

Robert Miotk, Mariusz Jasiński

Instytut Maszyn Przepływowych im. R. Szewalskiego PAN w Gdańsku

Jerzy Mizeraczyk

Instytut Maszyn Przepływowych im. R. Szewalskiego PAN w Gdańsku

Akademia Morska w Gdyni

WYŁADOWANIE MIKROFALOWE (915 MHz) DUŻEJ MOCY W ARGONIE POD CIŚNIENIEM ATMOSFERYCZNYM

W niniejszym artykule przedstawiono wyniki pomiarów spektroskopowych wyładowania mikrofalowego w argonie pod ciśnieniem atmosferycznym. Badania przeprowadzono dla wyładowania mikrofalowego podtrzymywanego mikrofalami o częstotliwości 915 MHz w mikrofalowym aplikatorze plazmy typu rezonator wnękowy. Na podstawie uzyskanych wyników określono temperaturę wzbudzenia elektronowego, temperaturę cząstek ciężkich plazmy oraz koncentracje elektronów.

WPROWADZENIE

Wyładowanie mikrofalowe dużej mocy pod ciśnieniem atmosferycznym wytwarza się głównie dla zastosowań technologicznych, takich jak: destrukcja szkodliwych gazów, spawanie, modyfikacja powierzchni [10, 12], źródła promieniowania [6, 11] oraz na potrzeby spektroskopii atomowej [19]. Obserwuje się wzrost zainteresowania wyładowaniem mikrofalowym podtrzymywanym mikrofalami o częstotliwości 915 MHz [4, 13, 14]. Artykuł przedstawia wyniki badań widma wyładowania mikrofalowego w argonie podtrzymywanego mikrofalami o częstotliwości 915 MHz pod ciśnieniem atmosferycznym. Na podstawie analizy widma określono temperaturę wzbudzenia elektronowego, temperaturę cząstek ciężkich plazmy oraz koncentracje elektronów.

1. SPEKTROSKOPOWE METODY WYZNACZANIA TEMPERATURY I KONCENTRACJI ELEKTRONÓW W PLAZMIE

Określenie właściwości fizycznych plazmy, takich jak: temperatura wzbudzenia elektronowego, temperatura plazmy, koncentracja elektronów itp., określa się ogólnie mianem diagnostyki plazmy. Metody wyznaczania tych parametrów są istotne dla właściwego opanowania i kontroli techniki wytwarzania oraz zastosowania plazmy. Spośród licznych metod znajdujących zastosowanie do diag-

nostyki plazmy metody spektralne są uważane za jedno z najważniejszych [2, 3]. Pozwalają one, bez ingerencji w wyładowanie mikrofalowe, w bezpośredni sposób przeprowadzać diagnostykę plazmy.

1.1. Zasada pomiaru temperatury wzbudzenia elektronowego

Temperatura wzbudzenia elektronowego T_{exc} jest wielkością określającą rozkład obsadzenia elektronów na poziomach energetycznych emitera. Przez emitery rozumie się cząsteczki, atomy bądź jony, które, przechodząc z wyższego stanu kwantowego n do niższego stanu m , wypromieniowują kwant energii $h\nu_{nm}$. Parametr ten można wyznaczyć, zakładając istnienie stanu równowagi termodynamicznej rozkładu obsadzenia elektronów na poziomach energetycznych emitera. Opierając się na tym założeniu, intensywność rejestrowanych linii można przedstawić za pomocą rozkładu Boltzmanna [2, 3, 8]:

$$I_{nm} = A_{nm} h \nu_{nm} N \frac{g_n \exp(-E_n / kT_{exc})}{Z(T)} \quad (1)$$

gdzie:

- A_{nm} – prawdopodobieństwo przejścia spontanicznego z stanu kwantowego n do niższego stanu m ,
- $h\nu_{nm}$ – energia wypromieniowanego kwantu,
- N – koncentracja emitera w stanie podstawowym,
- g_n – waga statystyczna stanu kwantowego n ,
- E_n – energia potrzebna do wzbudzenia emitera do stanu n ,
- k – stała Boltzmanna,
- T_{exc} – temperatura wzbudzenia elektronowego,
- $Z(T)$ – suma statystyczna wszystkich możliwych stanów kwantowych emitera.

