

УДК: 533.9.08

## **МАЛОГАБАРИТНЫЙ СПЕКТРОМЕТР ДЛЯ ЭМИССИОННОГО АНАЛИЗА ПОТОКОВ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ**

**В.И. НАЛИВАЙКО<sup>1</sup>, П.А. ЧУБАКОВ<sup>1</sup>, А.Н. ПОКРОВСКИЙ<sup>1</sup>,  
А.А. МИХАЛЬЧЕНКО<sup>2</sup>, В.И. КУЗЬМИН<sup>2</sup>, Е.В. КАРТАЕВ<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Институт автоматики и электрометрии СО РАН, Новосибирск*

<sup>2</sup>*Институт теоретической и прикладной механики  
им. С.А. Христиановича СО РАН, Новосибирск*

Приведены результаты расчетов параметров вогнутых голографических решеток, позволяющие создавать малогабаритные спектрометры среднего и высокого спектрального разрешения. Голографические решетки изготовлены на новых субнаноструктурированных пленках халькогенидных полупроводников. Один из вариантов малогабаритного спектрометра среднего разрешения применен для измерения распределения температуры газового потока, истекающего из плазмотрона постоянного тока с секционированной межэлектродной вставкой методом относительной интенсивности. Применены существующие методы измерения температуры неоднородной оптически тонкой плазмы. Проведено сравнение спектрального и теплофизического методов измерения температуры.

### **ВВЕДЕНИЕ**

Для высокотемпературной обработки материалов, синтеза новых веществ широко применяются плазменные технологии. Рабочая среда при вышеуказанных процессах является гетерогенной. Для определения состава и температуры ее различных компонентов целесообразнее применять бесконтактные спектроскопические методы, обеспечивающие получение сведений о физико-химических процессах в высокотемпературных зонах реактора.

В последние годы достигнуты значительные успехи по минимизации размеров спектральной аппаратуры на основе вогнутых голограммных дифракционных решеток [1]. Это позволяет разрабатывать компактные автоматизированные измерительно-вычислительные комплексы экспресс-контроля параметров плазменных установок непосредственно в ходе технологического цикла.

### **ПАРАМЕТРЫ СПЕКТРОМЕТРА**

Для проведения бесконтактных спектральных измерений температуры плазменных потоков разработан малогабаритный многоканальный спектрометр с вогнутыми голографическими решетками. Оптическая схема спектрометра рассчитывалась с помощью специально разработанной программы "Spectrum", позволяющей варьировать в диалоговом режиме параметры спектрометра — угол падения на решетку и расстояние от входной щели до решетки. Программа выполняет  $5 \times 10^3$  расчетов различных схем голографической записи решеток, варьирует величины

углов и плеч двухлучевого интерферометра, и выбирает оптимальные их значения с минимальными aberrациями.

На рис. 1, *a* приведен график результатов оптимизации решетки для симметричного спектрометра с приблизительно одинаковыми входным и выходным расстояниями от решетки. Видно, что голографическая решетка, полученная в рассчитанной оптической схеме записи, имеет две стигматичные, симметрично расположенные точки в плоскости регистрации спектра для меридионального и сагиттального астигматизма. В отличие от простой решетки с прямолинейными и равномерно распределенными штрихами, оптимизированная решетка обладает симметрично нарастающими aberrациями по обе стороны от стигматичных точек спектра. Абсолютные максимальные величины меридиональных aberrаций составляют единицы микрон.

Для асимметричного спектрометра с малым (повышенная светосила) и большим (повышенное спектральное разрешение) выходными расстояниями могут быть получены решетки с тремя стигматичными точками (рис. 1, *b*). Применение симметричного или ассиметричного спектрометра определяются условиями эксперимента.

Голографические решетки получали на тонких слоях субнаноструктурированных халькогенидных пленок [2], напыленных на вогнутые сферические подложки. В качестве источника излучения использовался аргоновый лазер ПЛ-120. Для получения рельефных решеток применялось химическое травление экспонированных в интерференционном поле пленок. Для повышения отражения на поверхность рельефных решеток наносились в вакууме Au, Al или Al + MgF<sub>2</sub> покрытия.

Голографическая дифракционная решетка является единственным оптическим элементом спектрометра и выполняет следующие функции: разложение излучения в спектр, фокусировку изображения щели, коррекцию астигматизма и комы и формирование плоского поля фокусировки спектра. Это достигается благодаря переменному шагу и криволинейной форме штрихов решетки. Уменьшение aberrаций в результате их коррекции позволяет при малых габаритах спектрометра реализовать высокое спектральное разрешение. Плоское поле фокусировки спектра дает возможность применить стандартные регистрирующие многоканальные системы — фотодиодные линейки. Устройство управления линейкой позволяет изменять время накопления оптического сигнала от 30 мкс до 5 с, что обеспечивает регистрацию и запоминание до 64 спектров с интервалом 30 мкс между ними.

