

*Жеенбаев Н.Ж.*

**ИЗМЕРЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ГАЗА В ПЕРЕХОДНОЙ ЗОНЕ ПОТОКА ПЛАЗМЫ ДВУХСТРУЙНЫХ ПЛАЗМАТРОНОВ**

*N.Zh. Zheenbaev*

**GAS TEMPERATURE MEASUREMENT IN THE TRANSITIONAL ZONE OF PLASMA FLOW OF THE TWO-JETS PLASMATRON**

УДК: 543.423(575.2)(04)

*Приведены результаты измерения температуры газа в переходной области потока плазмы дугового генератора плазмы вида ДГП-50 методом относительных интенсивностей по линиям цинка и по вращательным распределениям в электронно-колебательной полосе молекулы гидроксила. Измеренные различными методами значения температур совпадают в пределах погрешности.*

*Gas temperature measurement's results in the transitional zone of the plasma flow of the DGP-50 type arc plasma generator are presented. Results are obtained by relative intensities method and by rotational distribution in the electronic-vibration band of hydroxyl molecule. Measured by different methods temperature's data coincide to each other.*

При исследовании физических процессов в дуговых генераторах плазмы, особое внимание уделяется знанию физических процессов, происходящих в плазменных струях и основном (ламинарном) потоке. На практике, именно эти рабочие области потока плазмы ДГП, где обеспечивается высокая скорость термического воздействия на вещества, помещенные в плазму и химических реакций между компонентами плазмы, получили наибольшее распространение. В качестве примеров можно отметить использование высоконагретых плазменных струй при сварке, резке, напылении и упрочнении металлов и других технологических процессах, а использование ламинарного потока плазмы, в котором отсутствуют турбулентные вихри, наиболее эффективно при изучении элементного состава различных веществ спектральными методами [1].

Для определения температуры в токоведущих струях и ламинарном потоке плазматронов использовались различные экспериментальные методы. Спектроскопический метод в силу своей доступности и удобства получил наиболее широкое распространение. Наличие ЛТР являлось главным критерием возможности измерения температуры по интенсивности атомарных линий в различных областях плазмы этим методом. Однако, несмотря на то, что главное внимание ученых было направлено на изучение основных свойств электродуговой плазмы в струях и ламинарном потоке, в целях дальнейшего развития научно-исследовательских работ в области неравновесной низкотемпературной

плазмы и расширения круга прикладных применений, особый интерес представляют тепловые и иные процессы, происходящие в областях, примыкающими к токоведущим струям двухструйных плазматронов.

При этом важно уделить особое внимание участку потока плазмы, расположенного вблизи места слияния струй, который до настоящего времени не получил своего должного рассмотрения. Важность этой рабочей области можно продемонстрировать на следующем примере. Авторами работ [2,3] при измерении температуры потока плазмы в двухструйных плазматронах типа ДГП-50 и аналогичного ему – ЭДП-355 получен, как видится, очень важный результат. Согласно этому результату оптимальной областью для отбора излучения при определении элементного состава ряда порошкообразных проб, является участок вблизи места слияния. Измерения температуры плазмы проводились на основе модели ЛТР при силе тока 100-120А и расходе газа 5 л/мин.

Из-за недостаточно ясного на тот момент понимания физических и физико-химических процессов, происходящих в области слияния струй, детального объяснения этому результату дано не было. На основе проведенного нами анализа литературных данных следует отметить, что одним из объяснений является образование своего рода переходной, диффузной зоны в месте слияния и последующей трансформацией плазмы ниже по потоку. Вывод о диффузном распределении разряда в зоне слияния плазменных струй был сделан авторами [1,4] на основе определения в ДГП-50 напряженности электрического поля и плотности электрического тока в потоке плазмы зондовым методом измерения распределения потенциала.

Основной характеристикой потока плазмы двухструйного плазматрона, которая определяет скорости физико-химических процессов, направление и интенсивность тепловых потоков, средние энергии электронов и другие базовые плазменные характеристики, является газовая (поступательная) температура. В этой связи для более глубокого понимания физических процессов в месте слияния струй и проведения дальнейших исследований в этой области потока плазмы для прикладных

применений весьма актуальным является определение на данном участке температуры газа.

