

ОЦЕНКА ТЕМПЕРАТУРЫ ПЛАЗМЫ ДУГОВОГО РАЗРЯДА ЭЛЕКТРОТЕРМИЧЕСКОГО МИКРОДВИГАТЕЛЯ

В. И. Горбунков, В. В. Косицын, В. И. Рубан, В. В. Шалай

Омский государственный технический университет,
Россия, 644050, г. Омск, пр. Мира, 11

Дано описание применения методов кинетической теории газов для оценки параметров плазмы дугового разряда электротермического микродвигателя корректирующих двигательных установок. Известное утверждение об адиабатическом характере процесса сжатия за счет роста температуры газа имеет первостепенное значение для установления больцмановского распределения возбужденных атомов по энергетическим уровням. На примере применения аргона в качестве рабочего тела предложен подход к определению газовой температуры электродугового микродвигателя. Результаты исследования могут быть использованы при конструировании летательных аппаратов.

Ключевые слова: электродуговой микродвигатель, аргоновая плазма высокого давления, эффективная скорость истечения рабочего тела, газовая температура, адиабатический характер процесса сжатия, локальное термическое равновесие, распределение Больцмана, эмиссионная спектроскопия.

Введение

Известно выражение для эффективной скорости истечения рабочего тела, определяющее предел идеальной скорости истечения продуктов разложения топлива в зависимости от температуры при бесконечном расширении газа в сопле электротермического микродвигателя (ЭТМД)

$$W_{max} = \sqrt{2 \frac{\gamma}{\gamma-1} \cdot \frac{R \cdot T_{\gamma}}{M}}, \quad (1)$$

где γ — показатель ударной адиабаты рабочего тела; R — универсальная газовая постоянная; M — молярная масса рабочего тела; T — температура газа в камере ЭТМД. Эффективная скорость истечения определяет потенциальные возможности топлива, так как максимальная теоретически достижимая величина скорости истечения определяется его физическими свойствами безотносительно к условиям применения [1].

Температура в камере двигателя является важнейшим конструктивным параметром, связанным с фотохимическими процессами плазмы дугового разряда, методы ее определения основаны на применении кинетической теории газов, поскольку непосредственная регистрация температуры, например зондовыми методами, затруднительна и ссылки на них в литературе либо отсутствуют [2, 3], либо упоминаются лишь косвенно [4].

Перспективно рассмотрение возможности установления больцмановского распределения населенностей возбужденных уровней с точки зрения приближения к локальному термическому равновесию. Например, оценка населенности метастабильных состояний в аргоновой плазме при исследовании неравновесных состояний [5] позволила впервые обнаружить инверсную заселенность на одном из переходов аргона ArI. Представляет также большой практический интерес исследование роли температуры распределения в кинетике аргоновой плазмы в камере ЭТМД.

Для конструктивных целей используют математические модели ЭТМД, в состав которых входят газодинамические параметры давления и температуры на срезе сопла, которые могут быть определены экспериментально [6].

Численные и аналитические модели дугового разряда, в котором поддерживается локальное трехкомпонентное термическое равновесие, позволяют получить связь между энергетическими параметрами положительного столба разряда. При внешних параметрах, близких рассмотренным нами в [7] ($n_{Ar} = 3,7 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $n_e = 3,7 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $v_{De} = 1,94 \times 10^5 \text{ см/с}$, $P = 65 \text{ Вт/см}$), авторами [8] с учетом электронной теплопроводности была найдена локальная электронная и ионная температура дугового разряда аргоновой плазмы $T_e = 8 \times 10^3 \text{ К}$, $T_i = 2 \times 10^3 \text{ К}$. Вместе с тем имеется существенное различие, касающееся роли аргона: в [8] скорость аргона отсутствует, сам он рассматривается в виде балластного газа, а в нашем случае он выступает в качестве рабочего тела, движется с заметной скоростью, обтекает дуговой разряд двигательной установки и целиком подвергается адиабатическому воздействию.

Для нахождения эффективной скорости истечения рабочего тела представляет интерес равновесная температура газа в камере ЭТМД, подверженного адиабатическому воздействию. Для этого воспользуемся спектральными характеристиками излучения плазмы электротермического микродвигателя, выполненного в виде экспериментальной установки [7].

Описание экспериментальной установки

Полное описание исследуемой модели дугового электротермического микродвигателя приведено в [7]. Межэлектродное расстояние между катодом и кромкой кольцевого анода составляет 3–5 мм. Материал электродов — вольфрам. Рабочий газ аргон подавался в полость через завихритель под давлением $(1,03 - 1,08) \times 101,3 \times 10^3 \text{ Па}$.

Питание осуществлялось стабилизированным блоком питания. Ток разряда измеряется с помо-

щью шунта сопротивлением 1 Ом, а напряжение на разряде — с помощью омического делителя 11,9/43,8 кОм с помощью осциллографа «RIGOL DS 2202». Конструкция блока питания разряда предусматривала регулировку напряжения, поэтому оценка параметров разряда была проведена при токе $I_r = 3,0$ А и соответствующем падении напряжения $U_r = 19,0$ В.

