

МАЛОРАКУРСНАЯ КОМПЬЮТЕРНАЯ ТОМОГРАФИЯ В ФИЗИЧЕСКОМ ЭКСПЕРИМЕНТЕ

© 2003 О. В. Филонин

Самарский государственный аэрокосмический университет

Представлены методы, алгоритмы и примеры аппаратурной реализации малоракурсной 2D и 3D томографической диагностики параметров физических объектов применительно к лабораторным исследованиям. В частности, описаны методы и алгоритмы диагностики высокотемпературной плазмы и плазменных потоков, представлены результаты исследования пространственного распределения примесей в пламенах и примеры реконструкции структуры композиционных материалов.

Методы и средства малоракурсной компьютерной томографии (only a few projections tomography - OFPT) находят эффективные приложения в физическом эксперименте. Прежде всего, это касается исследования пространственных параметров самосветящихся объектов, таких, как плазма [1]; потоки высокотемпературных газов, пламена [2]; биологические объекты [3] и т. д. Малоракурсная томографическая диагностика находит широкое применение и при исследованиях структуры твердых тел, например, при диагностике сварных соединений, контроле особо ответственных изделий, особенно в полевых условиях. Особый интерес представляет применение методов и средств малоракурсной томографии для исследования структуры композиционных материалов в условиях тепловых нагрузений [4], так как в этом случае возможно одновременно получать пространственную информацию о распределении температур в плазменном потоке и об изменении структуры материала с использованием внешнего рентгеновского излучения. При рентгенографических исследованиях структуры кристаллов появляется возможность восстановить пространственную информацию об истинном расположении атомов в решетке, определять вид и конфигурацию дислокаций в отдельных зонах кристалла и т. д.

Однако, несмотря на привлекательность, высокую ожидаемую информационную отдачу методов и средств томографической диагностики параметров физических объектов, разработка новых эффективных

методов, алгоритмов и средств оказывается весьма сложной задачей. Это объясняется тем, что экспериментальные физические установки имеют оригинальную конструкцию и при оптическом способе формирования исходных данных их количество ограничено с технической точки зрения. Например, при исследовании плазмы в установках типа ТОКАМАК число ракурсов – 1, 2; при анализе процессов плазменных потоков плазматронов – максимальное количество исходных проекций не более 12...24. При контроле качества сварных соединений в трубопроводах или особо ответственных изделий с трудом удается получить 12 изображений проекций при радиографической диагностике и т. д. Применение для исследовательских целей классических промышленных томографов не всегда возможно по техническим причинам и зачастую экономически неоправданно.

Методы и средства малоракурсной томографической реконструкции параметров исследуемых процессов в целом дают относительно большую погрешность (5...15%) по сравнению с многоракурсными системами. Однако с учетом высокой гибкости систем сбора и обработки информации, простоты реализации, невысокой стоимости, возможности получения уникальной трехмерной информации об исследуемых объектах в малоракурсных исследовательских системах разработка новых методов и алгоритмов, а также совершенствование конструкций томографических систем в области малоракурсной томографии являются весьма актуальными.

Целью данной статьи является систематическое изложение разработанных автором методов, алгоритмов и систем малоракурсной томографической диагностики параметров самосветящихся физических объектов для исследовательских физических лабораторий.

Рассмотрим методы и системы 2D, 3D реконструкции параметров исследуемых объектов с учетом возможного количества получения исходных проекционных данных в условиях конкретного эксперимента. В этом смысле процедура томографической реконструкции условно может быть разделена на несколько классов:

1. Ультрамалоракурсную – при количестве исходных проекций 2 или 3, например установки типа ФТ-2, камеры сгорания поршневых двигателей, исследование сетчатки глаза.

2. Малоракурсную, когда имеется возможность получить 6, 12, 24 проекции в геомет-

рии $0...π, 0...2π$ – контроль качества сварных соединений, диагностика плазменных потоков, потоков высокотемпературных газов газотурбинных двигателей (ГТД), жидкостных реактивных двигателей (ЖРД).

3. В рассмотренных случаях, если это возможно и необходимо, может быть использован мультималоракурсный подход, позволяющий получать дополнительные функции проекций в узком телесном углу по отношению к центральной - «основной» проекции.

Рассмотрим возможность восстановления «сильно» несимметричных функций, характеризующихся двумя, тремя максимумами, при наличии всего двух исходных проекций. На рис. 1а представлена геометрия получения функций проекций при ультрамалоракурсной реконструкции. Известно [5], что для реконструкции неаксиальных распределений требуется число ракурсов, соизмеримое с числом явно неисчезающих Фурье-компонент в разложении восстанавливаемой функции по положительному по-

лоидальному углу:

$$f(r, \phi) = \sum_{n=0}^N C(r) e^{in\phi}.$$

Здесь $C(r)$ - коэффициенты ряда, n - число компонент.