При определении температуры в месте слияния струй источником возбуждения спектров служила оригинальная установка «НУР», созданная на базе высокостабильного, обладающего высокой электрической мощностью двухструйного плазматрона ДГП-50. Измерения поступательной температуры методами атомной и молекулярной спектроскопии проводились при силе тока  $I=100\text{А}$  и расходе плазмообразующего газа  $G=4.6$  л/мин. Рабочим и транспортирующим газами являлся аргон. Угол наклона катодного и анодного головок плазматрона составлял  $\beta = 120^\circ$ . Температура измерялась в области протяженного потока плазмы на расстоянии 23 мм от среза сопел при введении водного раствора с добавками Zn.

Излучение от приосевых участков разряда через однолинзовую систему освещения фокусировалось на всю высоту ( $H=15$  мм) щели спектрографа шириной 20 мкм. Фотографическая регистрация спектров молекулы OH и атомных линий цинка проводилась на базе спектрографа ДФС-13 с дифракционными решетками 600 и 1200 штр./мм (дисперсия порядка 4 и 2 Å/мм соответственно). Спектры фотографировались на фотопластинки «СТ-2» с экспозицией, которая выставлялась в зависимости от параметров плазматрона и вводимой пробы.

Для измерения температуры газа спектроскопическим методом Орнштейна использовались атомарные линии цинка (Zn), который добавлялся в анализируемый водный раствор в количествах 2, 4, 6 мл на литр жидкости. Высокая вкладываемая мощность и большие скорости рабочего газа характерны для состояния ЛТР в данном типе плазматрона, что в свою очередь говорит о справедливости применения метода относительных интенсивностей в указанной области.

Концентрации Zn были подобраны опытным путем в целях получения спектральных линий, наиболее полно отвечающих условиям измерения температуры. Проведенный нами анализ литературных данных показал, что одной из подробно исследованных «термометрической» парой линий для измерения температуры методом Орнштейна являются линии нейтральных атомов цинка – Zn 3075.9 Å и Zn 3282.3 Å. Используя известные атомные коэффициенты и константы [5], формула для определения температуры ( $T$ ) приобретает следующий удобный вид:

$$T = \frac{18850}{3,26 - \lg \frac{I_{3282}}{I_{3078}}} \quad (1)$$

где  $I$  – интенсивности соответствующих спектральных линий.

Для измеряемых в работе значений температуры немаловажным является следующее обстоятельство. Выбор линий Zn, принадлежащих атому с высоким потенциалом ионизации (9.4 эВ), отвечает за измерения температуры «горячих» центральных участков плазменной дуги [5], поскольку вычисленное по формуле (3) значение  $T$  характеризует ее в той зоне, где происходит излучение спектральных линий.

При аналогичных экспериментальных условиях газовая (поступательная) температура в этой же области потока плазмы измерялась методами молекулярной спектроскопии, а именно, по распределениям интенсивностей во вращательной структуре электронно-колебательных полос молекулы гидроксидила (переход  $A^2\Sigma \rightarrow X^2\Pi$ ). Следует отметить, что данный спектроскопический метод измерения температуры газа по исследованию распределений молекул по вращательным уровням электронно-возбужденных состояний молекулы OH впервые реализован для данного источника возбуждения. Принимая во внимание новизну применения методики к исследуемому объекту, была проведена тщательная работа по идентификации длин волн вращательной структуры исследуемых молекулярных полос OH [6].

В таблице 1 приведены данные по длинам волн линий  $R_2$ -ветви во вращательной структуре 0-0 полосы, перехода  $A^2\Sigma \rightarrow X^2\Pi$ . Проведенный анализ данной вращательной структуры позволил выбрать линии  $R_2$ -ветви свободные от переналожений различными ветвями и, следовательно, наиболее пригодные для измерений. Используемая спектрометрическая система позволяла надежно разрешать изолированные вращательные линии данной  $R$ -ветви молекулы OH.

Таблица 1.