Спектральные измерения проводились с помощью пятиканального модульного калиброванного радиометрического комплекса «Ava-Spec-ULS204L-5-RM», спектральный диапазон которого составлял 235–815 нм, оптическое разрешение в диапазоне 605–815 нм не менее 0,15 нм. Для одновременного задействования пяти каналов использовалась фокусируемая коллимационная линза 25 мм с адаптером SMA. Динамический диапазон изменения интенсивностей спектральных линий достигал 60 000. Экспозиция могла меняться от 50 мс до 1 мин. Это обеспечивало возможность регистрации спектра в линейном режиме изменения интенсивностей исследуемых спектральных линий.

Исследовался спектр осевого излучения разряда через сопло модели ЭТМД. Расстояние между срезом сопла и коллимационной линзой составляло 170 мм. Оптические измерения проводились после выхода модели электротермического микродвигателя в стационарный режим работы за единовременный сеанс регистрации всего спектра.

Температура помещения лаборатории составляла 20 °С.

Основные положения теории

1. Интенсивность спектральных линий. Под интенсивностью линий понимаем величину, пропорциональную мощности излучения единицы объема [9].

При одновременном отсутствии равновесия с излучением, когда самопоглощение не играет заметной роли, интенсивности спектральных линий определяются населенностями их верхних уровней N_k

$$I_{ki} = N_k \cdot A_{ki} \cdot h \cdot \nu_{ki} \quad (1)$$

здесь A_{ki} — вероятность перехода, ν_{ki} — частота перехода, h — постоянная Планка.

В случае двух спектральных линий с общим нижним уровнем, возникающих при переходах $l \rightarrow i$ и $k \rightarrow i$ (рис. 1).

Отношение концентраций возбужденных атомов определяется не только отношением вероятностей переходов и частот линий, но и отношением интенсивностей

$$\frac{N_l}{N_k} = \frac{I_{lk}}{I_{ki}} \cdot \frac{A_{ki}}{A_{lk}} \cdot \frac{\nu_{ki}}{\nu_{lk}} \quad (2)$$

Так как, в зависимости от условий возбуждения, заселенность верхних уровней может оказаться различной, то и отношение N_l/N_k может принимать различные значения, в том числе и равновесного заселения уровней l и k , удовлетворяющего закону Больцмана

$$\frac{N_l}{N_k} = \frac{g_l}{g_k} \cdot e^{-\frac{E_l - E_k}{k_B T}} \quad (3)$$

где k_B — постоянная Больцмана, T — температура распределения, g_{lk} — статистический вес уровня l , k .

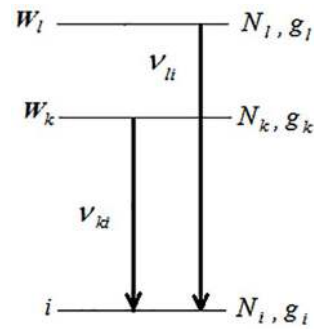


Рис. 1. Схем уровней для двух спектральных линий с общим нижним уровнем

Fig. 1. Energies of atom levels with two spectral lines

В общем случае, заселенность верхних уровней может быть произвольной, но, поскольку излучение, исходящее из замкнутой полости, имеет тенденцию к равновесности, имеем основание полагать заселенность уровней l и k равновесной, то есть определяемой законом распределения Больцмана (3).

Полученное с учетом (3) выражение

$$T = \frac{h\nu_{lk}}{k_B \ln \frac{N_k g_l}{N_l g_k}} \quad (4)$$

позволяет оценить по отношению интенсивностей выбранных спектральных линий локальную температуру газоразрядной плазмы. Оценку температуры требуется производить как среднее по серии экспериментальных данных, поскольку заселенности группы уровней по отношению к заселенностям основного состояния могут не удовлетворять закону (4), но отношение заселенностей для любой пары из этой группы уровней может удовлетворять закону Больцмана с одной и той же температурой распределения.

2. Аргон. Линии переходов. Аргон относится к инертным газам, спектр его атомов представлен на рис. 2 [10–11]. Здесь E , эВ — энергия возбуждения, τ_{rad} — радиационное время жизни, вероятности переходов A_{ik} пропорциональны 10^8c^{-1} [10].

Результаты экспериментов

Оценка температуры плазмы рабочего газа аргона в камере дугового ЭТМД производилась при рабочих параметрах блока питания и сечении S_R положительного столба разряда диаметром $d = 0,5 - 1,0$ мм.