Если реконструируемая функция имеет на периферии два и более максимумов, то недостаток проекций можно компенсировать лишь априорной информацией об исследуемом явлении. Можно предположить, что искомая функция $f(r, \phi)$ может быть представлена в виде

$$f(r, \phi) = a(r) + \psi(r, \phi), \quad (1)$$

где $a(r)$ - радиально симметричная составляющая, например фонового изображения; $\psi(r, \phi)$ - составляющая, соответствующая периферийным

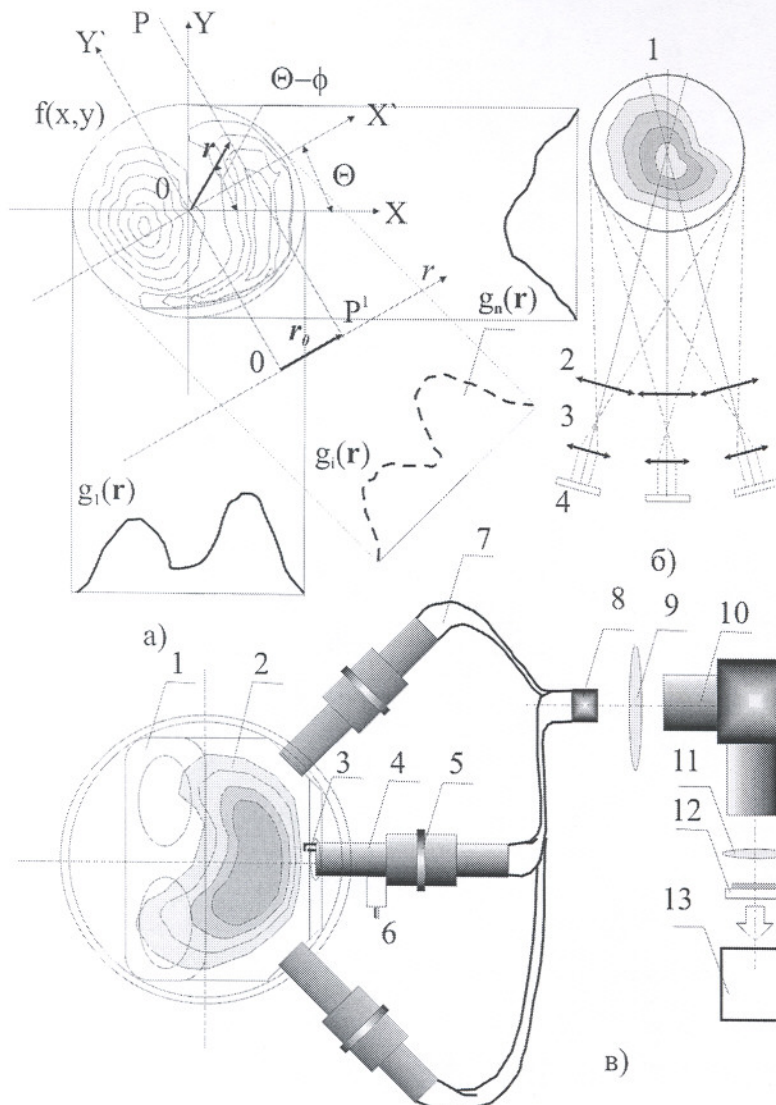


Рис. 1. Геометрия получения исходных данных при ультрамалоракурсной ВТ диагностике

максимумам. Выражение (1) справедливо в случае, если функции проекций не слишком неаксиальны относительно своих «центров тяжести». Для таких условий экспериментальная проекция имеет вид

$$\hat{P}_\Theta(f(r, \varphi)) = F(p, \Theta) = A(p) + \Psi(p, \Theta). \quad (2)$$

Здесь $A(p)$ соответствует абелевскому фону, $\Psi(p, \Theta)$ - проекции возмущений. Если последние слабо зависят от угла Θ , то положение максимума определяется угловой зависимостью

$$\Psi(p, \Theta) = \Psi(p(\Theta)), \quad (3)$$

где

$$p(\Theta) = -x \cos \Theta + y \sin \Theta. \quad (4)$$

Выражение (4) определяет поворот функции проекций на задаваемый угол Θ .

Анализ экспериментальной информации показывает, что для рассматриваемого класса явлений перенос, например, примеси в установках типа ТОКАМАК, процесс горения в камере сгорания двигателей внутреннего сгорания (ДВС) или в прямоточных ракетных двигателях (ПРД) характеризуется наличием 1, 2, 3 максимумов в двумерной функции распределения параметров. Следовательно, и проекции также содержат соответствующее число максимумов. В этом случае, если обе проекции имеют по два максимума, выполняется последовательность операций вида:

$$\begin{aligned} \Phi(p) &= F(p, \Theta_1) - F(p, \Theta_2); \\ \Phi(p_1) &= \Phi(p) * \chi(\Phi); \\ \Phi(p_2) &= -\Phi(p) * \chi(-\Phi); \end{aligned} \quad (5)$$

где

$$\begin{aligned} \chi(x) &= \begin{cases} 1, x \geq 0; \\ 0, x < 0; \end{cases} \\ \Phi_3(p) &= F(p, \Theta_1) - \Phi_1(p); \\ \Phi_4(p) &= F(p, \Theta_2) - \Phi_2(p). \end{aligned} \quad (6)$$