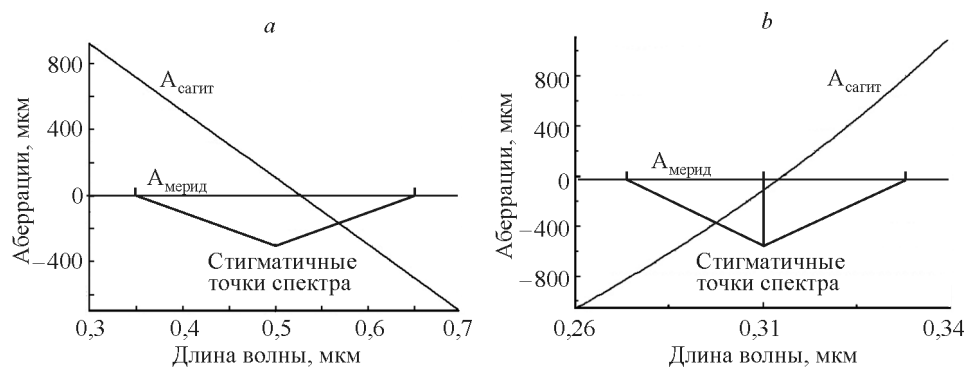


Рис. 1. Спектральная зависимость aberrаций (меридиональный и сагиттальный астигматизм) дифракционной решетки спектрометра: *a* — с двумя, *b* — с тремя стигматичными точками.

Аналого-цифровое преобразование сигнала выполнялось с разрешением 10–12 двоичных разрядов. Ввод информации в ПК осуществлялся по последовательному каналу или токовой петле.

Разработанное программное обеспечение обеспечивало регистрацию спектральной информации на ПК с последующей обработкой и выводом на экран.

Технические характеристики рабочей симметричной конструкции спектрометра следующие: радиус кривизны решеток — 225 мм, относительное отверстие 1/3, спектральное разрешение при ширине входной щели 5 мкм —  $1 \text{ \AA}$ , отношение сигнал–шум на спектральном расстоянии  $20 \text{ \AA}$  от линии  $\lambda = 6328 \text{ \AA}$  —  $5 \cdot 10^{-6}$ , рабочее поле решеток  $60 \times 60 \text{ мм}^2$ , средняя плотность штрихов решетки —  $1200 \text{ мм}^{-1}$ , габариты спектрометра —  $250 \times 135 \times 100 \text{ мм}^3$ , вес — 3 кг.

Для решения спектральных задач, требующих повышенного пространственного разрешения многоканального регистратора, спектрометр может быть оснащен устройством субпиксельного сканирования.

#### КАЛИБРОВКА СПЕКТРОМЕТРА

Полученный после регистрации спектра массив данных содержит информацию, которая должна пройти стадию “привязки” к длинам волн. Функция калибровки по длинам волн обеспечивает соответствие между физическим положением ячеек фотолинейки и тем спектральным диапазоном излучения, который на него попадает.

Для калибровки по длинам волн использовалась ртутная лампа марки ДРШ. Для дифракционных спектральных приборов функция калибровки в первом приближении линейная:

$$\lambda = AN + B, \quad (1)$$

где  $N$  — номер фотоячейки,  $\lambda$  — длина волны спектральной линии, попадающей на эту ячейку. Для нахождения коэффициентов  $A$ ,  $B$  регистрировался один или несколько спектров ртутной лампы и в ручном режиме находились известные спектральные линии. Соответствие длины волны реперной линии  $\lambda_i$  номеру фотоячейки  $N_i$  ( $i \geq 2$ ) позволяет рассчитать коэффициенты  $A$  и  $B$  и идентифицировать спектральные линии в откалиброванном диапазоне излучения.

Абсолютная калибровка проводилась с помощью ленточной вольфрамовой лампы накаливания марки Си 8-200. Поскольку при определении температуры используются полные (интегральные) интенсивности, интенсивность спектральной линии вычисляли суммированием индивидуальных значений сигналов фотоячеек, на которых расположена линия, и вычитанием из этой суммы значений сигналов ячеек, на которых расположен близлежащий спектральный фон (при этом одновременно учитываются возможные изменения темнового тока ячеек). Абсолютная калибровка позволяет перейти от значений регистрируемых сигналов фотоячеек к падающим на них (излучаемым) интенсивностям.

