доктор технических наук, профессор. E-mail: phylonin@gmail.com
Валицкий Станислав Сергеевич, начальник группы, аспирант. E-mail: valickiys@mail.ru

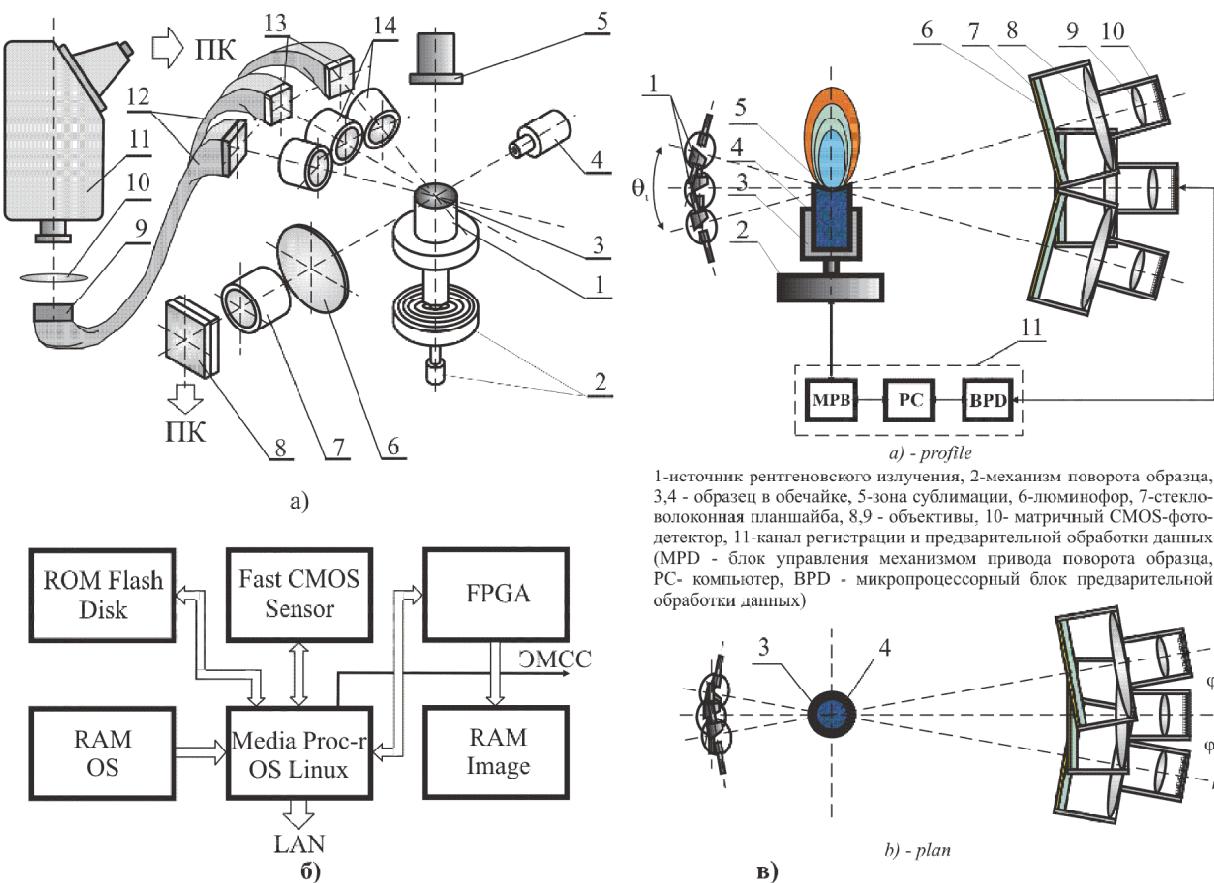


Рис.1. Схема экспериментальной установки

для рентгенооптической диагностики параметров зон сублимации КЗТМ:

а – общая схема установки, б – структурная схема опроса CMOS-матриц,

в – реализация сферо-тангенциальной геометрии регистрации двумерных проекций для рентгеновского канала