Заметим, что $\Phi_1(p), \Phi_2(p)$ соответствуют проекциям периферийного возмущения, а составляющие $\Phi_3(p), \Phi_4(p)$ определяют абелев фон. Если одна или две проекции оказываются «трехгорбыми», то можно утверждать, что влияние возмущений, фона, других («соседних») максимумов на наибольший максимум является наименьшим. Следовательно, используя свойства симметрии относительно точки $p = 0$, можно восстановить профиль абелевого компонента $\Phi_3(p)$ и, соответственно, проекции возмущения:

$$\begin{aligned} \Phi_1(p) &= F(p, \theta_1) - \Phi_3(p); \\ \Phi_2(p) &= F(p, \Theta_2) - \Phi_3(p). \end{aligned} \quad (8)$$

Дальнейшая процедура реконструкции сводится к абелизации составляющих $\Phi_3(p), \Phi_4(p)$ (при наличии в них различий реконструкция фона производится путем аппроксимации отсчетов и вычислением «дополнительных» проекций методами интерполяции по углу), и осуществляется переход к «центру тяжести» основных возмущений (для обеспечения согласованности проекций при вычислении интегралов свертки и обратной проекции производится нормировка на среднее значение двойного интеграла).

Задача реконструкции при ультрамалоракурсной геометрии получения исходных данных значительно упрощается, если возможно использовать так называемый мультималоракурсный режим считывания данных проекций. Суть его проиллюстрирована на рис. 1б (1 - исследуемый самосветящийся объект; 2, 3 - проецирующие линзы; 4 - зоны регистрации проекций). Если позволяет конструкция экспериментальной установки, то целесообразно фиксировать не одну проекцию в данном ракурсе, а три или пять в узком углу конвергенции, поскольку при увеличении этого угла возрастает и точность реконструкции. Практика построения малоракурсных томографических систем показывает, что при угле конвергенции порядка 15° , при наличии лишь двух «дополнительных» проекций точность реконструкции может

быть увеличена на (30...60 %), и при этом упрощается процедура интерполяций и вычислений в целом.

На рис. 1в представлена оптическая схема ультрамалоракурсного томографа для исследования процессов воспламенения и горения рабочей смеси в камере сгорания ДВС (1 – камера сгорания; 2 – зона горения смеси; 3, 4 – кварцевые входные объективы, один из которых конструктивно совмещен со свечей зажигания 6; 5 – регуляторы фокусных расстояний; 7 – светопроводы для передачи изображений; 8 – выходной торец системы светопроводов, формирующий пакет проекций; 9 – линза; 10 – монохроматор; 11 – объектив; 12 – ПЗС камера, в качестве фотодетектора в которой используется двумерная матрица на основе приборов с зарядовой связью; 13 – устройство сопряжения с персональным компьютером - ПК). Принцип работы данной системы сводится к следующему: процесс горения фиксируется с трех ракурсов при угле конвергенции порядка 120° ; то есть углы $\Theta \sim \pi/3$. Двумерные проекции, позволяющие захватывать зону горения до $5 \cdot 10^{-3}$ м с помощью двухлинзовых объективов, передаются на входные торцы светопроводов. В одном из объективов размещены электроды для поджига смеси, а для компенсации светосилы его диаметр несколько больше диаметров смежных объективов. Возможность изменения фокусного расстояния позволяет выбирать определенные объемы в зоне горения, что особенно важно при исследовании распространения фронта горения в объеме камеры. Двумерные изображения проекций с помощью светопроводов преобразуются в «последовательный пакет» проекций, изображение которого проецируется однолинзовой системой 9 на щель монохроматора 10. Таким образом, в зоне регистрации спектров формируется три изображения спектров проекций. Перемещая выходной торец светопровода относительно щели монохроматора в направлении, перпендикулярном главной оптической оси, можно выбирать необходимые сечения в исследуемом объеме. Для одновременной регистрации нескольких сечений можно воспользоваться многосцельевой насадкой. Монохроматор позволяет выбрать излучение

частиц сажи, имеющих максимальную светимость в оптическом диапазоне, а их пространственное распределение в зоне горения позволяет судить о газодинамике процесса. Кроме того, спектр излучения частиц сажи можно рассматривать как спектр абсолютно черного тела с определенным коэффициентом серости и, следовательно, оценивать пространственное распределение температуры в зоне горения. Спектры проекций с помощью объектива 11 проецируются в зону регистрации ПЗС камеры формата не менее 512×512 элементов. Устройство сопряжения с шиной ПК содержит микропроцессор, промежуточное ОЗУ, позволяющее запоминать до 16 кадров проекций, и формирователь сигналов управления и передачи данных. Такая конфигурация позволяет разгрузить центральный процессор, упорядочить процессы передачи и обработки данных, увеличить производительность системы в целом.