Величина сигнала, регистрируемого единичной фотоячейкой, пропорциональная световому потоку, для источника сплошного спектра (ленточная вольфрамовая лампа) может быть записана в виде [3]

$$U = K_{\text{calibr}}(\lambda)\varepsilon(\lambda, T)B(\lambda, T)s\Delta t(d\lambda/dl)\Delta l, \quad (2)$$

где  $U$ , отсч — величина регистрируемого сигнала в отсчетах,  $\varepsilon(\lambda, T)$  — спектральная излучательная способность вольфрама [3],  $B(\lambda, T)$ , Вт/( $\text{м}^2 \cdot \text{стер} \cdot \text{нм}$ ) — спектральная мощность излучения черного тела,  $s$ , м — ширина входной щели,  $\Delta t$ , сек — время регистрации спектра,  $(d\lambda/dl)$ , нм/мм — обратная дисперсия диспергирующего

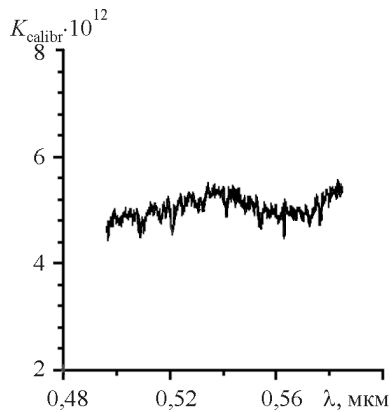


Рис. 2. Результаты калибровки.

элемента,  $\Delta l$ , мм — линейный размер фотоэлемента,  $K_{\text{calibr}}(\lambda)$ , отсч·м·стер/Дж — калибровочный коэффициент, учитывающий коэффициент пропускания оптического тракта, телесный угол приема излучения, световую чувствительность фотоэлемента и т. д.

В выражении (2) величина  $(d\lambda/dl)\Delta l$  находится по результатам калибровки по длинам волн  $(d\lambda/dl)\Delta l = A$ . Результат калибровки оптического измерительного тракта приведен на рис. 2.

### МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ ПЛАЗМЕННОГО ПОТОКА

Спектроскопическая диагностика проводилась в предположении, что плазма находится в состоянии локального термодинамического равновесия и является оптически прозрачной в выбранных для измерения спектральных диапазонах.

Температура плазмы измерялась по отношению интенсивностей излучения линий. Излучательная способность единицы объема плазмы в термически возбужденной линии при заданном давлении связана с температурой соотношением [4]

$$Q(T) = \frac{c}{4\pi} A_{ik} g \frac{h}{\lambda} \frac{n(T)}{G(T)} \exp\left(-\frac{E}{kT}\right), \quad (3)$$

где  $n(T)$  — концентрация излучающего компонента,  $G(T)$  — статистическая сумма,  $A_{ik}$  — вероятность перехода с  $i$ -го уровня на  $k$ -й,  $g$  — статистический вес верхнего уровня,  $E$  — энергия возбуждения,  $h$  — постоянная Планка,  $k$  — постоянная Больцмана,  $c$  — скорость света,  $\lambda$  — длина волны рассматриваемой линии. В температурной зависимости  $Q(\lambda)$  имеется максимум при “нормальной” температуре  $T_m$  [4]. В области относительно низких температур  $T \ll T_m$  излучательная способность быстро уменьшается с падением температуры.

Для неоднородной оптически тонкой плазмы в наблюдаемую интенсивность вносят вклад различные слои плазмы, каждый из которых имеет свою излучательную способность и свою толщину. В случае неоднородности с аксиальной симметрией измеряемая интенсивность излучения  $I(y)$  связана с излучательной способностью  $Q(r)$  соотношением [4]

$$I(y) = \int_{-\sqrt{R^2-y^2}}^{\sqrt{R^2-y^2}} Q\left(\sqrt{x^2+y^2}\right) dx, \quad (4)$$

где  $(x^2 + y^2)^{1/2} = r$ ,  $0 \leq r \leq R$ ,  $Q(r \geq R) = 0$ ,  $I(y \geq R) = 0$ ,  $R$  — радиус границы плазменной струи.

В методе относительных интенсивностей температурное распределение определяется по формуле [5]

$$T(r) = \frac{E_2 - E_1}{k \left( \ln \frac{A_2 g_2 \lambda_1}{A_1 g_1 \lambda_2} + \ln \frac{Q_1(r)}{Q_2(r)} \right)}. \quad (5)$$

Здесь индекс 1 относится к первой линии, 2 — ко второй.

Для нахождения локальных излучательных способностей  $Q(r)$  используется инверсия Абеля [5]. Преобразование Абеля дает распределение  $Q(r)$  в виде

$$Q(r) = -\frac{1}{\pi} \int_r^R \frac{I'(y)}{\sqrt{y^2 - r^2}} dy, \quad (6)$$

где  $I'(y)$  — производная по  $y$ .