зывает реализовать плоскопараллельную геометрию просвечивания образца, что в конечном итоге упрощает и ускоряет вычислительные процедуры 3D реконструкции. В качестве двухмерного детектора рентгеновского излучения для данной системы разработана следующая конструкция. Для преобразования теневого поля рентгеновского излучения в изучение видимого диапазона использован слой люминофора ZnS нанесенный на плоскопараллельную оптоволоконную планшайбу – 6 толщиной 8 мм. Это позволило выделить плоскопараллельную компоненту оптического поля излучения и тем самым реализовать максимальным образом условия однофотонного приближения для регистрации радионовского образа. Сформированное таким образом, теневое оптическое изображение, с помощью объектива – 7 проецируется на светоприемную плоскость скоростной 3х-мегапикельной CMOS – матрицы, типа MT9T001P12STC в сочетании с микроканальным усилителем яркости.. На рис. 1 б) приведена структурная схема управления такой матрицей. Сбор информации происходит на скорости 20 кадр/с, в режиме черно – белой съемки. Формат выходных данных 10 раз-

рядный код, формата RGB. Первичную обработку и буферизацию в память полученных RAW изображений осуществляет ПЛИС Altera EP2C20Q240C7N, объем DDR памяти для регистрируемых проекций составляет 1024 Мбит. В задачи ПЛИС входит буферизация снимков, организация доступа к памяти микропроцессора, осуществляющего дальнейшую обработку, предварительную фильтрацию и JPEG кодирование полученных изображений (см. рис. 1 б), а также размещение их на FTP сервере. В качестве микроконтроллера применён высокопроизводительный ARM микропроцессор типа LPC4350FET256 на ядре Cortex-M4. Микропроцессор работает под управлением ОС Linux, объем системной памяти ОЗУ 128 Мбайт, системного диска 2 Гбайт. Встроенный сетевой интерфейс микропроцессора позволяет предоставить доступ к отснятым единичным проекциям с помощью FTP сервера. Микропроцессор также осуществляет управление всеми режимами работы системы сбора информации и управление механизмами привода исследуемого образца.

Для получения исходных проекционных данных необходимых при реконструкции про-

странных параметров плазменного потока, воздействующего на образец, используется оптический канал. На рис. 1 а) приведен вариант, соответствующий цилиндро-тangenциальной геометрии регистрации исходных 2D проекций. Собственное излучение плазменного источника в зоне сублимации собирается с помощью входных объективов – 14, далее двумерные изображения проецируются на входные торцы оптоволоконных светопроводов, предназначенных для передачи изображения – 13. Выходные торцы этих светопроводов – 9 собираются либо в параллельный пакет, либо в последовательный пакет, в зависимости от способа дальнейшей обработки данных. Данные пакеты представляют собой фактически пакеты двумерных проекций. Для спектрально томографической процедуры реконструкции пространственного распределения локальных значений температур используется, как правило параллельный пакет проекций. При необходимости, для увеличения точности реконструкции функций пространственного распределения интенсивностей (температуры), в данной системе можно использовать сферо-тangenциальную геометрию регистрации входных данных. Для этого достаточно добавить два оптико-волоконных канала и соответственно расположить и ориентировать входные объективы. При спектрально-томографической обработке исходных данных изображения пакета с помощью однолинзовой системы – 10 проецируются на входную щель спектрографа – 11, в зоне регистрации которого формируются соответствующие спектры проекций. Выбранные линии, зоны спектров регистрируются с помощью скоростной 3х-мегапиксельной CMOS матрицы, опрашиваемой аналогично матрице регистрирующей рентгеновские поля излучения.

Если в оптическом канале регистрации выбрана сферо-тangenциальная геометрия проекционных данных, то в спектральном приборе, вместо стандартной щелевой насадки, необходимо использовать оптоволоконную щелевую насадку. Последняя должна выбирать от 4 диаметральных сечений в каждой проекции, таким образом в фокальной плоскости спектрографа формируется 20 спектров проекций – стандартные призмы спектрографов позволяют это делать с незначительными искажениями.