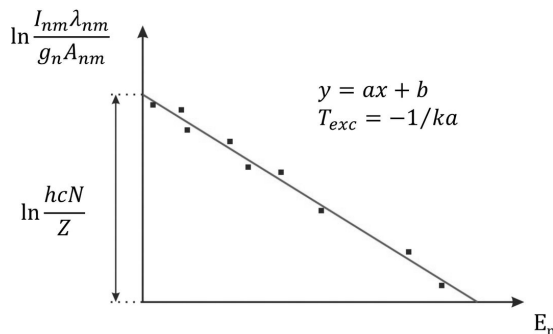
Równanie (1) ma postać tzw. wykresu Boltzmanna:

$$\ln \frac{I_{nm} \lambda_{nm}}{g_n A_{nm}} = \ln \frac{hcN}{Z(T)} - \frac{E_n}{kT_{exc}} \quad (2)$$

Dokonano podstawienia długość fali λ_{nm} zamiast częstotliwości emitowanego promieniowania ν_{nm} . Znając parametry linii emisyjnych g_n , A_{nm} , λ_{nm} , E_n oraz odczytane z widma ich natężenie I_{nm} , zależność (2) pozwala na wyznaczenie punktów pomiarowych, które posłużą do określenia temperatury wzbudzenia elektronowego. Jeżeli jest spełnione założenie o równowadze termodynamicznej, to wyznaczone punkty pomiarowe ułożą się wzdłuż prostej typu $y = ax + b$ (rys. 1), gdzie:

$$y = \ln \frac{I_{nm} \lambda_{nm}}{g_n A_{nm}}, \quad b = \ln \frac{hcN}{Z(T)}, \quad a = -\frac{1}{kT_{exc}}, \quad x = E_n \quad (3)$$

Metodą najmniejszych kwadratów można dopasować prostą do punktów pomiarowych. Szukana temperatura wzbudzenia elektronowego będzie odwrotnością iloczynu współczynnika kierunkowego a i stałej Boltzmanna k ze znakiem minus.



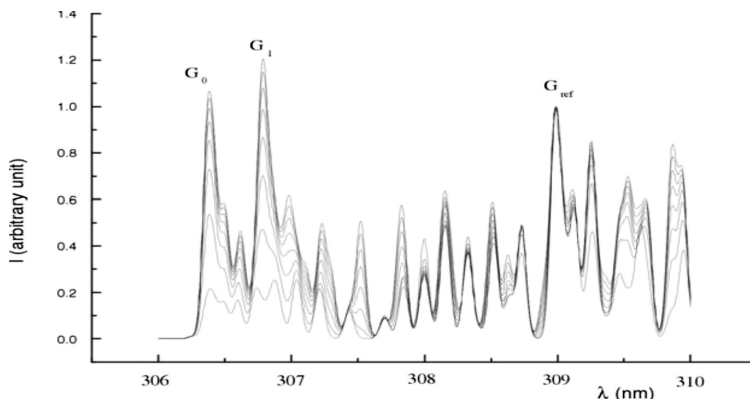
Rys. 1. Poglądowy wykres Boltzmanna

Fig. 1. Typical Boltzmann plot

1.2. Zasada pomiaru temperatury cząstek ciężkich plazmy

Temperatura cząstek ciężkich plazmy stanowi średnią wartość energii kinetycznej atomów i jonów w plazmie. Przyjmuje się, że temperatura rotacyjna rodnika OH jest równa temperaturze cząstek ciężkich plazmy [7, 13, 16].

