

Жеенбаев Н.Ж.

**ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРНОГО РЕЖИМА ДУГОВЫХ  
ГЕНЕРАТОРОВ ПЛАЗМЫ ДЛЯ РЕШЕНИЯ ЭКОЛОГИЧЕСКИХ ЗАДАЧ**

*N.Zh. Zheenbaev*

**TEMPERATURE REGIME DETERMINATION OF THE PLASMA ARC GENERATOR  
TO SOLVE ECOLOGICAL TASKS**

УДК: 530:145:539.1(04)

*В работе представлены результаты измерений газовой температуры по распределениям вращательных линий молекулярной полосы  $N_2^+$  в области проведения спектрального анализа жидкостей дугового генератора плазмы ДГП-50.*

*The results of the gas temperature measurements carried out in the area of spectral analysis of liquids in the plasma arc generator DGP-50 are presented in this work. Temperature's measurements are made by distribution of rotational lines in  $N_2^+$  molecular band.*

Применение дуговых генераторов плазмы для решения экологических задач, в первую очередь, при проведении спектрального анализа жидких проб, включая природные и питьевые воды, требует знания его температурного режима, включая пространственное распределение, для выбора оптимальной зоны анализа. Среди разнообразных источников возбуждения спектров основным требованиям спектрального анализа природных, питьевых, термальных и иных вод наиболее полно отвечает двухструйный плазматрон ДГП-50 [1]. При спектральном анализе жидкостей в потоке плазмы ДГП-50 к оптимальной рабочей области следует отнести место до слияния плазменных струй [2], формируемой за счет варьирования параметров разряда, прежде всего силы тока, однако измерения температуры газа на данном участке практически не проводились. В этой связи актуальным является знание пространственного распределения температуры газа в рабочей области двухструйного плазматрона ДГП-50 до слияния струй в зависимости от условий в рассматриваемой разрядной зоне.

Для измерения температуры в области ниже слияния струй по распределениям во вращательной структуре электронных спектров молекул использовались полосы первой отрицательной системы молекулярного иона азота. Измерения поступательной (газовой) температуры проводились при силах тока  $I=70, 85, 100A$  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 10 мм от среза сопел

при введении водного раствора. Излучение от приосевых участков разряда через однолинзовую систему освещения фокусировалось на всю высоту ( $H=15$  мм) щели спектрографа шириной 20 мкм. Высокая разрешительная способность при регистрации молекулярных спектров достигалась вследствие использования спектрографа ДФС-13-2 (решетка 1200 штр./мм) и фотоэлектронной кассеты (ФЭК-9) с 9 ПЗС. Применение ФЭК-9 также позволило усовершенствовать процесс регистрации спектров за счет его автоматизации.

Газовая температура измерялась по распределениям вращательных линий электронно-колебательной полосы (переход  $V^2\Sigma_u^+ \rightarrow X^2\Sigma_g^+$ ) первой отрицательной системы молекулярного иона азота  $N_2^+$ . Исследовались вращательные распределения R-ветви колебательной полосы 0-0 первой отрицательной системы молекулярного иона азота  $N_2^+$ . Данная молекулярная система была выбрана для диагностических измерений в связи с тем, что является наиболее яркой в регистрируемых спектрах, а также то, что вращательная структура ее полос надежно разрешается используемой спектральной аппаратурой начиная от линий с вращательным квантовым числом  $J=2$  вплоть до линий с  $J=50$ .

Тщательная работа по идентификации длин волн вращательных линий R-ветви была проведена нами согласно [3]. В таблице 1 приведены данные по длинам волн (до  $J=29$ ) линий R-ветви во вращательной структуре 0-0 полосы, перехода ( $V^2\Sigma_u^+ \rightarrow X^2\Sigma_g^+$ ) молекулярного иона азота.

Таблица 1.

**Длины волн вращательных линий 0-0 полосы первой отрицательной системы  $N_2^+$ .**

| № | Вращательная линия R-ветви | Длина волны (Å) | №  | Вращательная линия R-ветви | Длина волны (Å) |
|---|----------------------------|-----------------|----|----------------------------|-----------------|
| 1 | R0                         | 3909.7          | 16 | R15                        | 3894.7          |
| 2 | R1                         | 3909.0          | 17 | R16                        | 3893.4          |
| 3 | R2                         | 3908.3          | 18 | R17                        | 3892.0          |
| 4 | R3                         | 3907.6          | 19 | R18                        | 3890.5          |
| 5 | R4                         | 3906.7          | 20 | R19                        | 3889.0          |

|    |     |        |    |     |        |
|----|-----|--------|----|-----|--------|
| 6  | R5  | 3905.9 | 21 | R20 | 3887.5 |
| 7  | R6  | 3905.0 | 22 | R21 | 3885.9 |
| 8  | R7  | 3904.0 | 23 | R22 | 3884.3 |
| 9  | R8  | 3903.0 | 24 | R23 | 3882.6 |
| 10 | R9  | 3901.9 | 25 | R24 | 3880.9 |
| 11 | R10 | 3900.8 | 26 | R25 | 3879.1 |
| 12 | R11 | 3899.7 | 27 | R26 | 3877.3 |
| 13 | R12 | 3898.5 | 28 | R27 | 3875.4 |
| 14 | R13 | 3897.3 | 29 | R28 | 3873.5 |
| 15 | R14 | 3896.0 | 30 | R29 | 3871.6 |