Физико-математическое обеспечение разработанных малоракурсных оптико-рентгеновских систем диагностики сводится к следующим основным положениям. В основу методов реконструкции положены малоракурсные методы, основанные на алгоритмах свёртки.

Для задач подобного типа функцию проекции удобно определить в виде:

$$g(l, \theta, \varphi) = -\ln \frac{I(l, \theta; \varphi)}{I_0} = \iint_{\Delta S} \mu(x, y) \delta(\zeta; \varphi) dx dy, \quad (1)$$

здесь: $\zeta = (x \cos \theta + y \sin \theta - l)$. В соотношении (1) символ ";" означает – для данного (фиксированного) значения угла. Заметим, что все дальнейшие рассуждения удобно проводить в сферической системе координат.

В области сублимации, при тепловом нагружении композиционного материала, с помощью плазменного потока плазмотрона, вещество находится частично в твёрдом, частично в газообразном состоянии. Следовательно, его плотность значительно отличается от плотности материала твёрдого образца. То же самое, очевидно, можно сказать и о массовом и линейном коэффициентах ослабления. С точки зрения обратной задачи – искомой функцией в данном случае является функция распределения, например, массового коэффициента ослабления в области пространства зоны сублимации. Понятно, что зная структуру материала – несложно связать линейный и массовый коэффициенты ослабления и соответственно пространственное распределение плотности материала в зоне сублимации. Таким образом, в качестве искомой функции удобно выбрать, например, функцию линейного поглощения излучения (в приближении однофотонного поглощения) [1] т.е.:

$$\mu(r, \varphi, \theta) = \left\{ \frac{1}{2\pi^2} \int_0^\pi d\theta \times \right. \\ \left. \times \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial p(l, \theta)}{\partial l} \frac{1}{\xi} dl d\theta \right\}; \varphi \right\}, \quad (2)$$

$$\xi = r \cos(\theta - \varphi) - l$$

Соответственно образ Радона:

$$\hat{R}\{\mu(l, \theta); \varphi\} = \left[\left\{ \int_{-\infty}^{\infty} \mu(\chi, \varpi) dl' \right\}; \varphi \right], \\ \chi = \sqrt{l^2 + l'^2}, \quad \varpi = \theta - arctg \frac{l'}{l} \quad (3)$$

Так как мы имеем дело с композиционными материалами, характеристики которых, как правило, известны, то интенсивность поля излучения, прошедшего через образец из такого материала, можно определить в виде:

$$\begin{aligned} \langle I(x, z) \rangle &= I_0 \exp(-\mu_i L) \times \\ &\times \exp \frac{1}{2} \left(\sum_i \mu_{i-\mu_0} \right)^2 \sigma^2 L^2, \quad (4) \end{aligned}$$

здесь: μ_0 – коэффициент ослабления излучения в заполняющей среде, μ_i – коэффициенты ослабления излучения в элементах заполнителя, σ – функция пропорциональная средне-квадратичному распределению элементов заполнителя в среде (в объёме), L - размер объекта в лучевом направлении.

Автором [2] показано, что функцию можно определить в виде:

$$\begin{aligned} \sigma(I(x, z)) &= \left(\sum_i \mu_i \langle v \rangle - \mu_0 \right) \sigma L \langle I \rangle, \\ \langle I \rangle &\equiv \langle I(x, z) \rangle \quad (5) \end{aligned}$$

Можно показать [3], что эффективный коэффициент ослабления – μ_e , для однофотонного приближения, может быть рассчитан с помощью соотношения:

$$\mu_e = \sum_i \mu_i \langle v \rangle + \mu_0 (1 - \langle v \rangle). \quad (6)$$