W pracy Izarry [7] przedstawiono prostą metodę wyznaczania temperatury rotacyjnej z częściowo rozdzielonego pasma OH. Metoda ta polega na wyznaczeniu temperatury ze stosunków amplitud określonych struktur widmowych (G_0/G_{ref} , G_1/G_{ref}), będących kombinacjami różnych linii rotacyjnych. Amplitudy te zależą od zdolności rozdzielczej układu rejestrującego widmo, dlatego z obliczeń teoretycznych wykonanych przez Izarrę wyznaczone są stosunki tych amplitud w zależności od temperatury i poszerzenia aparaturowego (rys. 2). Na rysunku można zobaczyć, jak amplitudy charakterystycznych struktur G_0 i G_1 rosną z temperaturą rotacyjną rodnika OH.



Rys. 2. Obliczone widmo rotacyjne molekuly OH, zakres temperatury rotacyjnej 1000–8000 K, krok 1000 K, poszerzenie aparaturowe 0,1 nm [7]

Fig. 2. Plot of the synthetic UV OH spectrum for the rotational temperature varying from 1000–8000 K, in 1000 K steps (apparatus function width 0,1 nm), [7]

1.3. Zasada pomiaru koncentracji elektronów w plazmie

Dla koncentracji elektronów powyżej $5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ możliwe jest zaobserwowanie mierzalnego efektu Starka poszerzenia linii widmowych [5, 15]. Wielkość tego efektu jest proporcjonalna do koncentracji elektronów w plazmie. Linia wodoru H_β (486,13 nm) jest szczególnie czuła na działanie efektu Starka. Obserwując poszerzenie tej linii, pozwala na wyznaczenie koncentracji elektronów [5, 9, 16–18]. Znając wielkość efektu Starka $\Delta\lambda_S$, z teorii Gig-Card wynika prosta relacja na koncentrację elektronów n_e w plazmie [9]:

$$n_e = 10^{16} (\Delta\lambda_S)^{1,55} \quad (4)$$

Należy zaznaczyć, że obserwowany kształt i szerokość linii widmowych jest wynikiem działania kilku efektów. W ogólnym przypadku obserwowany profil linii jest opisywany funkcją Voigta. Funkcja ta jest złożeniem profilu Gaussa i profilu Lorentza. Profil Gaussa linii widmowej jest wynikiem działania efektu Dopplera oraz poszerzenia aparaturowego. Profil Lorentza jest tworzony przez efekt Starka i van der Waalsa oraz poszerzenie naturalne i rezonansowe. Relacje pomiędzy szerokością mierzoną w połowie wysokości funkcji Voigta $\Delta\lambda_V$, profilu Gaussa $\Delta\lambda_G$ i Lorentza $\Delta\lambda_L$, a także pomiędzy poszczególnymi efektami, są następujące [17, 18,]:

$$\begin{aligned} \Delta\lambda_V &= \frac{\Delta\lambda_L}{2} + \sqrt{\frac{\Delta\lambda_L^2}{4} + \Delta\lambda_G^2} \\ \Delta\lambda_L &= \Delta\lambda_W + \Delta\lambda_S + \Delta\lambda_N + \Delta\lambda_R \\ \Delta\lambda_G^2 &= \Delta\lambda_D^2 + \Delta\lambda_A^2 \end{aligned} \quad (5)$$

gdzie indeksy dolne oznaczają:

V – Voigta, L – Lorentza, G – Gaussa, W – van der Waalsa, S – Starka, N – naturalne, R – rezonansowe, D – Dopplerowskie, A – aparaturowe.

W celu wyznaczenia wielkości efektu Starka należy oszacować wartości poszczególnych efektów. Z powodu niewielkiego wpływu na obserwowaną szerokość linii emisyjnej w porównaniu z pozostałymi efektami, można pominąć wpływ poszerzenia naturalnego oraz rezonansowego [17, 18,].