Полученная плотность тока $j = I_r/S_R = (382,2 - 1530,6) \text{ А/см}^2$ позволила оценить величину электронной концентрации в дуговом разряде. Необходимая дрейфовая скорость электронов V_d была найдена из соображения, что электроны в газовом промежутке $l_e = 0,3...0,5$ см движутся в атмосфере аргона, концентрация которого $N_{Ar} = P_{Ar}/kT = 2,45 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Принимая во внимание зависимость дрейфовой скорости электронов в аргоне от приведенной напряженности электрического поля [8]

$$V_d = V_0 \left(\frac{E}{N_{Ar}} \right)^{0,27} \quad (5)$$

где $V_0 = 3,1 \times 10^5 \text{ см/с}$, $E/N_{Ar} = 0,15 - 0,26 \text{ Тд}$ в приближении малой плотности электронов, искомое зна-

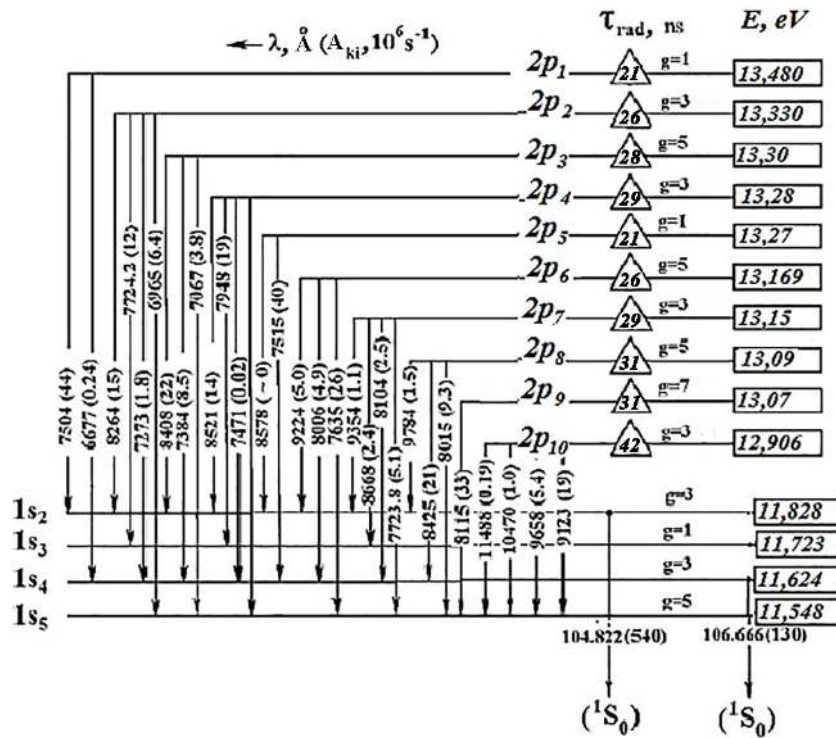


Рис. 2. Переходы между $3p^5 4p$ и $3p^5 4s$ состояниями аргон
 Fig. 2. Parameters of argon atom levels of groups with the electron shells $3p^5 4p$ and $3p^5 4s$

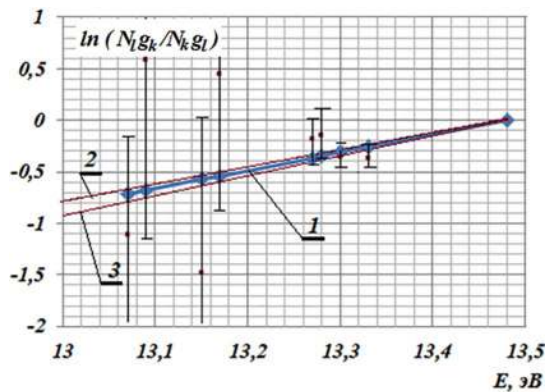


Рис. 3. Отношение $-(E_l - E_k)/(k_B T)$ для девяти верхних уровней аргон при $T = 6850 \text{ K}$ (линия 1), 2, 3 — пределы изменения угла наклона
 Fig. 3. Experimental results $\text{tg}\phi = -(k_B T)^{-1}$ expression for nine upper argon levels (1) — line with $T = 6850 \text{ K}$; (2, 3) — tilt angle changing limits

чение $V_d = (1,90...2,15) \times 10^5 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$. По плотности тока дугового разряда $j = en_e V_d = (382,2...1530,6) \text{ А/см}^2$ проведена оценка электронной концентрации $n_e = (1,2...4,8) \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Поток электронов под действием внешнего электрического поля возбуждает плазму газового разряда. Поток заряженных частиц нагревает электроды до весьма высокой температуры [12] и, судя по эрозии катода и регистрируемому богатому эмиссионному спектру вольфрама [7], достигает температуры плавления $T_w \approx 3700 \text{ K}$, что позволяет по давлению насыщенных паров оценить концентрацию атомов вольфрама [13]. Концентрация паров вольфрама, соответствующая давлению $p_w = 5 \times 10^{-2} \text{ мм. рт. ст. (6,67 Па)}$ при $T_w = 3655 \text{ K}$, составляет $N_w \approx 1,32 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$, величину, существенно низкую, по отношению к концентрации аргона.

В табл. 1 представлены линии спектра излучения дугового разряда модели ДЭТМД. Все замет-

ные спектральные линии из диапазона 690–850 нм были идентифицированы по [14], как линии излучения атома аргона. Приведенная в табл. 1 концентрация N_k рассматриваемого уровня k атомов аргона была определена как населенность этого уровня (1)

$$N_k = \frac{I_{ki} \lambda_{ki}}{ch \cdot A_{ki}}, \quad (6)$$

здесь λ_{ki} — длина волны перехода $k-i$, c — скорость света, h — постоянная Планка.