Используя подход предложенный автором [4] можно также оценить вклад среднего значения рассеянного излучения в зоне проекции:

$$\begin{aligned} \langle I_p \rangle &= I_0 (B-1) \times \\ &\times \exp \left\{ - \sum_i \mu_i v(l; \theta) + \mu_0 [1 - v(l; \theta)] L \right\}. \quad (7) \end{aligned}$$

Т.е. поле регистрируемого излучения в плоскости проекции можно определить в виде:

$$\begin{aligned} I_\Sigma(x, z) &= I_0 \exp \left\{ - \sum_i \mu_i v(l; \theta) L \right\} \times \\ &\times \exp \{ \mu_0 [1 - v(l; \theta)] L \} + \\ &+ I_0 (B-1) \exp \left\{ - \sum_i \mu_i v(l; \theta) \right\} \times \\ &\times \exp \{ \mu_0 [1 - v(l; \theta)] L \} \quad (8) \end{aligned}$$

Процедуры реконструкции искомых функций распределения, например массового коэффициента ослабления в зоне сублимации, при всех прочих равных условиях определяются операциями свёртки и обратной проекции [5], которые в данном случае могут быть определены в виде соотношений:

$$\begin{aligned} \hat{R}^{-1}\{p(r, \varphi)\} &= -\frac{1}{2\pi} \int_0^\pi \hat{H}\{p'(\xi, \theta)\} d\theta, \\ \frac{\partial p(l, \theta)}{\partial l} &\equiv p'(l, \theta); \\ \hat{H}\{p'(l, \theta)\} &= -\frac{1}{\pi} \int_0^\pi \frac{p'(l, \theta)}{l - \tau} d\tau; \\ \hat{H}\{p'(l, \theta)\} &= [p'^* v](l, \theta), \\ v(l) &= -\frac{1}{2\pi} \xi', \end{aligned} \quad (9)$$

$$\lim_{a \rightarrow \infty} [p'^* v_a] = \hat{H}\{p'(l, \theta)\} - regularization parametr$$

Tichonov – Arsenin

Для многих практических случаев задачу исследования сублимационных процессов в зоне выгорания можно свести к реконструкции некоторой изопараметрической поверхности соответствующей заданному значению плотностей материала КТЗМ, или к совокупности таких поверхностей. Это дает возможность с одной стороны уменьшить объемы входных данных, необходимых для восстановления конфигурации таких изопараметрических поверхностей, а с другой стороны уменьшить время сбора, что положительно сказывается на адекватности получаемой динамики. Для решения такого рода задач целесообразно проводить процедуры 3D реконструкции по одномерным проекциям, соответствующих диаметральным сечениям при сферо-тангенциальном способе формирования двумерных данных. Такая процедура может быть сведена к следующим этапам.

Если в трёхмерном пространстве произвольным образом расположена некоторая плоскость относительно декартовой системы координат, то эта плоскость может быть определена уравнением $p = \vec{r} \cdot \vec{n}$, если \vec{n} – нормальный к ней орт, p – кратчайшее расстояние от начала координат до нее. Одномерную проекцию в данном случае следует определить в следующем виде [6]:

$$f_1(\vec{p}) \equiv f_1(p) = \int_{-\infty}^{\infty} g(\vec{r}) \delta(p - \vec{r} \cdot \vec{n}) d^3 r. \quad (10)$$

здесь $\vec{p} = p \cdot \vec{n}$, и функция проекции определена как интеграл не по отдельным лучам (хордам), а по всей плоскости.