Длины волн отдельных вращательных линий 0-0 полосы, перехода  $A^2\Sigma \rightarrow X^2\Pi$  молекулы OH

№	Вращательная линия $R_2$ -ветви	Длина волны (Å)	№	Вращательная линия $R_2$ -ветви	Длина волны (Å)
1	$R_{21}$	3084.050	13	$R_{213}$	3069.675
2	$R_{22}$	3080.231	14	$R_{214}$	3071.145
3	$R_{23}$	3077.028	15	$R_{215}$	3073.028
4	$R_{24}$	3074.369	16	$R_{216}$	3075.334
5	$R_{25}$	3072.199	17	$R_{217}$	3078.071
6	$R_{26}$	3070.478	18	$R_{218}$	3081.255
7	$R_{27}$	3069.177	19	$R_{219}$	3084.894
8	$R_{28}$	3068.277	20	$R_{220}$	3089.008
9	$R_{29}$	3067.775	21	$R_{221}$	3093.609
10	$R_{210}$	3067.661	22	$R_{222}$	3098.715
11	$R_{211}$	3067.929	23	$R_{223}$	3104.348
12	$R_{212}$	3068.608	24	$R_{224}$	3110.517

Для  ${}^2\Sigma$ -состояния вращательный терм  $F_2(k)$  имеет вид:

$$F_2(k) = B_v k(k+1) - D_v k^2(k+1) - R_v(k+1/2) \quad (2)$$

где  $k$  – квантовое число полного момента импульса без спина;  $B_v$ ,  $D_v$ ,  $R_v$  – параметры не зависящие от  $k$ . Вращательная постоянная  $B_v$  имеет вид:

$$B_v = B_e + \alpha(v+1/2) + \beta(v+1/2)^2 \quad (3)$$

Необходимые для определения вращательной температуры по полосам  $OH$  молекулярные константы и другие данные (в  $\text{см}^{-1}$ ) сведены в ниже представленную таблицу 2.

Таблица 2

Молекулярные константы  $A^2\Sigma$  и  $X^2\Pi$  – состояний (в  $\text{см}^{-1}$ ).

Состояние $A^2\Sigma$			Состояние $X^2\Pi$		
$v$	0	1	$v$	0	1
$B_v$	16.961	16.129	$B_v$	18.515	17.807
$D_v$	0.00204	0.00203	$D_v$	0.00187	0.00182
$R_v$	0.1122	0.1056	$B_e$	18.871	
$B_e$	17.355		$\alpha$	- 0.714	
$\alpha$	- 0.807		$\beta$	0.0035	
$\beta$	- 0.00825				

Факторы интенсивности Хенля-Лондона без учета колебательно-вращательного взаимодействия для  $R_2$ -ветви записываются следующим образом:

$$S_{J+1,J} = (2J+1)/(2J+2) \cdot \{(2J+1) - U[(2J+1)^2 - 2a]\} \quad (4)$$

$$\text{где } U = [(2J+1)^2 + a(a-4)]^{-1/2};$$

$$\text{постоянная } a = -7.55; J = k \pm 1.$$

Следует особо подчеркнуть, что для исследованных экспериментальных условий в месте слияния плазменных струй наблюдались больцмановские распределения молекул по вращательным уровням, что позволяло пользоваться понятием «вращательная температура», и таким образом, измеренные по полосам  $OH$  вращательные температуры, отождествлялись с температурами газа. Наличие больцмановского распределения в основном электронном состоянии  $OH$ , о чем говорит прямолинейный характер получаемого температурного графика, было зарегистрировано во всех изучаемых нами случаях. На рис. 1. показана характерная зависимость величины  $\ln(I_{kk^1}/S_{kk^1})$  от  $k(k+1)$ .