Пример разрешенного спектра полосы (0-0) первой отрицательной системы полос (переход  $N_2^+(B^2\Sigma_u^+, v'=0, J') \rightarrow N_2^+(X^2\Sigma_g^+, v''=0, J'')$ ), полученный в спектре излучения ДГП-50 приведен на рис. 1. В соответствии с правилами отбора в спектре наблюдаются две интенсивные ветви: R-ветвь и P-ветвь.

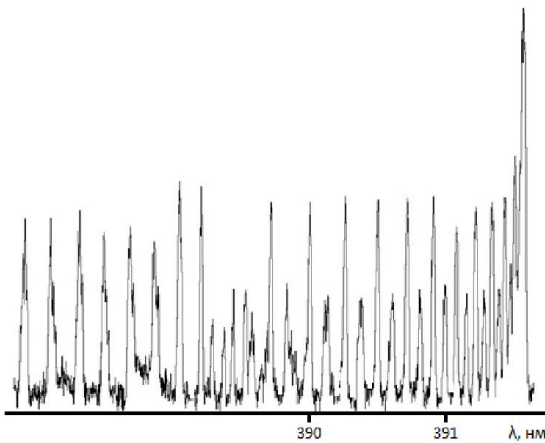


Рис. 1. Общий вид вращательного распределения R-ветви колебательной полосы 0-0 первой отрицательной системы молекулярного иона азота  $N_2^+$  в спектре излучения плазмы ДГП-50 при вводе жидкости.

Анализ вращательной структуры спектра позволил выбрать линии свободные от переналожений и, следовательно пригодные для измерений. Для определения температуры была выбрана R-ветвь, поскольку наиболее интенсивные вращательные линии P-ветви образуют кант молекулярной полосы (кант полосы – 3914.4 Å) и плохо разрешены. В спектре происходит чередование интенсивностей, связанное с ядерным спином.

Фактор Хенля-Лондона для исследуемой электронно-колебательной полосы первой отрицательной (1<sup>-</sup>) системы молекулярного иона азота

определяется равенством  $S_{kk}=k$  [4], где  $k$  – вращательное квантовое число, характеризующее момент импульса молекулы без учета спина. Для молекулярного иона азота ( $N_2^+$ ) расстояние между двумя соседними подуровнями с  $j_1=k+1/2$  и  $j_2=k-1/2$  для данного  $k$  очень мало по сравнению с расстоянием между двумя соседними вращательными уровнями. Другие значения констант молекулярного перехода  $N_2^+(B^2\Sigma_u^+ \rightarrow X^2\Sigma_g^+)$  использовались из [5] и представлены в таблице 2.

Таблица 2.

Молекулярные константы  $B^2\Sigma_u^+$  и  $X^2\Sigma_g^+$  – состояний (в см<sup>-1</sup>).

| Состояние $B^2\Sigma_u^+$ |                       | Состояние $X^2\Sigma_g^+$ |         |
|---------------------------|-----------------------|---------------------------|---------|
| $\nu$                     | 0                     | $\nu$                     | 0       |
| $B_\nu$                   | 2.073                 | $B_\nu$                   | 1.92229 |
| $D_\nu$                   | -                     | $D_\nu$                   | 0.00592 |
| $B_e$                     | 2.085                 | $B_e$                     | 1.932   |
| $\alpha$                  | -0.002                | $\alpha$                  | -       |
| $\tau_\nu$                | $0.063 \cdot 10^{-6}$ |                           | -       |
| $A_{\nu\nu'}$             | $1.24 \cdot 10^7$     |                           |         |

Вращательный терм  $F^\nu(k)$  имеет вид:

$$F^\nu(k) = B_\nu k(k+1) - D_\nu k^2(k+1) \quad (1)$$

где  $k$  – квантовое число полного момента импульса без спина;  $B_\nu, D_\nu$  – параметры не зависящие от  $k$ .  $A_\nu$  – вероятность перехода из состояния  $B^2\Sigma_u^+$  в  $X^2\Sigma_g^+$  в сек<sup>-1</sup>;  $\tau_\nu$  – время жизни состояния  $B^2\Sigma_u^+$  в сек.