В декартовой системе координат теорему о центральном сечении можно записать виде:

$$\begin{aligned} \hat{F}_1\{f_1(x)\} &= \int_{-\infty}^{\infty} dx \int_{-\infty}^{\infty} dy \int_{-\infty}^{\infty} g(x, y, z) e^{-2\pi i ux} dz = \\ &= F_3\{g(x, y, z)\}_{v=u=0} = G(u, 0, 0) \quad (11) \end{aligned}$$

Здесь $\rho = (u, v, w)$ – трёхмерный вектор пространственных частот. Если ось $0x$ оказывается не ортогональной к плоскости интегрирования, то необходимо воспользоваться матрицами поворота для систем координат. Суммарное изображение в 1D – проекции можно определить как функцию вида: $f_1^\delta(x) = \delta(x)$, и после перехода в сферическую систему координат получим соотношение:

$$b^\delta(\vec{r}) = \int_0^{\pi/2} \sin \theta d\theta \times \times \int_0^{2\pi} \delta(r \cos \theta) d\varphi = \frac{\pi}{r}. \quad (12)$$

Формула инверсии, следующая из известного выражения для обращения Радона:

$$g(\vec{x}) = C_n \Delta_n^{(n-1)/2} \int_{|\xi|=1} f(\vec{\xi} \cdot \vec{x}, \xi) d\xi \\ C_n = 2\alpha_n = (2\pi i)^{1-n} \frac{1}{2} \quad (13)$$

Но (13) может быть также записана в виде:

$$g(\vec{r}) = -\frac{1}{4\pi^2} \Delta \int_{2\pi} f_1(\vec{r} \cdot \vec{n}) d\Omega_n = \\ = -\frac{1}{4\pi^2} \int_{2\pi} \frac{\partial^2}{\partial p^2} f_1(p) d\Omega_n \quad (14)$$

Целесообразно ввести понятие суммарного изображения в виде:

$$b(\vec{r}) = \hat{B}_3\{f_1\} = \int_{2\pi} f_1(\vec{r} \cdot \vec{n}) d\Omega_n, \quad (15)$$

и с учетом того, что функция $b^\delta(\vec{r})$ в сингулярных точках может быть определена как [6]:

$$b^\delta(\vec{r}) = 2 \int_0^{\pi/2} \sin \theta \frac{\delta(r \sin \theta)}{|r \sin \theta|} d\theta = \frac{1}{r^2}. \quad (16)$$

Кроме того, можно представить функцию $b(\vec{r})$ в виде тройной свертки:

$$b(\vec{r}) = \pi g(\vec{r}) \ast \ast \ast |r|^{-1}. \quad (17)$$

Окончательно формула обращения может быть записана в виде:

$$g(\vec{r}) = -\frac{1}{4\pi^2} \nabla^2 b(\vec{r}). \quad (18)$$

В некоторых случаях, например, в задачах 3D томографии самосветящихся плазменных или газовых объектов, оказывается целесообразным соотношения (10) и (14) записать в симметричном виде. Способ симметризации в таких задачах предложил Баррет. Его идею достаточно легко понять, если переписать выражение (14) в виде:

$$g(\vec{r}) = \hat{R}_3^{-1}\{f_1(p)\} = \\ = -\frac{1}{4\pi^2} \int_{\infty} f_1(\vec{p}) \frac{\delta''(p - \vec{r} \cdot \vec{n})}{p^2} d^3 p. \quad (19)$$

здесь δ'' – вторая производная от δ -функции Дирака. Если перейти к базису в виде:

$$\psi(\vec{p}, \vec{r}) = \frac{1}{2\pi} i \delta'(p - \vec{r} \cdot \vec{n}), \quad (20)$$

то соотношения (10) и (14) можно представить в виде:

$$f_{1D}(\vec{p}) = \hat{D}\{g(\vec{r})\} = \int_{\infty} g(\vec{r}) \psi(\vec{p}, \vec{r}) d^3 r, \quad (21)$$

$$g(\vec{r}) = \hat{D}^{-1}\{f_{1D}(\vec{p})\} = \\ = \int_{\infty} f_{1D}(\vec{p}) \psi^*(\vec{p}, \vec{r}) d^3 p, \quad (22)$$

здесь значок «*» означает комплексное сопряжение.

Содержание алгоритмов трёхмерной реконструкции параметров изопараметрических поверхностей в областях сублимации композиционных КТЗМ, применительно к рассматриваемой задаче, можно свести к следующим основным положениям:

1. Исходные проекционные данные регистрируются в двумерной декартовой системе координат – двумерными матрицами.