Полученные значения концентраций N_k были разбиты на серии, согласно схеме уровней спектральных линий с общим верхним уровнем (рис. 2). Оценивание параметров заселенности уровней проведено по среднему значению концентраций выборки, полученной по результатам наблюдений и обозначенной n_{cp} в табл. 2. Оценка температуры газа была произведена по (4), найденное среднее по серии экспериментальных данных значение $T \sim 6850 \text{ K}$ принято в качестве температуры распределения (3).

Несмотря на то, что температура распределения Больцмана определена по отношению концентраций заселенности возбужденных уровней атомов газа, она может интерпретироваться, прежде всего, как электронная температура T_e . При соблюдении условий передачи энергии за счет неупругих столкновений электронов с атомами и ионами газа температуры частиц выравниваются, приближаясь к локальному термическому равновесию, признаком которого является больцмановское распределение населенностей возбужденных уровней атомов газа. Именно об электронной температуре ($T_e \sim 8 \times 10^3 \text{ K}$) идет речь в [8], где проводился анализ параметров аргонной плазмы дугового разряда высокого давления, в котором поддерживалось локальное термическое равновесие. Результаты заселенностей уровней по Больцману n_b представлены в табл. 2.

Т блиц 1. Спектры томов ргон
Table 1. Atomic argon spectrum

| № п/п | $\lambda_{\text{таб}}, \text{нм}$ | Переход (по Пашену) | Интенсивность, относит. ед. | $A_{ki} \times 10^6, \text{с}^{-1}$ | Концентрация $N_k, \text{см}^{-3}$ |
|-------|-----------------------------------|---|-----------------------------|-------------------------------------|------------------------------------|
| 1 | 667,728 | $^1P_1 \rightarrow ^3P_1$ $2p_1 \rightarrow 1s_4$ | 206,04 | 0,24 | 2,89E + 09 |
| 2 | 696,543 | $^1P_1 \rightarrow ^3P_2$ $2p_2 \rightarrow 1s_5$ | 29 377,98 | 6,4 | 1,61E + 10 |
| 3 | 706,722 | $^3P_2 \rightarrow ^3P_2$ $2p_3 \rightarrow 1s_5$ | 26 526,86 | 3,8 | 2,48E + 10 |
| 4 | 714,704 | $^3P_1 \rightarrow ^3P_2$ $2p_4 \rightarrow 1s_5$ | 4 916,66 | 1,14 | 8,85E + 09 |
| 5 | 727,294 | $^1P_1 \rightarrow ^3P_1$ $2p_2 \rightarrow 1s_4$ | 8 810,70 | 1,8 | 1,79E + 10 |
| 6 | 738,398 | $^3P_2 \rightarrow ^3P_1$ $2p_3 \rightarrow 1s_4$ | 37 539,00 | 8,5 | 1,64E + 10 |
| 7 | 750,387 | $^1S_0 \rightarrow ^1P_1$ $2p_1 \rightarrow 1s_2$ | 34 085,90 | 44 | 2,93E + 09 |
| 8 | 751,465 | $^3P_0 \rightarrow ^3P_1$ $2p_5 \rightarrow 1s_4$ | 36 983,80 | 40 | 3,5E + 09 |
| 9 | 763,511 | $^3D_2 \rightarrow ^3P_2$ $2p_6 \rightarrow 1s_5$ | 62 865,50 | 26 | 9,3E + 09 |
| 10 | 772,376 | $^3D_1 \rightarrow ^3P_2$ $2p_7 \rightarrow 1s_5$ | 35 126,96 | 5,1 | 2,68E + 10 |
| 11 | 794,815 | $^3P_1 \rightarrow ^3P_0$ $2p_4 \rightarrow 1s_3$ | 21 754,90 | 19 | 4,58E + 09 |
| 12 | 800,616 | $^3D_2 \rightarrow ^3P_1$ $2p_6 \rightarrow 1s_4$ | 10 852,00 | 4,9 | 8,93E + 09 |
| 13 | 801,479 | $^3D_2 \rightarrow ^3P_2$ $2p_8 \rightarrow 1s_5$ | 18741,40 | 9,3 | 8,13E + 09 |
| 14 | 810,369 | $^3D_1 \rightarrow ^3P_1$ $2p_7 \rightarrow 1s_4$ | 23 290,40 | 2,5 | 3,8E + 10 |
| 15 | 811,531 | $^3D_3 \rightarrow ^3P_2$ $2p_9 \rightarrow 1s_5$ | 48 948,80 | 33 | 4,53E + 09 |
| 16 | 826,452 | $^3P_1 \rightarrow ^1P_1$ $2p_2 \rightarrow 1s_2$ | 13 125,70 | 15 | 3,64E + 09 |
| 17 | 840,821 | $^3P_2 \rightarrow ^1P_1$ $2p_3 \rightarrow 1s_2$ | 21 796,00 | 22 | 4,19E + 09 |
| 18 | 842,465 | $^3D_2 \rightarrow ^3P_1$ $2p_8 \rightarrow 1s_4$ | 19 594,50 | 21 | 3,96E + 09 |