Вращательная постоянная  $B_\nu$  определяется следующим выражением:

$$B_\nu = B_e + \alpha(v+1/2) \quad (2)$$

На рис. 2. представлена характерная для всех режимов измерений зависимость величины  $\ln(I_{kk^l} / S_{kk^l})$  от  $k(k+1)$ , где  $I_{kk^l}$  – интенсивность вращательной линии перехода  $k \rightarrow k^l$ ,  $S_{kk^l}$  – фактор Хенля-Лондона,  $k$  и  $k^l$  – квантовые вращательные числа. Прямолинейный характер зависимости на рис. 2 говорит в пользу больцмановского распределения молекул в электронно-возбужденном состоянии, что и позволяет ввести понятие вращательной температуры в возбужденном состоянии. Учитывая, далее то, что при атмосферном давлении в данном виде разряда время между последовательными столкновениями молекул гораздо меньше радиационного времени жизни  $\tau_\nu$  состояния  $N_2^+(B^2\Sigma_u^+)$ , можно говорить о совпадении вращательной температуры молекул  $N_2(X^1\Sigma_g^+)$  и молекулярных ионов азота  $N_2(X^1\Sigma_g^+)$  в основных электронных состояниях, которую в дальнейшем отождествляем с поступательной температурой тяжелых частиц.

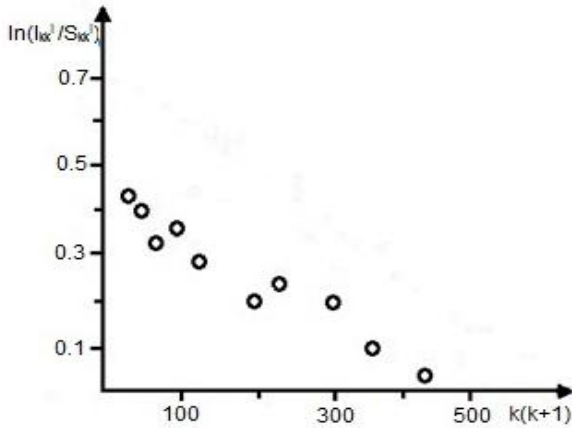


Рис. 2. Зависимость величины  $\ln(I_{kk} / S_{kk})$  от  $k(k+1)$  для вращательной структуры молекулярного иона азота.

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 температуру газа [6].

На рис. 3. представлены результаты измерений поступательной (газовой) температуры в потоке плазмы в зависимости от различных величин силы тока, подаваемой в ДПП-50 в области до слияния плазменных струй. За точку измерений взято расстояние 10 мм от среза сопел.

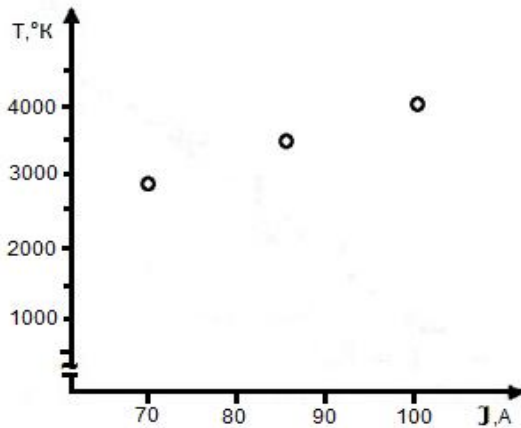


Рис. 3. Зависимость температуры потока плазмы от силы

тока в области до слияния струй на расстоянии от среза сопел  $H = 10$  мм.

Таким образом, измерено распределение температуры в области до слияния плазменных струй в зависимости от силы тока. Температура газа в нижней точке измерений (10 мм) изменяется от порядка 3000°K при 70А до 4000°K при силе тока 100А. Результаты определения температурного режима, полученные в настоящей работе могут быть использованы, главным образом, при проведении спектрального анализа экологических объектов на плазматроне ДПП-50. Это объясняется тем, что в данной работе рассмотрен практический пример с реализацией оптимальных условий для его успешного решения. Конечно же, использование полученных температурных данных далеко не ограничивается этим примером и может быть расширено за счет использования в других областях деятельности. Поэтому следует учитывать, что в работе представлен общий подход с обоснованием методов измерения необходимых для решения поставленных задач.

#### Литература:

1. Урманбетов К., Таштанов Р.А., Жеенбаев Ж. Атомно-эмиссионный спектральный анализ природных вод на установке «НУР» // Известия НАН КР. 1998. № 4. С. 23-27.
2. Доржуева Г.Ж. Атомно-эмиссионное определение тяжелых металлов в жидкой пробе с возбуждением спектров на установке «НУР» // Наука и новые технологии. 2006. № 1. С. 13-18.
3. Robben F., Taubot L. Measurements of rotational temperatures in a low density wind tunnel. // Phys.Fluids., 1966, v.9, №44, p.644-652
4. А.Гейдон. Энергии диссоциации и спектры двухатомных молекул. пер. с англ. под ред. М.Волькенштейна. // М.:Издательство иностранной литературы., 1949, стр.38-39.
5. А.А.Радциг. Справочник по атомной и молекулярной физике. / А.А.Радциг, Б.М.Смирнов – М.: Атомиздат, 1980, 240 стр.
6. Жеенбаев Н.Ж. Диагностика неравновесной плазмы капиллярного разряда волноводного CO<sub>2</sub> лазера. // Б., Илим, 1995, 95 стр.

Рецензент: д.ф.-м.н. Кидибаев М.