2. После оцифровки исходных проекционных данных производится предварительная фильтрация – вычленение радоновских образов, содержащих низкочастотную и среднечастотную компоненты. Для восстановления 3D изопараметрической поверхности в зоне сублимации этого оказывается достаточно.

3. Производится пересчёт из декартовой системы в полярную систему координат, для каждого двумерного массива.

4. Осуществляется выборка диаметров в области определения в каждой проекции, и производится вычисление одномерных преобразований Фурье. Операция осуществляется с учётом особенностей дискретизации по углу, рассмотренных выше.

5. Синтезируется трёхмерный спектр Фурье (попытанным одномерным (двумерным) Фурье-образам).

6. Производиться доопределение дискретного трёхмерного спектра Фурье с помощью методов интерполяции - по кольцевым и сферическим гармоникам, с учетом рассмотренных выше условий.

7. Используя априорную информацию об исследуемом объекте (тип структуры, плотность и т.д.) решается обратная задача и вычисляется трёхмерное ядро свёртки.

8. Выполняется процедура свёртки в трёхмерном пространстве Фурье, в результате формируется трёхмерный образ Фурье исследуемой области образца.

9. Совершается процедура обратного преобразования.

10. Производиться выделение изопараметрических поверхностей - в соответствии с задаваемыми условиями диагностики.

11. Синтезируются проекционные и стереоскопические изображения реконструированных изопараметрических поверхностей.

Структурная схема пакета прикладных программ приведена на рис. 2 а). Здесь же приведены стереопроекционные изображения, полученные в результате модельного эксперимента, в различных ракурсах наблюдения (рис. 2б, 2в). Расчёт трёхмерной задачи, даже при относительно небольших массивах данных (128x128x128),

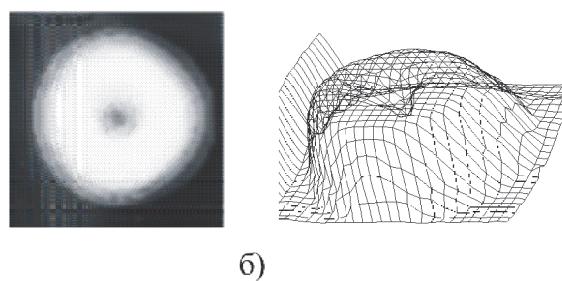


а)

(512x512x512) элементов требует применение значительных вычислительных мощностей. Эта проблема может быть решена с помощью распараллеливания вычислительных процессов на кластерных системах. Авторы использовали сеть, состоящую из 8 компьютеров под управлением операционной системы Linux (Mandriva 2010).

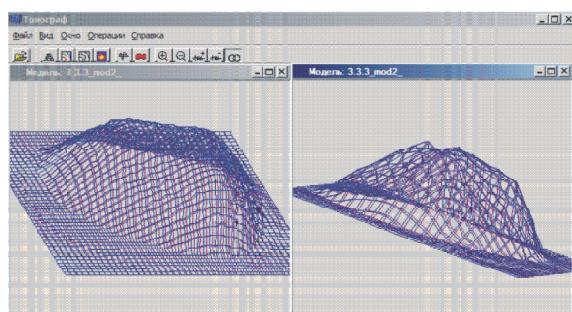
Объем вычислений можно сократить, если для этой цели производить не трёхмерную свёртку со сформированным 3D массивом в частотном пространстве, а совокупность одномерных свёрток со всеми диаметральными наборами данных - образующих 3D массив. Предварительно необходимо получить выражения для ядер одномерных свёрток таким образом, чтобы конечные 3D Фурье-образы были максимально идентичны. Авторами получено ядро в виде:

$$h(z) = \begin{cases} 1 - (1-\alpha) \frac{\pi^2 z}{2a} \Omega_0\left(\frac{\pi z}{a}\right); & z \leq a \\ 1 - (1-\alpha) \frac{2\pi z}{a} \times \\ \times \sum_{k=1}^{\infty} \frac{1}{2k-1} J_{2k-1}\left(\frac{\pi z}{a}\right) \times & z > a \\ \times \sum_{k=1}^{\infty} [1 + (-1)^k] U_{2k-1}\left(\frac{a}{y}\right); \end{cases} \quad (23)$$