Измерения обеспечивают только дискретный набор значений  $I(y)$ , соответствующих различным положениям регистрации излучения плазменной струи, вследствие чего уравнение (6) может быть решено только приближенно. Среди множества методов и алгоритмов реализации преобразования Абеля [6] выбран численный метод Нестора–Олсена [7]. Метод применим для  $(2N + 1)$  дискретных распределений интенсивностей  $I(y_i)$  с аксиальной симметрией, измеренных в направлении хорд через равные промежутки  $\Delta y$ ,  $y_i = i \cdot \Delta y$ ,  $i = -N, \dots, 0, \dots, N$  (рис. 3) и позволяет получить  $(N + 1)$  значений распределения  $Q(r_j)$ , соответствующих  $r_j$  зоне разбиения,  $r_j = j \cdot \Delta r$ ,  $\Delta r = \Delta y$ ,  $j = 0, \dots, N$ . Причем  $r_0 = y_0 = 0$  и  $r_N = y_N = R$ .

В результате дискретизации уравнение (6) преобразуется к сумме

$$Q(r_j) = -\frac{1}{\pi} \sum_{i=j}^{N-1} \frac{I(y_{i+1}) - I(y_i)}{\sqrt{(y_i + (\Delta y / 2))^2 - r_j^2}}. \quad (7)$$

Учитывая условия разбиения  $y_i = i \cdot \Delta y$ ,  $r_j = j \cdot \Delta r$ ,  $\Delta r = \Delta y$ ,  $i = -N, \dots, 0, \dots, N$ ,  $j = 0, \dots, N$ , решение (7) сводится к виду [7]

$$Q(r_j) = -\frac{2}{\pi \Delta y} \sum_{i=j}^{N-1} I(y_i) B_{j,i}, \quad (8)$$

где  $B_{j,i} = A_{j,i-1} - A_{j,i}$ , при  $i \geq j + 1$ ;  $B_{j,i} = -A_{j,i}$ , при  $i = j$ ;

$$A_{j,i} = \frac{[(i+1)^2 - j^2]^{1/2} - [i^2 - j^2]^{1/2}}{2i+1}.$$

В [8] предложен способ получения распределения температуры методом относительных интенсивностей без привлечения инверсии Абеля, так называемый метод локализации. В соответствии с этим методом для спектральной линии, обусловленной переходом с уровня с энергией  $E$ , связь интенсивности излучения  $I(y)$ , измеряемой по линии наблюдения  $y$ , с излучательной способностью плазмы  $Q_0(y)$  в зоне с максимальной на линии наблюдения температурой  $T_0$  может быть выражена следующим образом [8]:

$$I(y) = \sqrt{\pi} Q_0(y) \rho(y) \sqrt{\frac{kT_0}{E}}, \quad (9)$$

где  $\rho(y)$  — характерный масштаб изменения температуры по линии наблюдения, получаемый при интегрировании уравнения (4) после подстановки в него выражения (3) с учетом аппроксимации температурного профиля  $T(r)$ .

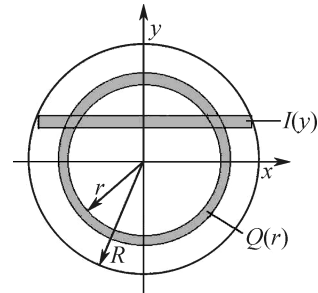


Рис. 3. Поперечное сечение газовой струи.

Максимальная по линии наблюдения температура  $T_0(y)$  определяется из соотношения

$$T_0(r = y) = \frac{E_2 - E_1}{k \ln \left( \frac{I_1(y)}{I_2(y)} \sqrt{\frac{E_1}{E_2} \frac{A_2 g_2 \lambda_1}{A_1 g_1 \lambda_2}} \right)} = \frac{E_2 - E_1}{k \ln \left( \frac{I_1(y)}{I_2(y)} \sqrt{\frac{E_1}{E_2} \frac{f_2 g_2 \lambda_1^3}{f_1 g_1 \lambda_2^3}} \right)}, \quad (10)$$

где  $f_1, f_2$  — силы осцилляторов линий [4].

Метод локализации применим в области температур  $T < T_m$ , когда пространственное поведение излучательной способности  $Q(r)$  определяется быстро изменяющимся с температурой экспоненциальным членом в соотношении (3) [8].