Poszerzenie van der Waalsa wywołane jest zderzeniami emitera z neutralnymi cząsteczkami. Przyjmuje się, że w trakcie zderzeń pomiędzy emiterym a neutralną cząstką występują oddziaływania przyciągające, wynikające z indukowania się momentu dipolowego. W wyniku tych krótkozasięgowych oddziaływań przyciągających dochodzi do poszerzenia linii emisyjnych emitera. W plazmie argonowej dla linii wodoru H_β poszerzenie wynikające z efektu van der Waalsa można oszacować z zależności [15]:

$$\Delta\lambda_W = 6,48 \times 10^{-22} T^{0,3} N \quad (6)$$

gdzie:

T – temperatura cząstek ciężkich plazmy,

N – koncentracja cząstek w stanie podstawowym (dla przypadku gazu doskonałego $N = p/kT$, gdzie p – ciśnienie).

Poszerzenie dopplerowskie jest skutkiem termicznego ruchu emitera względem detektora. Uwzględniając założenie o rozkładzie Maxwella, możliwe jest otrzymanie wyrażenie na poszerzenie dopplerowskiego linii [15, 17]:

$$\Delta\lambda_D = 7,17 \times 10^{-7} \lambda_0 \sqrt{\frac{T}{m}} \quad (7)$$

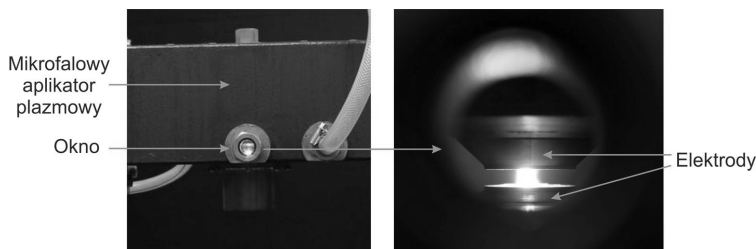
gdzie:

- λ_0 – długość fali,
- m – masa emitera wyrażona w jednostkach masy atomowej,
- T – temperatura cząstek ciężkich plazmy.

Poszerzenie aparaturowe $\Delta\lambda_A$ jest wynikiem niedoskonałości układu optycznego: skończonej rozdzielczości układu rejestrującego widmo, skończonej szerokości szczeliny wejściowej monochromatora, itp.

2. UKŁAD POMIAROWY

Układ pomiarowy użyty w badaniach zbudowany jest z standardowych elementów falowodowych WR 975. Długość fali o częstotliwości 915 MHz w falowodzie WR 975 wynosi 437,7 mm. W układzie pomiarowym można wyróżnić cztery zasadnicze części: układ generujący mikrofałe (magnetron z zasilaczem wysokiego napięcia i panelem sterującym, cyrkulator z dopasowanym obciążeniem), układ pomiaru mocy mikrofał (sprzęgacz kierunkowy połączony z miernikiem mocy mikrofał), układ generowania wyładowania mikrofalowego (mikrofalowy aplikator plazmy z ruchomym zwierakiem) oraz układ dostarczania gazu (regulator przepływu). Układ pomiaru mocy mikrofał pozwala na rzeczywisty pomiar mocy fali padającej P_I oraz mocy fali odbitej P_R . Wyładowanie mikrofalowe uzyskiwano w mikrofalowym aplikatorze plazmy typu rezonator wnękowy. We wnętrzu rezonansowej umieszczono dwie elektrody, między którymi następowało wyładowanie mikrofalowe. W ścianie mikrofalowego aplikatora plazmy znajdowało się okno, pozwalające na obserwacje wyładowania mikrofalowego (rys. 3).