Т блиц 2. Экспериментальные значения концентрации верхних уровней томов ргон в камере ЭТМД

Table 2. Experimental data regarding upper levels argon atoms concentration in the registerjet chamber

| Энергия уровня, эВ | $n_B, \text{см}^{-3}$ концентрация по Больцману при $T = 6850 \text{ K}$ | $n_{\text{ср}}, \text{см}^{-3}$ | Расхождение $n_{\text{ср}} - n_B$ | Погрешность измерений, % |
|--------------------|---|---------------------------------|-----------------------------------|--------------------------|
| 12,906 | 2,37E + 10 | 1,47E + 10 | 38,0 % | |
| 13,07 | 4,15E + 10 | 6,14E + 10 | 32,4 % | |
| 13,09 | 2,87E + 10 | 8,13E + 10 | 64,6 % | ± 34 |
| 13,15 | 1,55E + 10 | 3,85E + 10 | 58,0 % | ± 15 |
| 13,169 | 2,5E + 10 | 9,2E + 09 | 63,2 % | ± 24 |
| 13,27 | 4,23E + 09 | 3,50E + 09 | 17,2 % | ± 40 |
| 13,28 | 1,25E + 10 | 1,00E + 10 | 19,7 % | ± 35 |
| 13,30 | 2,01E + 10 | 2,06E + 10 | 2,4 % | ± 12 |
| 13,330 | 1,15E + 10 | 1,25E + 10 | 8,0 % | ± 28 |
| 13,480 | 2,96E + 09 | 2,90E + 09 | 0,7 % | $\pm 0,7$ |

Малая погрешность измерения концентрации атомов верхнего уровня 13,48 эВ, а также близость больцмановскому распределению при температуре $T = 6850 \text{ K}$ может говорить в пользу хорошей заселенности этого уровня. Связанный с ним переход $^1S_0 \rightarrow ^1P_1$ $2p_1 \rightarrow 1s_2$ является наиболее важной из всех аргоновых спектральных линий $\lambda = 750,387 \text{ нм}$ с энергией, равной 13,48 эВ, и временем жизни 44 нс. Спектральная линия $\text{Ar}750$ создается прямым электронным возбуждением из основного состояния и может хорошо представлять концентрацию ионов в плазме [11]. При высокой электронной плотности основными кинетическими процессами возбуждения уровней (2p) являются электронно-ударное возбуждение потоком электронов от уровней (1s). Верхние уровни имеют больцмановское распределение заселенности в результате равного по величине удара электронов с энергией $13,30 \pm 0,03 \text{ эВ}$.

Из сравнения концентраций (табл. 2) видно, что заселенность верхних уровней (13,48 эВ – 13,169 эВ)

достаточно близка распределению Больцмана с температурой $T = 6850 \text{ K}$ как термодинамическим параметром.

Для оценки приближения экспериментальных значений больцмановскому распределению (3) представим в логарифмическом виде

$$-\frac{E_l - E_k}{k_B T} = \ln \left(\frac{N_l / g_l}{N_k / g_k} \right), \quad (7)$$

где левая часть при фиксированном значении E_l и параметре T представляет собой прямую с $\text{tg} \varphi = -(k_B T)^{-1}$, а правая часть — отношение числа атомов, приходящееся на одно состояние различных уровней. Примем верхний $l = 1$ уровень 13,48 эВ в качестве фиксированного значения, а уровни при $k = 1, 2, \dots, 9$ в качестве текущих. Левая часть (7) представлена на рис. 3 в виде наклонной прямой, соответствующей параметру $T = 6850 \text{ K}$, значения



правой части (7) в случае отсутствия погрешности измерений должны находиться на этой прямой. В нашем случае угол ее наклона находится в пределах зоны, определенной границами *погрешности измерений* заселенности уровней N_k . Наклонные линии (1, 2) (рис. 3), проходящие в пределах допустимых погрешностей измерения N_k , определяют пределы изменения угла наклона с $\text{tg}\varphi = -(k_B T)^{-1}$, следовательно, пределы изменения параметра T . Среднее значение этого параметра дает оценку температуры распределения. В пределах погрешности измерений концентраций (табл. 2) осуществляется оценка величины параметра T .

Обсуждение результатов

При высокой электронной плотности основными кинетическими процессами возбуждения уровней (2р) являются электронно-ударное возбуждение потоком электронов от уровней (1s). Верхние уровни могут иметь больцмановское распределение заселенности в результате равного по величине удара электронов с энергией $13,30 \pm 0,03$ эВ. С погрешностью, не превосходящей 20 % в диапазоне энергии 13,27–13,48 эВ, наблюдается близость значений концентрации атомов аргона на верхних возбужденных уровнях распределению Больцмана. Существенное расхождение (около 60 %) между значениями в остальных случаях не является неожиданным, так как регистрация спектра осуществлялась в воздушной атмосфере при нормальном давлении на расстоянии 170 мм от среза сопла и в плазменной струе аргона присутствует высокая концентрация кислорода и азота. В результате поглощения нижней части излучения верхних возбужденных уровней аргона близкими линиями примесных газов [11] на входе коллиматора снижается регистрируемая интенсивность излучения части уровней $2p_6 \dots 2p_9$. Для восстановления спектральной картины излучения разряда ЭТМД регистрацию необходимо производить в среде чистого аргона.