Погрешность измерения температуры зависит от точности измерения интенсивностей спектральных линий, точности данных вероятностей переходов спектральных линий, кроме того включает методическую погрешность, связанную с погрешностью восстановления локальных излучательных способностей, либо погрешностью аппроксимации (9). Не касаясь методической погрешности, погрешность измерения температуры можно определить из выражения

$$\frac{\Delta T}{T} = \frac{kT}{E_2 - E_1} \left( \frac{\Delta(I_1 / I_2)}{I_1 / I_2} + \frac{\Delta(g_2 f_2 / g_1 f_1)}{g_2 f_2 / g_1 f_1} \right). \quad (11)$$

Погрешность данных относительных величин сил осцилляторов в пределах одного спектра (второе слагаемое) может составлять 20 % [9]. Полагая, что точность измерения интенсивностей спектральных линий составляет 1 %, выражение (11) принимает вид

$$\frac{\Delta T}{T} = \frac{kT}{E_2 - E_1} 0,22.$$

Для спектроскопического измерения температуры плазменной струи были выбраны спектральные линии атома меди Cu I, присутствующие в воздушной струе вследствие эрозии медного электрода (анода). Измеренные спектры в сечении 5 мм от среза сопла для нескольких положений линии наблюдения приведены на рис. 4. Сканирование по диаметру плазменной струи проводилось путем механического перемещения плазмотрона с шагом 1 мм сверху в низ. Положение  $y = 0$  соответствует крайнему нижнему положению струи,  $y = 9$  мм — крайнему верхнему положению струи, при котором видны спектральные линии. В спектре присутствуют линии Cu I  $\lambda = 5105,6 \text{ \AA}$ ,  $5153,2 \text{ \AA}$ ,  $5218,2 \text{ \AA}$ ,  $5700,2 \text{ \AA}$  и  $5782,1 \text{ \AA}$ . Для измерения температуры плазмы были выбраны пары линий:  $\lambda_1 = 5105,6 \text{ \AA}$ ,  $\lambda_2 = 5153,2 \text{ \AA}$ ;  $\lambda_1 = 5105,6 \text{ \AA}$ ,  $\lambda_3 = 5218,2 \text{ \AA}$ . Линия  $\lambda = 5700,2 \text{ \AA}$  — слабая, а на линию  $\lambda = 5782,1 \text{ \AA}$  при некоторых положениях накладывается шумовой фон. В таблице приведены параметры выбранных линий Cu I из [9, 10].

Силы осцилляторов линий Cu I

Длина волны, $\text{\AA}$	Потенциал возбуждения $E$ , эВ	Силы осцилляторов $g:f$
5105,6	3,815	0,031
5153,2	6,19	0,977
5218,2	6,19	1,86
5782,1	3,785	0,0166