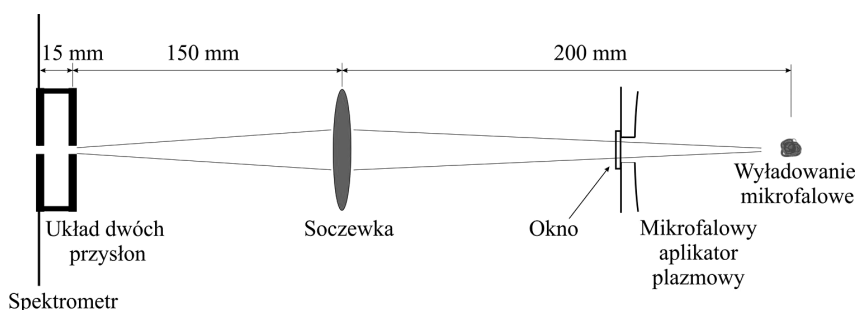


Rys. 3. Zdjęcie mikrofalowego aplikatora plazmy w czasie wyładowania mikrofalowego w argonie

Fig. 3. Photos of argon discharge in the microwave plasma source

Prostopadle do toru falowodowego na wysokości okna mikrofalowego aplikatora plazmy, w odległości 200 mm od środka wyładowania mikrofalowego, umieszczono symetryczną dwuwypukłą soczewkę kwarcową o ogniskowej 75 mm. Zadaniem tej soczewki było skupienie promieniowania emitowanego przez wyładowanie mikrofalowe na otworze pierwszej z dwóch nieprzezroczystych przesłon znajdujących się na szczelinie wejściowej spektrometru. Soczewka była oddalona od pierwszej przysłony o 120 mm, przesłony zaś od siebie o 15 mm i posiadały otwór kołowy o średnicy 1 mm. Zastosowanie przesłon miało na celu wprowadzenie do monochromatora jedynie równoległe biegnącej wiązki promieniowania. Widmo wyładowania mikrofalowego rejestrowano spektrometrem DK-480 (CVI) wyposażonym w siatki dyfrakcyjne 1200 i 3600 linii na mm oraz kamerę CCD SBIG model ST-6, z matrycą 242 na 750 pikseli.

Schemat układu optycznego użytego czasie badań przedstawiono na rysunku 4.



Rys. 4. Schemat układu optycznego

Fig. 4. The experimental setup used for the spectroscopic investigation

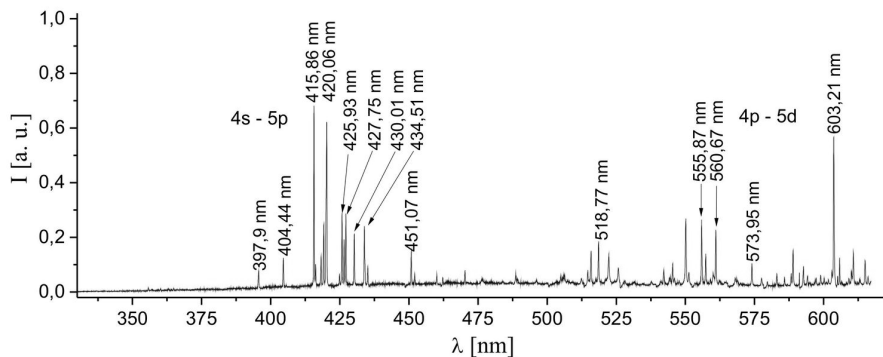
Do mikrofalowego aplikatora plazmy doprowadzano gaz roboczy pod ciśnieniem atmosferycznym przez układ dostarczania gazu. Natężenie przepływu ustalane było przez regulatory przepływu gazu typu Mass Flow Controller.

3. WYNIKI

Wykonano pomiary wyładowania mikrofalowego w argonie o natężeniu przepływu 200 l/min w funkcji absorbowanej mocy mikrofal. Rejestrowano zakres długości fali 300–600 nm.

Rysunek 5 przedstawia pomiary widma wyładowania mikrofalowego w argonie dla absorbowanej mocy mikrofal $P_A = 0,4$ kW. Wartość absorbowanej mocy mikrofal P_A została określona jako różnica mocy fali padającej P_I oraz mocy fali odbitej P_R .

W rejestrowanym zakresie długości fal obserwowano wyłącznie linie emisyjne argonu. Wykonując pomiary, zaobserwowano wzrost intensywności mierzonych linii emisyjnych ze wzrostem absorbowanej mocy mikrofal przez wyładowanie mikrofalowe.