Суть спектрально-томографической методики, позволяющей определять пространственное распределение яркостных (истинных) температур, можно свести к следующим положениям. Если в качестве эталонного источника выбрать ленточную лампу накаливания, то энергетические светимости горячей смеси E_f и эталона E_e связаны соотношением

$$E_f = \frac{I_f}{I_e} E_e, \quad (9)$$

где I_f - локальная интенсивность излучения выбранной области спектра пламени, в рассматриваемом случае - свечение частиц сажи (зона сечения углерода); I_e - локальная интенсивность излучения эталона. Локальную яркостную температуру можно определить, воспользовавшись формулой Планка в приближении к модели абсолютно черного тела:

$$T_{b,f} = \frac{hv}{hv/T_e - k \ln(I_f/I_e)}. \quad (10)$$

При регистрации излучения ПЗС матрицей интенсивность можно определить как

$$I = \xi 10^{\delta} 10^{\frac{a}{\gamma}}, \quad (11)$$

где $\xi, \delta - const$, S - максимальная амплитуда сигнала, δ - динамический диапазон (коэффициент контраста). Тогда

$$\ln \frac{I_f}{I_e} = \ln \frac{\xi_1 10^{\frac{S_f}{\delta}} 10^{\frac{a_1}{\gamma}}}{\xi_2 10^{\frac{S_e}{\delta}} 10^{\frac{a_2}{\gamma}}} \approx 2,3 \frac{S_f - S_e}{\gamma}. \quad (12)$$

С учетом (10) значения локальных яркостных температур определяются формулой

$$T_{e,f} = \frac{h\nu}{k} \frac{h\nu}{kT_e + 2,3(S_e - S_f(x, y))/\gamma}. \quad (13)$$

Для реконструкции распределения истинных температур необходимо знать функцию распределения «коэффициента серости» светящегося объекта. Эта функция может быть определена через функцию поглощения внешнего зондирующего излучения для данной длины волны

$$\tau_\lambda = \ln \frac{I_0}{(I_\Sigma - I_f)}, \quad (14)$$

где I_0 - интенсивность излучения опорного источника, I_Σ - суммарная интенсивность светящегося объекта и опорного источника, I_e - интенсивность излучения горячей смеси в заданном интервале длин волн.

Окончательно истинные значения локальных температур рассчитываются в соответствии с выражением

$$T_f(x, y) = \frac{h\nu}{k} \frac{h\nu}{kT_e + \frac{2,3(S_e - S_f(x, y))}{\gamma + \tau_\lambda(x, y)}}. \quad (15)$$

Заметим, что томографические исследования процессов горения в ДВС целесообразно проводить с использованием одноцилиндровых четырехтактных двигателей, эмулирующих фазы газораспределения, впрыск, частоту вращения коленчатого вала и т. д. и многоцилиндровых, причем форма головки поршня и камеры сгорания должны быть идентичны последним. В одноцилиндровом варианте жидкостная зона охлаждения должна ограничиваться областью цилиндра, а головка выполняется как легко съемный элемент. Практика показывает, что время использования кварцевых «входных» линз без их очистки от нагара и копоти составляет 3...5 минут, а при употреблении природного газа оно несколько больше. Этого времени вполне достаточно, чтобы довести до рабочего режима предварительно прогретый двигатель и получить исходные данные.

На рис. 2а приведена томограмма функции распределения яркостной температуры в камере сгорания ДВС, на рис. 2б, 2в - томограммы переноса примеси в установке типа ТОКАМАК ФТ-2. Данные томограммы получены в соответствии с описанной методикой реконструкции и, как показали дальнейшие исследования, достаточно точно отображают исследуемые процессы. Системы такого рода дают возможность анализировать пространственную динамику процессов (изображения 2б, 2в получены в одном процессе в разные моменты времени), наглядность очевидна.

Особый интерес представляют исследования процессов в плазме электрической дуги, в плазменных потоках плазматронов, факелах горящего газа (трубки Пито), поскольку на сегодняшний день нет адекватных представлений и моделей процессов, происходящих в таких объектах. Методы малоразмерной томографии, позволяющие получить пространственные функции распределения