На основании сказанного было проведено построение доверительных интервалов при объеме выборки $n = 5$ с вероятностью $p = 0,60$ и сделан вывод, что измеряемая величина T определяется отношением концентраций из (7).

Эта оценка позволяет считать, что заселенность возбужденных линий атомов аргона дугового разряда подчиняется закону распределения Больцмана и что в плазме существует локальное термическое равновесие. Равновесное состояние, при котором рассматриваются все процессы соударения между частицами плазмы, происходят в локальном объеме. Они ведут к возбуждению атомов и ионов, поэтому температура возбуждения частиц плазмы практически приближается по своему значению к температуре электронов.

Оценки температуры плазмы. Для уточнения значения температуры распределения были применены условия выборочной дисперсии [15] заселенности шести ($m = 6$) верхних уровней аргона

$$\frac{1}{m} \sum_{i=1}^m ((n_B)_i - (n_{exp})_i)^2 = \min.$$

Согласно (3) и сводной характеристике наблюдений (табл. 2), был найден уточненный термодинамический параметр — температура распределения. Ее значение $T = 6725$ К можно считать локальной газовой температурой аргона в камере дугового

электродвигателя. Величина этой температуры характеризует тепловую (кинетическую) энергию атомов аргона. При сравнении с дуговым разрядом в неподвижном потоке аргона [7] найденная величина $T_r = 6725$ К существенно превышает значение локальной ионной температуры аргона, но приближается к величине электронной температуры.

В соответствии с найденной температурой $T_r = 6725$ К максимальная теоретически достижимая скорость истечения аргона в камере ЭТМД составляет $W_{max} = 2,64$ км/с.

Выводы и заключение

Методами эмиссионной спектроскопии в приближении частичного локального термического равновесия найдено значение температуры $T = 6725 \pm 740$ К рабочего газа аргона в камере дугового электротермического микродвигателя. Аргон подавался под давлением $(1,03 - 1,08) \times 10^5$ Па; оценка параметров разряда проведена при токе $I_r = 3,0$ А и падении напряжения $U_r = 19,0$ В. Спектральные измерения проводились с помощью спектрографа «Ava-Spec-ULS204L-5-RM», расстояние между срезом сопла и коллимационной линзой составляло 420 мм. Найденное значение температуры рабочего газа позволило оценить эффективную скорость истечения $W_{max} = 2,64$ км/с аргона в камере ЭТМД.

Для более полного представления механизмов равновесного состояния дугового ЭТМД необходимо проведение дополнительных исследований.

Благодарности

Авторы выражают благодарность доктору физико-математических наук, профессору Владимиру Ивановичу Соломонову за помощь в интерпретации результатов спектроскопических исследований аргоновой плазмы.

Список источников

1. Беляев Н. М., Белик Н. П., Уваров Е. И. Реактивные системы управления космических летательных аппаратов / под ред. Н. М. Беляева. М.: Машиностроение, 1979. 232 с.
2. Mazouffre S. Electric propulsion for satellites and spacecraft: established technologies and novel approaches // Plasma Sources Science and Technology. 2016. Vol. 25 (3). P. 1–27. DOI: 10.1088/0963-0252/25/3/033002.
3. Brinkman E. A. Electron densities and temperatures // Journal of Applied Physics. 1997. Vol. 81 (3). P. 1093–1098.
4. Bykova N. G., Zabelinskii I. E., Ibraguimova L. B., Kozlov P. V., Levashov V. Yu., Shatalov O. P. Excitation and emission of argon behind the front of shock waves at speeds of 4.5–7.8 km/s. I. Experiment // Physical-Chemical Kinetics in Gas Dynamics. 2017. Vol. 18 (1). P. 1–12.
5. Baguer N., Bogaerts A., Donko Z. [et al.] Gijbels R., Sadeghi N. Study of the Ar metastable atom population in a hollow cathode discharge by means of a hybrid model and spectrometric measurements // Journal of Applied Physics. 2005. Vol. 97. DOI: 10.1063/1.1929857.
6. Blinov V. N., Ruban V. I., Shalay V. V. [et al.]. Design features and experimental researches of an arcjet thruster for small satellite // IEEE Dynamics of Systems, Mechanisms and Machines (Dynamics). 2016. DOI: 10.1109/Dynamics.2016.7818983.
7. Gorbunkov V. I., Kositsin V. V., Ruban V. I., Shalay V. V. Multicomponent arcjet plasma parameters // IOP Conf. Series: Journal of Physics. Conf. Ser. 2018. Vol. 944. 0120140. DOI: 10.1088/1742-6596/944/1/012040.

8. Smirnov B. M. Compression of the positive column of a high-pressure arc // High Temperature. 1997. Vol. 35 (1). P. 14–18.