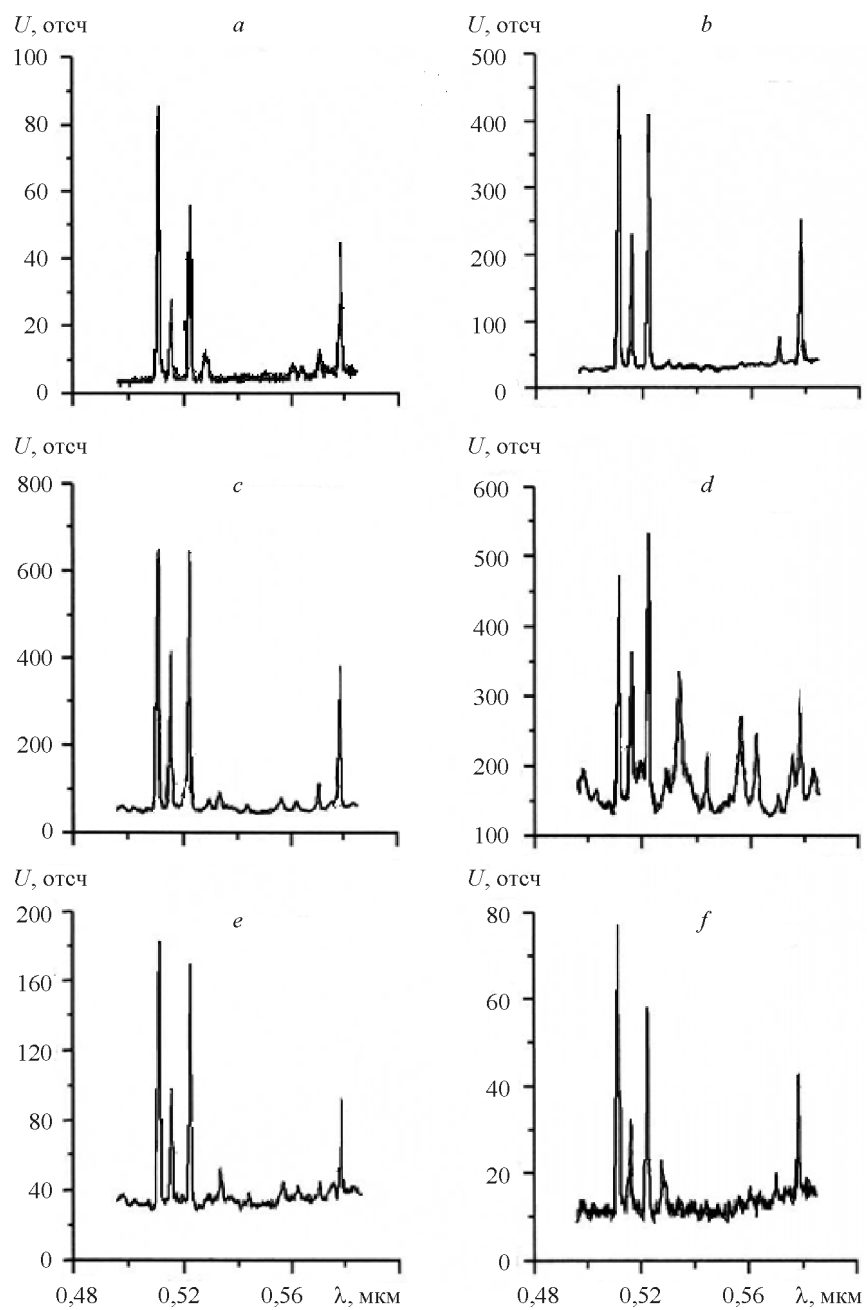


Рис. 4. Спектры излучения плазменной струи в сечении на расстоянии 5 мм от среза сопла.  
 $y = 0$  (*a*), 2 (*b*), 4 (*c*), 6 (*d*), 8 (*e*), 9 (*f*) мм.

## РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Для генерации плазменной струи использовался электродуговой плазмотрон постоянного тока номинальной мощностью 50 кВт [11].

Плазмотрон выполнен по линейной схеме с секционированной межэлектродной вставкой (МЭВ), которая обеспечивает, по сравнению с плазмотронами с самоустанавливающейся длиной дуги, существенно большее рабочее напряжение, хорошую осевую симметрию плазменной струи и минимальный уровень пульсаций его параметров.

Газоразрядная камера плазмотрона представляет собой расширяющийся от катода к аноду канал, набранный из электрически изолированных друг от друга и от электродов секций МЭВ. Электроды плазмотрона представляют собой термохимический катод (медная обойма с запрессованной гафниевой вставкой диаметром 2 мм) и медный цилиндрический анод с выходным диаметром 9 мм. Выходной диаметр сопла плазмотрона был равен 10 мм. Все теплонапряженные элементы плазмотрона охлаждались проточной водой, давление которой на входе в плазмотрон составляло 7 атм.

В качестве плазмообразующего и защитного газов использовался воздух. Плазмообразующий газ подавался в канал плазмотрона тангенциально со стороны катода при помощи кольца закрутки. Защитный газ подавался в зазор между последней секцией МЭВ и анодом также тангенциально через кольцо закрутки.

В качестве источника питания использовался тиристорный выпрямитель с напряжением холостого хода 300 В.

Режимные параметры плазмотрона, при которых проводились калориметрические и оптические измерения, составляли следующие величины:

- расход плазмообразующего газа —  $1,2 \cdot 10^{-3}$  кг/с,
- расход защитного газа —  $0,27 \cdot 10^{-3}$  кг/с,
- сила тока дуги — 200 А,
- напряжение на дуге — 240 В.

Мощность тепловых потерь плазмотрона определялась посредством калориметрирования тепловых потоков в его элементы, для чего измерялись расход воды и ее температура на входе и выходе плазмотрона. Тепловые потери в элементы плазмотрона определялись по формуле

$$Q = G_w C_{pw} \Delta T_w, \quad (12)$$

где  $G_w$  — расход воды,  $C_{pw}$  — теплоемкость воды,  $\Delta T_w$  — разность температур воды на входе и выходе плазмотрона.

Для определения удельной среднemasсовой энтальпии плазмы на срезе сопла плазмотрона использовалось выражение

$$H = (N - Q) / G_g + H_0, \quad (13)$$

где  $N$  — электрическая мощность плазмотрона,  $G_g$  — сумма расходов плазмообразующего и защитного газов,  $H_0$  — начальная удельная энтальпия воздуха.

В результате калориметрирования был определен тепловой к.п.д. плазмотрона, который в указанном выше режиме составил 60 %. Величина удельной среднemasсовой энтальпии плазмы на срезе сопла плазмотрона составила 19728 кДж/кг, что соответствует ее среднemasсовой температуре 6500 К [12].