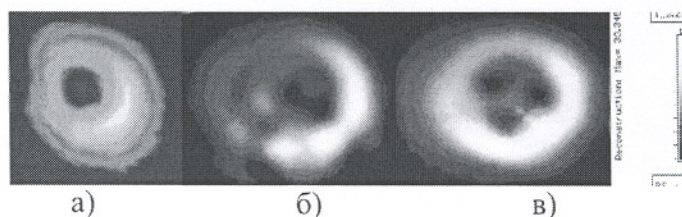


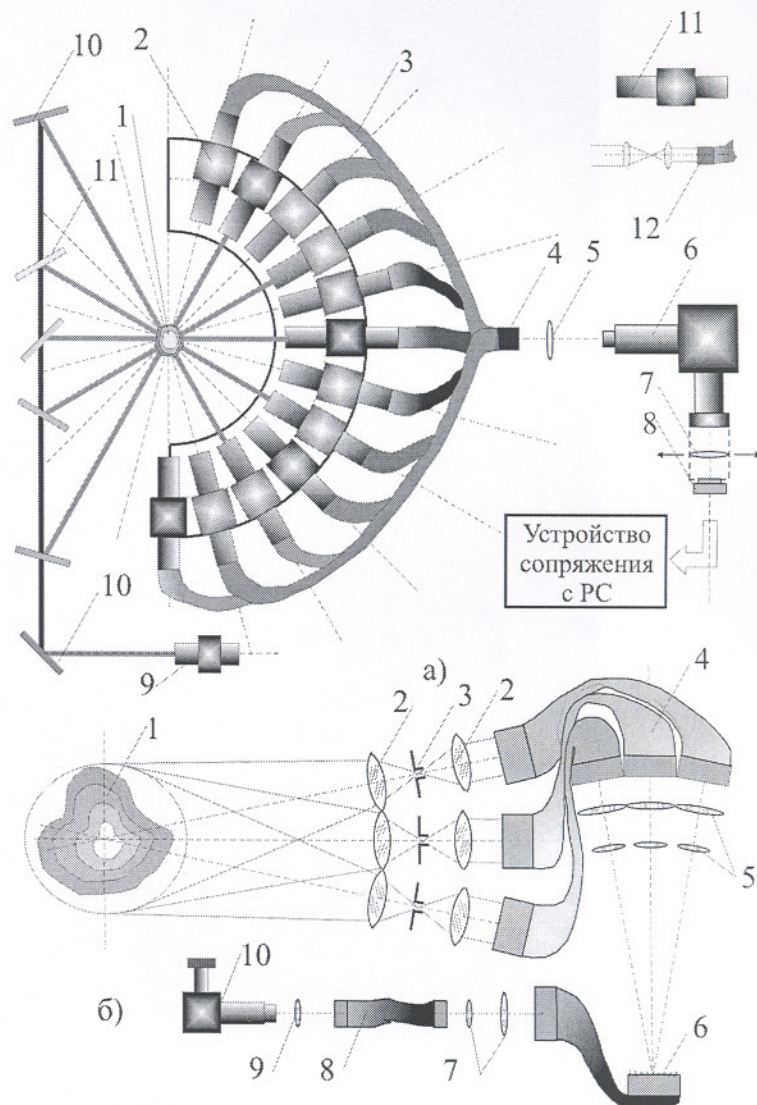
Рис. 2. Примеры томограмм при ультрамалоразмерной реконструкции

исследуемых параметров, оказываются эффективными, так как они дают возможность получать качественную информацию, например, о распределении локальных концентраций электронной и ионной компонент, локальных температур и т. д. Данный класс физических задач дает возможность использовать малоракурсный подход при числе исходных проекций 6...24, что существенно повышает точность реконструкции.

На рис. 3а представлена оптическая схема малоракурсного томографа для исследования процессов в дуговых разрядах, плазменных потоках плазмотронов. Представленная система позволяет регистрировать собственное излучение источника плазмы и зондирующее излучение от внешнего источника, например лазера. В данном случае показана возможность регистрации в геометрии $0...л$, но установка дает возможность получать исходные данные и в геометрии $0...2л$. Принцип работы системы заключается в следующем: излучение исследуемого источника 1 с помощью входных объективов 2 проецируется на торцы светопроводов 3. Таким образом, на этих торцах формируются двумерные проекции исследуемого объекта. Выходные торцы светопроводов собираются в «последовательный» пакет 4. Оптическое изображение с торца пакета с помощью длиннофокусной линзы 5 проецируется на входную щель спектрографа 6 (например ИСП - 51). Таким образом выбираются требуемые поперечные сечения плазменного объекта. Спектры сечений проекций в зоне формирования физического спектра с помощью объектива 7 проецируются на ПЗС матрицу 8, которая через устройство сопряжения подключается к шине ПК (PC). Внешнее зондирующее излучение от источника 9, сформированное в виде плоскопараллельного потока, через систему непрозрачных 10 и полупрозрачных зеркал 11, пройдя исследуемый объект, также проецируется на входные торцы све-

топроводов 3. Применение зондирующего излучения полезно при исследовании газодинамики сильно запыленной плазмы, при разработке систем плазменного напыления, при определении концентраций ионных компонент в дуговых разрядах, при анализе процессов горения топлив в ЖРД, ПРД и т. д. Входные объективы 2, 11 выполняются по двухлинзовой 12 или трехлинзовой схемам и дают возможность уменьшить изображения исследуемых объемов и в какой-то степени скорректировать веерную геометрию до плоскопараллельной. Это, в свою очередь, позволяет уменьшить габариты оптиковолоконного сканера и располагать его непосредственно на оптической скамье спектрографа. Таким образом, для достаточно широкого

Рис. 3. Оптические схемы малоракурсных томографических систем для исследования параметров плазмы и потоков высокотемпературных газов



класса задач оптоволоконный сканер и система регистрации спектров проекций оказываются системами, дополняющими стандартную комплектацию серийно выпускаемых спектрографов. Устройство сопряжения с шиной ПК так же, как и в вышеописанном случае, содержит микропроцессор, ОЗУ и позволяет не только вводить данные в компьютер, но и управлять сервоприводом для перемещения ПЗС камеры в зоне спектров проекций.

Рассмотрим основные положения малокурсовой спектрально-томографической методики реконструкции параметров плазменных объектов – дуга, плазменные потоки малогабаритных плазматронов.

Дуговой разряд характеризуется высокой степенью ионизации, и его можно считать высокотемпературным, сильно ионизированным газом, состоящим из электронов положительных и отрицательных ионов, нормальных и возбужденных атомов.