9. Фриш С. Э. Оптические спектры атомов. М.: Наука, 1963. 640 с.

10. Smirnov B. M. Theory of gas discharge plasma // Springer Series on Atomic, Optical, and Plasma Physics. 2015. Vol. 84. 423 p. ISBN 978-3-319-11065-3.

11. Cullen P. J., Milosavljević V. Spectroscopic characterization of a radio-frequency argon plasma jet discharge in ambient air // Progress of Theoretical and Experimental Physics. 17 p. DOI: 10.1093/ptep/ptv070.

12. Ashryatov A. A., Kokinov A. M. Fluorescent lamp environmental state // Improvement Journal of Engineering and Applied Science. 2016. Vol. 11 (6). P. 1218–1222. DOI: 10.3923/jeasci.2016.1218.1222.

13. Rosebury F. Handbook of electron tube and vacuum techniques. Springer, 1997. 620 p. ISBN 1563961210.

14. Zaydel' A. N., Prokof'yev V. K., Rayskiy S. M. [et al.]. Tables of spectral lines. Springer Science: Business Media. NY, 1970. 782 p. DOI: 10.1007/978-1-4757-1601-6.

15. Линник Ю. В. Метод наименьших квадратов и основы математико-статистической теории обработки наблюдений. М.: Физматгиз, 1962. 349 с

ГОРБУНКОВ Вл димир Ив нович, кандидат физико-математических наук, доцент кафедры «Теоретическая и общая электротехника», научный руководитель научно-исследовательской лаборатории «Фотоника и спектроскопия газовых разрядов».

SPIN-код: 2858-6763

AuthorID (РИНЦ): 601948

ORCID: 0000-0002-5495-5641

AuthorID (SCOPUS): 36954424000

ResearcherID: Q-5370-2016

КОСИЦЫН В лерий Вл димирович, кандидат технических наук, научный сотрудник НИИЛ «ДУМИТ МК» при кафедре «Авиа- и ракетостроение» (АВиРС).

SPIN-код: 8766-8891

AuthorID (РИНЦ): 723680

AuthorID (SCOPUS): 56503934600

РУБАН Виктор Ив нович, научный сотрудник НИИЛ «ДУМИТ МК» при кафедре АВиРС.

SPIN-код: 9889-2810

AuthorID (РИНЦ): 723703

AuthorID (SCOPUS): 56503331600

ШАЛАЙ Виктор Вл димирович, доктор технических наук, профессор (Россия), заведующий кафедрой «Нефтегазовое дело, стандартизация и метрология», президент ОмГТУ.

SPIN-код: 2322-6820

AuthorID (РИНЦ): 9913

ORCID: 0000-0003-0635-4849

AuthorID (SCOPUS): 35792469000

AuthorID (SCOPUS): 56755298300

AuthorID (SCOPUS): 57190972363

ResearcherID: P-8233-2015

Адрес для переписки: vigorbunkov@list.ru

Для цитирования

Горбунков В. И., Косицын В. В., Рубан В. И., Шалай В. В. Оценка температуры плазмы дугового разряда электротермического микродвигателя // Омский научный вестник. Сер. Авиационно-ракетное и энергетическое машиностроение. 2018. Т. 2, № 3. С. 44–50. DOI: 10.25206/2588-0373-2018-2-3-44-50.

Статья поступила в редакцию 14.06.2018 г.

© В. И. Горбунков, В. В. Косицын, В. И. Рубан, В. В. Шалай

ARCJET PLASMA TEMPERATURE ESTIMATION IN THRUSTER DEVICE

V. I. Gorbunkov, V. V. Kositsin, V. I. Ruban, V. V. Shalay

Omsk State Technical University,
Russia, Omsk, Mira Ave., 11, 644050

The kinetic theory of gases methods has been used to evaluate plasma arc parameters in the arcjet thruster device. It greatly means the compression process in adiabatic character and gas temperature increasing for excited atoms Boltzmann distribution over the energy levels.

Using argon gas for arcjet working process carrying out, the way of gas temperature evaluation is offered. The results of the study can be use in the spacecraft arcjet development.

Keywords: arcjet thruster, high pressure argon plasma, specific impulse, gas and electron temperature, the adiabatic character of the compression process, local thermal equilibrium, the Boltzmann distribution, emission spectroscopy.

References

1. Belyayev N. M., Belik N. P., Uvarov E. I. Reaktivnyye sistemy upravleniya kosmicheskikh letatel'nykh apparatov [Reactive control systems for spacecraft] / Ed. N. M. Belyayev. Moscow: Mashinostroyeniye Publ., 1979. 232 p. (In Russ.).

2. Mazouffre S. Electric propulsion for satellites and spacecraft: established technologies and novel approaches // Plasma Sources Science and Technology. 2016. Vol. 25 (3). P. 1–27. DOI: 10.1088/0963-0252/25/3/033002. (In Engl.).

3. Brinkman E. A. Electron densities and temperatures // Journal of Applied Physics. 1997. Vol. 81 (3). P. 1093–1098. (In Engl.).