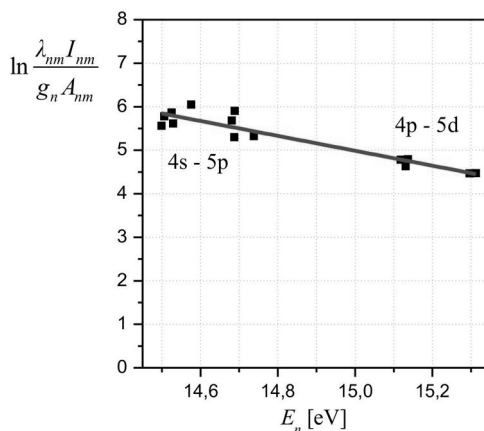


Rys. 5. Widmo wyładowania mikrofalowego w argonie, absorbowana moc mikrofal $P_A = 0,4$ kW

Fig. 5. Emission spectrum of argon plasma with selected argon 4p-4s and 5p-4s transition lines for Boltzmann-plot method, absorbed microwave power $P_A = 0,4$ kW

3.1. Pomiar temperatury wzbudzenia elektronowego

Do pomiaru temperatury wzbudzenia elektronowego w plazmie argonowej wybrano 14 linii argonu (rys. 5). Odpowiadają one przejściom elektronów pomiędzy konfiguracjami 5p-4s i 5d-4p. Listę wybranych linii argonu z parametrami spektroskopowymi g_n , A_{nm} , λ_{nm} , E_n zamieszczono w tabeli 1 [20].



Rys. 6. Wykres Boltzmana dla absorbowanej moc mikrofal $P_A = 0,4$ kW, uzyskana temperatura wzbudzenia elektronowego $T_{exc} = 0,58 \pm 0,06$ eV (6780 ± 710 K)

Fig. 6. Boltzmann plot for argon 4p-4s and 5p-4s transition lines ($P_A = 0,4$ kW), obtained electron excitation temperature $T_{exc} = 0,58 \pm 0,06$ eV (6780 ± 710 K)

Na rysunku 6 przedstawiono wykres Boltzmana dla wybranych linii argonu (tab. 1), absorbowana moc mikrofal 0,4 kW. Metodą najmniejszych kwadratów dopasowano prostą $y = ax + b$ do punktów na wykresie. Uzyskano temperaturę

wzbudzenia elektronowego $T_{exc} = 0,58 \pm 0,06$ eV (6780 ± 710 K). W badanym zakresie absorbowanych mocy mikrofal (0,2–0,6 kW) nie zaobserwowano większych zmian wartości temperatury wzbudzenia elektronowego. Średnia wartość temperatury wzbudzenia $0,59 \pm 0,06$ eV (6850 ± 710 K).

Tabela 1. Parametry spektroskopowe wybranych linii emisyjnych argonu użytych do wyznaczenia temperatury wzbudzenia elektronowego

Table 1. Spectroscopic parameters of argon lines for Boltzmann plot method

Lp.	λ_{nm} [nm]	Przejście kwantowe	A_{nm} [10^7 s ⁻¹]	g_n	E_n [eV]
1	394,9	4s - 5p	0,0333	3	14,69
2	404,44		0,0455	2	14,69
3	415,86		0,1400	5	14,53
4	420,06		0,0967	7	14,50
5	425,93		0,3980	1	14,74
6	427,75		0,0797	3	14,52
7	430,01		0,0377	5	14,51
8	434,51		0,0297	3	14,68
9	451,07		0,1180	1	14,58
10	518,77	4s - 5d	0,1380	5	15,30
11	555,87		0,1420	5	15,14
13	560,67		0,2200	3	15,12
14	573,95		0,0870	5	15,31
15	603,21		0,2460	9	15,13