б)

Пример распределения интенсивности плазменного потока в области зоны сублимации (томограмма поперечного сечения и проекционное изображение)



в)

Стерео изображения зоны сублимации (изопараметрическая поверхность выбранной плотности)

Рис. 2. Структурная схема пакета программ, примеры отображения искомых параметров

В зависимости от типа материала, используя методику моделирования малоракурсного томографического цикла в целом, следует подбирать конкретные значения параметров в соотношении (23).

Такой подход несколько понижает точность реконструкции, но ускоряет процедуры вычислений, что может оказаться полезным для получения оценочной информации. Если необходимо получать только оценочные данные, то целесообразно выделять изопараметрические данные непосредственно, в синтезированном трёхмерном Фурье-спектре. Далее можно осуществлять перевод этих данных в пространство сигналов с помощью одномерных (двумерных) преобразований. Но точность в этом случае при формате (128x128x128), составит порядка (20 – 25)%.

В заключении можно отметить:

- Данная системы позволяют в динамике исследовать процессы сублимации в широком диапазоне плотностей композиционных теплоизоляционных материалов. При этом можно анализировать как процессы выгорания, так и процессы уноса материала при тепловых нагрузлениях.
- Конструкция систем такого рода проста, рассчитана на применение стандартных вычис-

лительных средств, оптических, рентгеновских, спектральных узлов и компонентов и, следовательно, может быть реализована в любой исследовательской физической лаборатории или на производстве.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Филонин О.В. Малоракурсная томография. Самара: СНЦ РАН, 2006, 256 с.
2. Филонин О.В. Применение методов томографического контроля в промышленности // Сб. «Вопросы прикладной механики в авиационной технике», Куйбышев, 1980. С. 36 – 43.
3. Филонин О.В. Малоракурсная ВТ диагностика структуры материалов в условиях тепловых нагрузений // Труды международного симпозиума «Надёжность и качество». Пенза, 2003. С. 338 – 343.
4. Филонин О.В. Исследование качества сварных соединений и структуры композиционных материалов с помощью методов и средств малоракурсной рентгеноносской томографии. // Труды международного симпозиума «Надёжность и качество». Пенза, 2002. С. 85 – 89.
5. Defrise M., De Mol C. A regularized iterative algorithm for limited-angle inverse Radon transform // Opt. Acta. 1983. Vol.30. N 4. P.403-408.
6. В.В. Пикалов, Н.Г. Преображенский. Реконструктивная томография в газодинамике и физике плазмы. Новосибирск: Наука СО, 1987. С. 229.

METHODS AND SYSTEMS OPTIC-X-RAY 3D DIAGNOSTICS THE SUBLIMATION PROCESS IN HEAT PROTECTION MATERIALS

© 2012 O.V. Phylonin¹, S.S. Valitckiy²

¹Samara State Aerospace University

²FSUI SRRSRC “TsSKB-PROGRESS”, Samara

In this paper considered the methods for solving inverse problems for the three-dimensional diagnostic parameters of plasma formations and the structure of the material zone of sublimation for the samples of heat protection materials subjected to thermal loading by using plasma flows. Are described schemes of experimental installations to study the spatial distribution of plasma parameters of objects.

Key words: low-temperature plasma diagnostics, inverse ill-posed problems, 3D-tomography, the induction of plasma flows

Oleg Phylonin, Doctor of Technics, Professor.

E-mail Phylonin@gmail.com

Stanislav Valitskiy, Head of the Group, Postgraduate.

E-mail: valickiys@mail.ru