4. Bykova N. G., Zabelinskii I. E., Ibraguimova L. B., Kozlov P. V., Levashov V. Yu., Shatalov O. P. Excitation and emission of argon behind the front of shock waves at speeds of 4.5–7.8 km/s. I. Experiment // Physical-Chemical Kinetics in Gas Dynamics. 2017. Vol. 18 (1). P. 1–12. (In Engl.).

5. Baguer N., Bogaerts A., Donko Z., Gijbels R., Sadeghi N. Study of the Ar metastable atom population in a hollow cathode discharge by means of a hybrid model and spectrometric measurements // Journal of Applied Physics. 2005. Vol. 97. DOI: 10.1063/1.1929857. (In Engl.).

6. Blinov V. N., Ruban V. I., Shalay V. V. [et al.]. Design features and experimental researches of an arcjet thruster for small satellite // IEEE Dynamics of Systems, Mechanisms and Machines (Dynamics). 2016. DOI: 10.1109/Dynamics.2016.7818983. (In Engl.).

7. Gorbunkov V. I., Kositsin V. V., Ruban V. I., Shalay V. V. Multicomponent arcjet plasma parameters // IOP Conf. Series: Journal of Physics. 2018. Vol. 944. 0120140. DOI: 10.1088/1742-6596/944/1/012040. (In Engl.).

8. Smirnov B. M. Compression of the positive column of a high-pressure arc // High Temperature. 1997. Vol. 35 (1). P. 14–18. (In Engl.).

9. Frish S. E. Optical spectra of atoms. Moscow: Nauka Publ., 1963. 640 p. (In Russ.).

10. Smirnov B. M. Theory of gas discharge plasma // Springer Series on Atomic, Optical, and Plasma Physics. 2015. Vol. 84. 423 p. ISBN 978-3-319-11065-3. (In Engl.).

11. Cullen P. J., Milosavljević V. Spectroscopic characterization of a radio-frequency argon plasma jet discharge in ambient air // Progress of Theoretical and Experimental Physics. 17 p. DOI: 10.1093/ptep/ptv070. (In Engl.).

12. Ashryatov A. A., Kokinov A. M. Fluorescent lamp environmental state // Improvement Journal of Engineering and Applied Science. 2016. Vol. 11 (6). P. 1218–1222. DOI: 10.3923/jeasci.2016.1218.1222. (In Engl.).

13. Rosebury F. Handbook of electron tube and vacuum techniques. Springer, 1997. 620 p. ISBN 1563961210. (In Engl.).

14. Zaydel'A. N., Prokof'yev V. K., Rayskiy S. M. [et al.]. Tables of spectral lines. Springer Science: Business Media. NY, 1970. 782 p. DOI: 10.1007/978-1-4757-1601-6. (In Engl.).

15. Linnik Yu. V. Metod naimen'shikh kvadratov i osnovy matematiko-statisticheskoy teorii obrabotki nablyudenyi [Least Squares Method and the Foundation of Theory for mathematical-statistical theory of processing observations]. Moscow: Fizmatgiz Publ., 1962. 349 p. (In Russ.).

GORBUNKOV Vladimir Ivanovich, Candidate of Physico-Mathematical Sciences, Associate Professor of Theoretical and General Electrical Engineering Department, Head of Photonics and gas discharges spectroscopy Laboratory.

SPIN-code: 2858-6763; AuthorID (RSCI): 601948

ORCID: 0000-0002-5495-5641

AuthorID (SCOPUS): 36954424000

ResearcherID: Q-5370-2016

KOSITSYN Valeriy Vladimirovich, Candidate of Technical Sciences, Research Associate of the Research Laboratory at the Aviation and Rocketry (AVIRS) Department.

SPIN-code: 8766-8891; AuthorID (RSCI): 723680

AuthorID (SCOPUS): 56503934600

RUBAN Viktor Ivanovich, Researcher of the Research Laboratory at the AVIRS Department.

SPIN-code: 9889-2810; AuthorID (RSCI): 723703

AuthorID (SCOPUS): 56503331600

SHALAY Viktor Vladimirovich, Doctor of Technical Sciences, Professor, Head of Transport, Oil and Gas Storage, Standardization and Certification Department, President of OmSTU.

SPIN-code: 2322-6820; AuthorID (RSCI): 9913

ORCID: 0000-0003-0635-4849

AuthorID (SCOPUS): 35792469000

AuthorID (SCOPUS): 56755298300

AuthorID (SCOPUS): 57190972363

ResearcherID: P-8233-2015

Address for correspondence: vigorbunkov@list.ru

For citations

Gorbunkov V. I., Kositsin V. V., Ruban V. I., Shalay V. V. Arcjet plasma temperature estimation in thruster device // Omsk Scientific Bulletin. Series Aviation-Rocket and Power Engineering. 2018. Vol. 2, no. 3. P. 44–50. DOI: 10.25206/2588-0373-2018-2-3-44-50.

Received 14 June 2018.

© V. I. Gorbunkov, V. V. Kositsin, V. I. Ruban, V. V. Shalay