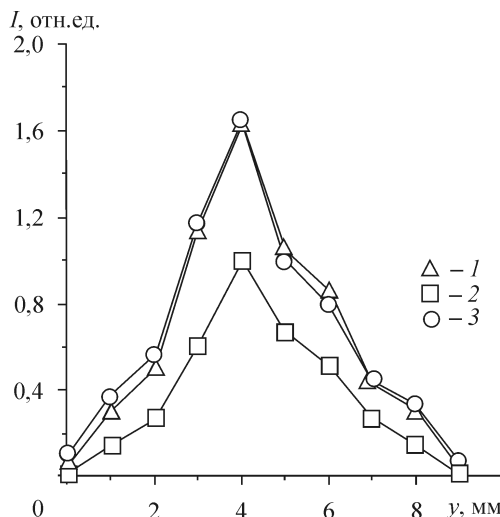
На рис. 5 приведены распределения интенсивностей (относительных) спектральных линий, полученных при сканировании по диаметру плазменной струи. Светящаяся часть струи, истекающая из сопла диаметром 10 мм, равна 9 мм. Распределения имеют ярко выраженный максимум при положении линии наблюдения



Рис. 5. Распределения зарегистрированных интенсивностей излучения спектральных линий.

1 —  $\lambda_1 = 5105,6$ , 2 —  $\lambda_2 = 5153,2$ , 3 —  $\lambda_3 = 5218,2$  Å.

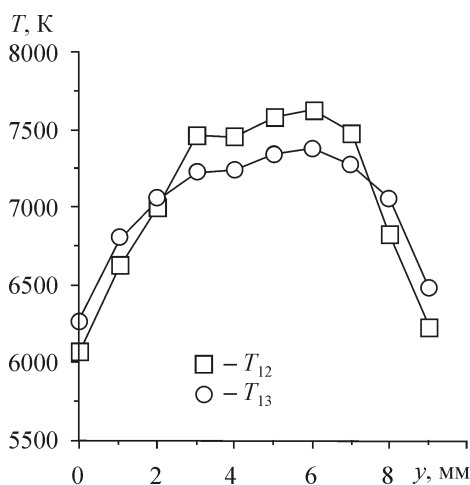
$y = 4$  мм от нижней границы струи. В дальнейшем положение  $y = 4$  мм принято за положение оси симметрии распределений интенсивностей излучения, хотя заметно, что полученные распределения не вполне симметричны. Правая часть распределений (верхняя часть струи) более пологая, что может быть связано с преимущественно односторонней привязкой дуги в верхней части выходного электрода.



На рис. 6 приведены распределения температуры плазменной струи, полученные с использованием метода локализации. Температура  $T_{12}$  соответствует температуре, измеренной по относительным интенсивностям спектральных линий  $\lambda_1 = 5105,6$  Å и  $\lambda_2 = 5153,2$  Å; температура  $T_{13}$  —  $\lambda_1 = 5105,6$  Å и  $\lambda_3 = 5218,2$  Å. Согласно [8], выражение (10) получено в предположении симметричности струи вдоль линии регистрации излучения, симметричность же струи в направлении сканирования струи, необязательна. Измеренные профили температуры струи также имеют более пологую форму в верхней части струи. Значения температуры газового потока изменяются от 6000 К на границе струи до 7500 К в центре струи, что удовлетворительно согласуется со среднемассовой температурой газового потока 6500 К, определенной калориметрированием тепловых потоков в охлаждаемые элементы плазмотрона.

Кроме того, получены профили температуры газового потока с использованием инверсии Абеля. Для расчета локальных излучательных способностей использовалась левая часть измеренного распределения интенсивности от положения максимума при  $y = 4$  мм. Радиальные распределения локальной относительной излучательной способности приведены на рис. 7.

На рис. 8 приведены радиальные распределения температуры газового потока, полученные с использованием инверсии Абеля, в сравнении с радиальными



распределениями, полученными методом локализации. Погрешность измерения температуры в диапазоне температур 6000 К÷7500 К, согласно выражению (11), составляет  $\pm(288\div450)$  К, что позволяет утверждать, что полученные радиальные распределения температуры совпадают в пределах инструментальной погрешности измерения.

Рис. 6. Профиль температуры, измеренный методом локализации.

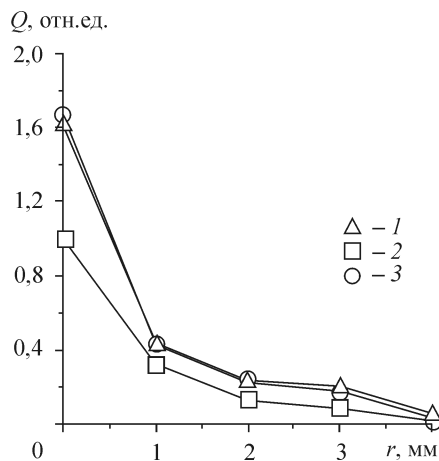


Рис. 7. Радиальные распределения локальной излучательной способности спектральных линий.