Компоненты плазмы дуги находятся в непрерывном движении, которое обусловлено, с одной стороны, электрическим полем между электродами и, с другой стороны, электромагнитными полями, создаваемыми электронными и ионными токами в объеме дуги. Понятно, что характер движения частиц в каждом элементарном объеме отличается от соседних. Отличаются также и концентрации частиц, суммарные энергии, импульсы, излучательные и поглощательные способности. Но эти отличия не столь велики, и поэтому можно сделать предположение, что разряд находится в состоянии термодинамического равновесия. В этом случае можно воспользоваться следующей моделью:

а) электроны по скоростям распределены по закону Максвелла:

$$f_i(v) = 4\pi N_i \left(\frac{M_i}{2\pi kT}\right)^{3/2} v^2 e^{-\frac{M_i v^2}{2kT}} \quad (16)$$

Такое же предположение можно сделать и относительно легких ионов, поэтому в выражении (12) N_i - концентрация i -ого компонента частиц, M_i - масса частиц i -ого компонента;

б) в возбужденном состоянии распределение частиц определяется формулой Больцмана

$$N_s = N_0 \frac{g_s}{g_0} e^{-\frac{\epsilon_s}{kT}}, \quad (17)$$

где N_0, g_0 - концентрация и статистическая масса в нормальном состоянии, N_s, g_s - концентрация и статистическая масса в возбужденном состоянии, ϵ_s - энергия возбужденного состояния;

в) распределение атомов по стадиям ионизации определяется формулой Саха

$$\frac{N_e N_i}{N_a} = 2 \left(\frac{2\pi m}{h^3}\right)^{3/2} (kT)^{3/2} \frac{U^+}{U_0} e^{-\frac{V_i}{nr}}, \quad (18)$$

где N_e, N_i, N_a - концентрации, соответственно, электронов, ионов, возбужденных атомов; V_i - энергия ионизации.

Давление в дуге значительно превышает атмосферное, поэтому предположение о термодинамическом равновесии оказывается вполне приемлемым. Следовательно, температуры электронного, ионного, атомного газа равны между собой, т. е. $T_e \cong T_i \cong T_a$. Заметим, что температура в самой дуге определяется не только материалом электродов, т. е. сортом атомов, но и видом окружающего газа (воздуха, аргона, углекислого газа). Температура зависит и от величины тока в дуге, но незначительно, и поэтому в точке плотность тока дуги определяется внешним и внутренним давлением. Измерения показывают, что при токах 200...600 А (наиболее типичная дуга) $T = 11\ 000...16\ 000$ К, а при токах 20...60 А в воздухе при использовании угольных электродов $T \approx 6\ 300$ К;

г) так как атомы, ионы, электроны находятся в непрерывном и весьма сложном движении, то кинетика не ясна до сих пор. Поскольку атомы и ионы непрерывно возбуждаются, дуговой разряд излучает фотонный поток в инфракрасной, видимой, ультрафиолетовой и мягкой рентгеновской областях. Спектр такого излучения состоит из двух наложенных друг на друга спектров: линейчатого и сплошного. Для характеристики излучения в количественном смысле введены понятия:

- интенсивность

$$J(\lambda) \cong \frac{\Delta E}{\Delta S \cdot \Delta \Omega \cdot \Delta \lambda \cdot \Delta t}, \quad (19)$$

где ΔE - излучаемая энергия за единицу времени Δt через единичную площадку ΔS в единичном телесном углу $\Delta \Omega$ и в единичном диапазоне длин волн $\Delta \lambda$;

- излучательная способность

$$\varepsilon(\lambda) = \frac{\Delta E}{\Delta V \cdot \Delta \Omega \cdot \Delta t \cdot \Delta \lambda}, \quad (20)$$

где ΔV - единичный объем. Справедливо соотношение $J(\lambda) = \varepsilon(\lambda) \cdot \Delta l$, Δl - толщина излучаемого слоя (рис. 1а, направление pp^1).

Количество световых квантов с энергиями $h\nu$, излучаемое единичным объемом в геометрии 2π стерадиан, пропорционально вероятности перехода атома из состояния n в состояние m . Таким образом, выражение A_n^m определяет число атомов n_m , имеющих такие переходы или находящиеся в состоянии m . Так как в единице телесного угла излучается $\frac{1}{4\pi}$ часть всех излучаемых фотонов, коэффициент излучения для данной линии можно определить:

$$i = \frac{1}{4\pi} \cdot A_n^m \cdot n_m \cdot h\nu. \quad (21)$$

Тогда интенсивность плазменного цилиндра с площадью $\Delta S=1$ и длиной Δl равна

$$\left. \begin{aligned} J_{\Delta l} &= \frac{1}{4\pi} \cdot A_n^m \cdot n_m \cdot h\nu \cdot \Delta l; \\ J(l; \vartheta) &= \frac{1}{4\pi} \cdot A_n^m \cdot n_n \cdot h\nu \cdot l_{i; \vartheta}. \end{aligned} \right\} \quad (22)$$

Если термодинамическое равновесие в плазме существует, то n_m можно приближенно определить из формулы Больцмана. Для плазмы дуги и плазменных потоков плазматронов, представляющих наибольший интерес, интенсивность спектральной линии может быть определена как

$$J = \frac{1}{4\pi} \cdot A_n^m \cdot n_0 \cdot \frac{g_m}{U_0^{(1)}} \cdot e^{-\frac{\varepsilon_m}{kT} \cdot h\nu \cdot l}. \quad (23)$$

Здесь $U_0^{(1)}$ - статистическая сумма по возбужденным состояниям, ε_m - энергия возбужденного уровня m .