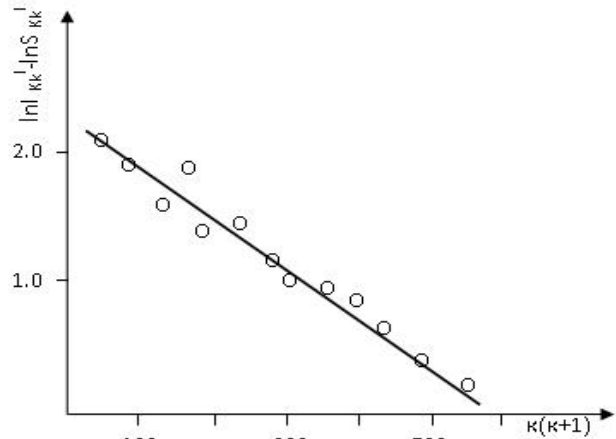


Рис. 1. Экспериментально полученная зависимость  $\ln(I_{kk^1}/S_{kk^1})$  от величины  $k(k+1)$

Измерив относительную интенсивность вращательных линий и используя соответствующие факторы интенсивности, по углу наклона прямой, являющейся графиком зависимости натурального логарифма отношения интенсивностей линий к факторам Хенля-Лондона от вращательной энергии уровней можно определить  $T$ , учитывая, что в электронном состоянии молекул распределение заселенностей вращательных уровней остается больцмановским с температурой равной температуре газа. Полученные значения поступательной температуры, по-видимому, являются усредненным значением по оси потока плазмы вследствие используемой оптической системы проецирования различных участков плазмы на щель спектрографа.

На рис. 2. представлены значения температуры в потоке плазмы в месте слияния струй, измеренные двумя методами: методом Орнштейна по

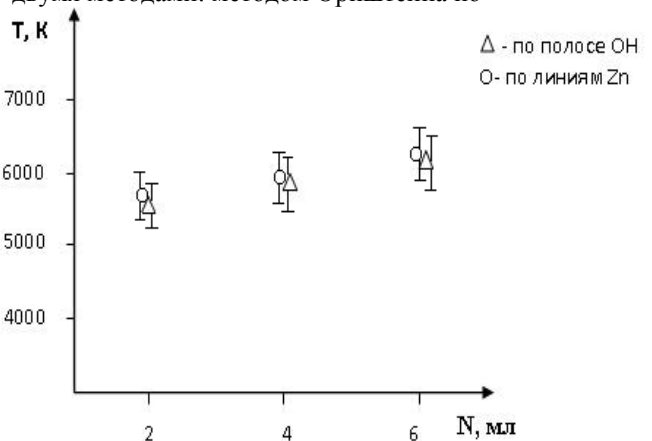


Рис. 2. Температура потока плазмы в месте слияния струй в зависимости от содержания цинка в исследуемой пробе.

атомарным линиям Zn и по распределениям вращательных линий электронно-колебательной полосы молекулы в *ОН* в зависимости от содержания цинка в анализируемом растворе.

Результаты измерений показали, что при одинаковых условиях эксперимента, температура определенная методом относительных интенсивностей по паре атомных линий цинка совпадает в пределах погрешности со значениями температуры, полученными по вращательным распределениям молекулы *ОН*. Для различного содержания добавок Zn температура незначительно изменяется в диапазоне от 5700 до 6100°K.

**Литература:**

1. Жеенбаев Ж.Ж. Двухструйный плазматрон. / Жеенбаев Ж.Ж., Энгельшт В.С. – Ф.: Илим, 1983, 201 стр.
2. Чылымов А. Исследование потока плазмы двухструйного плазматрона. / Чылымов А., Жеенбаев Ж.Ж. – Ф.: Илим, 1985, 36 стр. (Препринт)
3. Заякина С.Б., Аношин Г.Н. Сравнение распределений температуры возбуждения и интенсивностей аналитических линий благородных металлов в двухструйных дуговых плазматронах. применяемых в атомно-эмиссионном анализе. // Химия высоких энергий. 2007, Т.41, №4, стр. 319-324
4. Энгельшт В.С. Структура струи аргоновой плазмы. / Энгельшт В.С., Жеенбаев Ж.Ж., Самсонов М.А., Асаналиев М.К. – Препринт АН БССР, ИТМО, Минск, 1977, 26 стр.
5. Русанов А.К. Основы количественного спектрального анализа руд и минералов. / М.: Недра, 1978, 400 стр
6. G.H. Dieke, H.M. Crosswhite Bumblebee Series Rep. 87. // Johns Hopkins Univ., 1948.

**Рецензент: д.ф.-м.н. Татыбеков А.**