$\lambda_1 = 5105,6$  (1) Å,  $\lambda_2 = 5153,2$  (2) Å,  $\lambda_3 = 5218,2$  (3) Å.

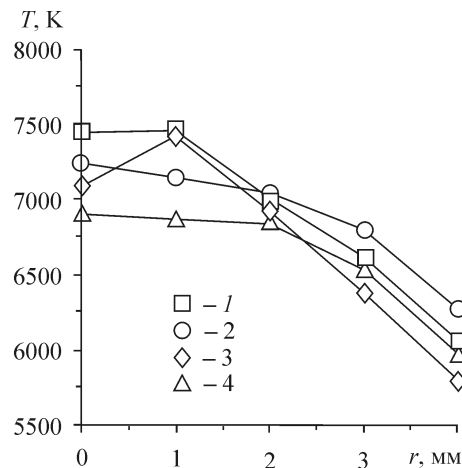


Рис. 8. Радиальные распределения температуры газового потока, полученные с использованием инверсии Абеля и методом локализации.

1 ( $T_{12}$ ), 2 ( $T_{13}$ ) — без Абеля, 3 ( $T_{12}$ ), 4 ( $T_{13}$ ) — Абель.

### ВЫВОДЫ

1. Разработан малогабаритный многоканальный спектрометр с плоским полем регистрации. Апробация технических возможностей спектрометра проведена в эксперименте по измерению распределения температуры потока низкотемпературной плазмы.

2. Сравнение способов измерения распределения температуры неоднородных объектов показывает, что в условиях аксиальной симметрии полученные распределения температуры совпадают в пределах инструментальной погрешности измерений, причем метод локализации не накладывает строгих ограничений на характер распределения параметров в плоскости, перпендикулярной линии наблюдения, что позволяет проводить измерения в плазменных объемах, не обладающих осевой симметрией [8].

3. Незначительное отличие среднемассовой температуры плазмы на срезе сопла плазмотрона, полученной спектральными измерениями (~ 6750 К), от среднемассовой температуры, полученной посредством теплофизических измерений (~ 6500 К), позволяет сделать вывод о высокой достоверности результатов спектральных измерений и эффективности использования спектрометра в диагностике плазменных струй.

4. Разработанный спектрометр может быть использован для измерения температуры газового и дисперсного компонентов в процессах плазменного напыления, сфероидизации, получения наноразмерных порошков и анализа состава газового компонента как для свободных струй, так и внутри плазменного реактора.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Черемисин А.А., Наливайко В.И., Границкий Л.В., Заграбчук С.Ф., и др. Широкодиапазонный космический спектрограф для мониторинга атмосферы земли // Оптика атмосферы и океана. — 1998. — Т. 11, № 9. — С. 978–983.
2. Наливайко В.И., Юрьев Г.С., Гольденберг Б.Г., Пономарева М.А. Получение фазовых структур в оптических материалах // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. — 2003. — № 11. — С. 52–55.
3. Малышев В.И. Введение в экспериментальную спектроскопию. — М.: Наука, 1979. — 480 с.

4. **Методы** исследования плазмы. Под ред. В.Лохте–Хольтгревена. — М., 1971. — С. 108–146.
5. **Грим Г.** Спектроскопия плазмы. — М.: Атомиздат, 1969. — С. 146–162.
6. **Alvarez R., Rodero A., Quintero M.C.** An Abel inversion method for radially resolved measurements in the axial injection torch // Spectrochimica Acta, Part B. — 2002. — Vol. 57. — P. 1665–1680.
7. **Nestor O.H., Olsen H.N.** Numerical methods for reducing line and surface probe data // SIAM. — 1960. — Vol. 2, No. 3. — P. 200–207.
8. **Курсков А.А., Ершов-Павлов Е.А., Чвялева Л.В.** Измерение локальной температуры в плазме без использования инверсии Абеля // Журн. прикл. спектроскопии. — 1986. — Т. 4, № 5. — С. 753–757.
9. **Касабов Г.А., Елисеев В.В.** Спектроскопические таблицы для низкотемпературной плазмы. — М.: Атомиздат, 1973. — 160 с.
10. **NIST Atomic Spectra Database Data** (<http://physics.nist.gov>).
11. **Кузьмин В.И.** Плазмоструйная термообработка газотермических покрытий. Дисс. ... к.т.н. Институт теплофизики СО РАН. — Новосибирск. — 1993. — 196 с.
12. **Варгафтик Н.Б.** Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. — М.: Физматгиз, 1963. — С. 588–593.

*Статья поступила в редакцию 21 ноября 2006 г.*