Интенсивность излучения сплошного спектра в расчете на единичные параметры

позволяет определить коэффициент излучения

$$\varepsilon_\nu = \frac{dE}{dV \cdot d\nu \cdot dt \cdot d\Omega}. \quad (24)$$

Если поглощение невелико, то

$$J_\nu = \varepsilon_\nu \cdot l. \quad (25)$$

Так как сплошной спектр определяется тормозным излучением (торможение электронов в поле ионов) и рекомбинационным излучением, которое образуется в результате захвата электрона ионом, то коэффициент излучения должен учитывать эти эффекты. Для водородоподобных атомов Крамерс и Унзольд предложили формулы [6].

Формула Крамерса справедлива до некоторой граничной частоты ν_g

$$\varepsilon_\nu = \frac{32\pi^2 e^6 (z+s)^2}{3\sqrt{3} \cdot C^3 (2\pi m)^{3/2}} \cdot \frac{N_e N_i}{\sqrt{kT}}. \quad (26)$$

Для частот $\nu > \nu_g$

$$\varepsilon_\nu = \frac{32\pi^2 e^6 (z+s)^2}{3\sqrt{3} \cdot C^3 (2\pi m)^{3/2}} \cdot \frac{N_e N_i}{\sqrt{kT}} \cdot e^{-\frac{h(\nu-\nu_g)}{kT}}, \quad (27)$$

где N_e - концентрация электронов, N_i - концентрация ионов, ν_g - граничная частота, z - заряд иона до захвата электрона, s - заряд иона после захвата электрона.

Рассмотрим один из методов спектрального определения температуры, получивший наибольшее распространение в оптической томографии. Этот метод справедлив для оптически тонкого излучающего слоя. Интенсивность спектральной линии в этом случае

$$J = \frac{1}{4\pi} A_n^m n_0 \cdot \frac{g_m}{U_0^{(1)}} e^{-\frac{\varepsilon_m}{kT}} \cdot h\nu \cdot l. \quad (28)$$

Длина l определяется при томографической реконструкции $T(x,y) \sim J(x,y)$.

Заметим, что статистическая сумма $U_0^{(1)}$ по всем состояниям излучающего атома является функцией температуры - $U_0^{(1)}(T)$. Если условие термодинамического равновесия можно считать выполненным, то $n_0(T)$ - концентрация частиц в основном состоянии может быть определена из системы уравнений, включающих формулу Саха, закон Дальтона:

$p = nkt$, условие квазинейтральности: $n^+ = n^-$. Следовательно, экспериментально измерив интенсивность J спектральной линии и вычислив l , можно определить $T(x_i, y_i)$.

Наибольшая сложность заключается в определении A_n^m , но ее можно преодолеть, воспользовавшись эталонным источником излучения, абсолютная температура которого и вид спектра априорно известны. Такими источниками, например, являются ленточные лампы, которые градуируются по яркостным температурам (при $\lambda=0,655$ мкм).

Относительная погрешность при измерении методом абсолютных температур, как показано в [7], равна

$$\frac{\Delta T}{T} = \pm \frac{2,3}{\varepsilon_m} kT \cdot \ln \left[\frac{1 + \frac{\Delta J}{J}}{\left(1 - \frac{\Delta N}{N}\right) \left(1 - \frac{\Delta l}{l}\right) \left(1 - \frac{\Delta A_n^m}{A_n^m}\right)} \right] \cdot (29)$$

Заметим, что в приближении Абеля эффективная погрешность составляет 8...10 %, при томографической реконструкции 0,4...1 %. Кроме рассмотренного метода целесообразно использовать методы относительных интенсивностей, метод Лоренца, методы определения электронной температуры по интенсивности континуума и т. д.

Внешний вид оптического томографа для исследования плазменных объектов (дуга, потоки плазматронов) показан на рис. 4. Данный томограф разработан для исследовательских целей и предназначен для работы в оптических лабораториях. Он позволяет получать до 24 проекций, проводить спектрально-томографическую реконструкцию заданных сечений плазменных объектов, может комплектоваться монохроматорами любых типов, спектрографами ИСП-28, ИСП-51. Ввод исходной информации из зоны регистрации спектрографа производится с помощью двумерных ПЗС камер, позволяющих формировать изображение формата 320×200, 512×512 элементов, соответственно в цветном и черно-белом вариантах. Максимальное число черно-белых кадров - функций проекций, полученное в данной конструкции, составило 100 кадр/с.

На рис. 5 показаны примеры реконструированных томограмм поперечных сре-

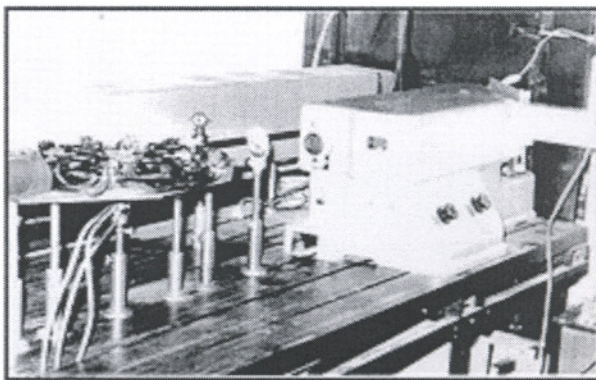


Рис. 4. Внешний вид малоракурсного оптического томографа для спектрально-томографических исследований

зов факелов малогабаритных плазматронов (диаметр потока порядка 20 мм) в различных сечениях (томограммы: 200 – слабо запыленная плазма – функция распределения интенсивности; 168 – собственный поток плазматрона – функция распределения яркостной температуры; 010 – дугового разряда – ток дуги порядка 200 А). Погрешность реконструкции не превышает 20 %. При расчете погрешности системы в целом учитывались погрешности алгоритмов интерполяции, процедуры свертки (при этом использовалась методика моделирования процесса реконструкции с учетом реальной геометрии). Кроме того, учитывался аппаратный класс по-

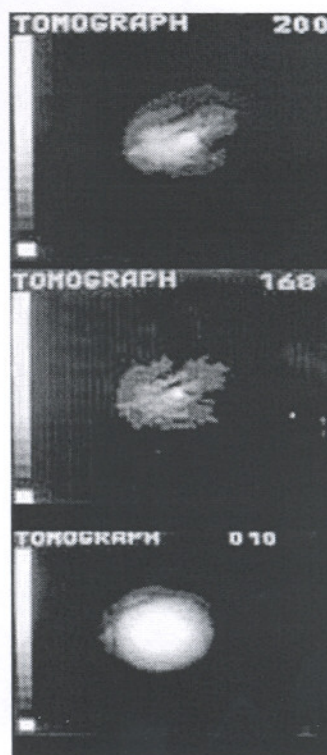


Рис. 5. Примеры томограмм плазменных объектов

грешностей: оптиковолоконных каналов, геометрии проецирования линзовыми системами, погрешности считывания спектров проекций, передаточной функции ПЗС камеры и т. д.

В качестве выводов отметим следующее. Описанные методы и средства малоракурсной томографической диагностики параметров физических объектов позволяют получать уникальную информацию о пространственном распределении исследуемых характеристик. Погрешности алгоритмов реконструкции говорят о высокой достоверности получаемых результатов, сами алгоритмы и методики восстановления функций распределения параметров относительно просты в реализации и ориентированы на стандартные ПК. В силу гибкости разработанного программного обеспечения представленные методы 2D, 3D реконструкции позволяют решать широкий класс задач от физико-технической экспериментальной диагностики и неразрушающего контроля до медико-биологических приложений. Аппаратурная реализация разработанных методов и алгоритмов относительно проста и предназначена для использования в обычных физических лабораториях. Некоторые системы, например малоракурсный оптический томограф, могут быть использованы как дополнение к штатной комплектации спектрографов для существенного расширения их возможностей. Опыт использования систем подобного типа показывает, что время, затрачиваемое на проведение экспериментальных исследований, значительно сокращается, а экспериментатор получает в свое распоряжение важную ин-

формацию, у него появляется возможность исследовать реальную динамику процессов.

Список литературы

1. Филонин О. В., Левченко М. А., Панин В. В. Томографические методы определения параметров пламен и потоков низкотемпературной плазмы. Сб. научн. тр. «Инверсная заселенность и генерация на переходах в атомах и молекулах». Томск, СО АН СССР, 1986.

2. Филонин О. В., Панин В. В., Левченко М. А. Принципы построения мультималоракурсных томографов для ВТ – диагностики факелов и пламен. Сб. трудов 5 Всесоюзного симпозиума по ВТ, Институт физики Земли АН СССР. М., 1991.

3. Филонин О. В., Яблоков Д. Е. Автоматизированная система сбора и обработки данных для ультрамалоракурсной оптико-томографической микроскопии. Сб. научн. тр. «Инновационные технологии проектирования и производства». Пенза, 2003.

4. Филонин О. В., Явцев В. Ф. Методы малоракурсной вычислительной томографии в диагностике сварных соединений. Техническая диагностика и неразрушающий контроль. № 2, 1989, Киев.

5. Луис А. К., Натеррер А. С. Математические проблемы реконструктивной вычислительной томографии, ТИИЭР. 1983, т. 1 (71), № 3.

6. Герцберг Г. Атомные и молекулярные спектры. М.: Наука, 1985.

7. Олейникова Г. В., Меркулов А. М. Томографические системы для диагностики высокотемпературных потоков ионизованного газа. Сб. научн. тр. «Реконструктивная томография», Куйбышев, 1987.

ONLY A FEW PROJECTIONS COMPUTED TOMOGRAPHY IN A PHYSICAL EXPERIMENT

© 2003 O. V. Filonin

Samara State Aerospace University

Methods, algorithms and examples of equipment realization of only a few projections 2D and 3D tomographic diagnostics of physical object parameters with reference to laboratory studies are presented. In particular, methods and algorithms of diagnostics of high-temperature plasma and plasma flows are described, results of investigating spatial distribution of admixtures in fires, examples of restructuring composite materials are presented.