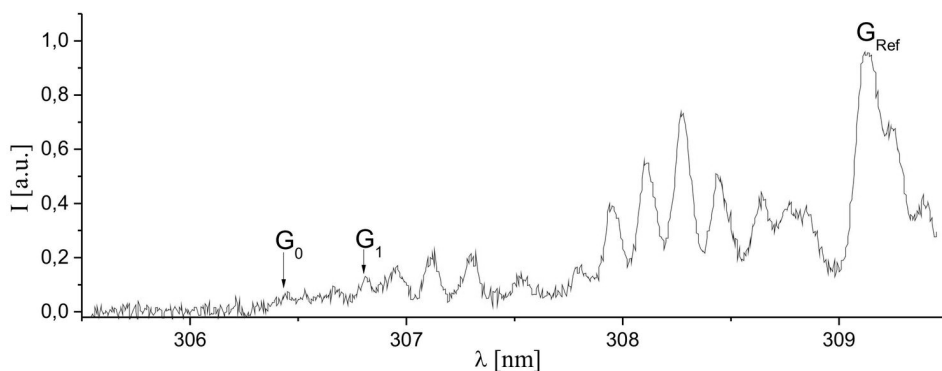
3.2. Pomiar temperatury cząstek ciężkich plazmy

Obserwowane widmo rotacyjne rodnika OH na rejestrowanym widmie było wynikiem pary wodnej znajdującej się w butli z argonem. Ze względu na niską intensywność widma tej cząsteczki pomiary wykonano, posługując się siatką o rozdzielczości 3600 l/mm. Rejestrowano zakres długości fal od 305,5 do 309,5 nm.

Na rysunku 7 przedstawiono przykład zmierzonego widma rotacyjnego rodnika OH ($P_A = 0,4$ kW). Zaznaczono na nim struktury widmowe, pozwalające na określenie temperatury rotacyjnej rodnika OH. Poszerzenie aparaturowe $\Delta\lambda_A$ wyznaczono, posługując się kalibracyjną niskociśnieniową lampą Hg-Ne. Przyjmuje się, że na obserwowany kształt linii widmowych takiej lampy ma główny wpływ jedynie poszerzenie aparaturowe $\Delta\lambda_A$. Dopasowanie profilu Gaussa do zmierzonej linii rtęci 435,84 nm pozwoliło na wyznaczenie poszerzenia aparaturowego $\Delta\lambda_A = 0,06$ nm.

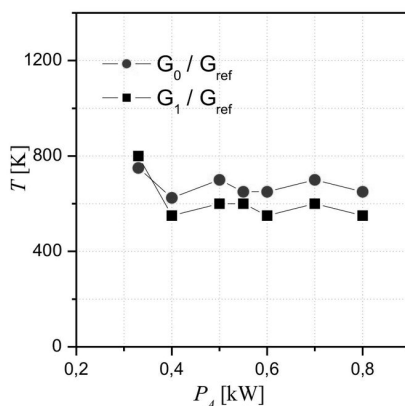
Wyznaczając stosunki amplitud określonych struktur widmowych (G_0/G_{ref} , G_1/G_{ref}) z tablic zamieszczonych w pracy Izarry [7], wyznaczono temperaturę cząstek ciężkich plazmy.

Rysunek 8 przedstawia uzyskane wartości temperatury cząstek ciężkich plazmy w funkcji absorbowanej mocy mikrofal. Otrzymany wykres pokazuje brak zależności pomiędzy temperaturą cząstek ciężkich plazmy a absorbowaną mocą mikrofal.



Rys. 7. Zmierzone widmo rotacyjne molekuly OH, absorbowana moc mikrofal $P_A = 0,4 \text{ kW}$

Fig. 7. Measured emission spectra of OH rotational band in argon plasma ($P_A = 0,4 \text{ kW}$)



Rys. 8. Zależność temperatury cząstek ciężkich plazmy od absorbowanej mocy mikrofal

Fig. 8. Measured rotational temperatures of OH radicals as a function of absorbed microwave power

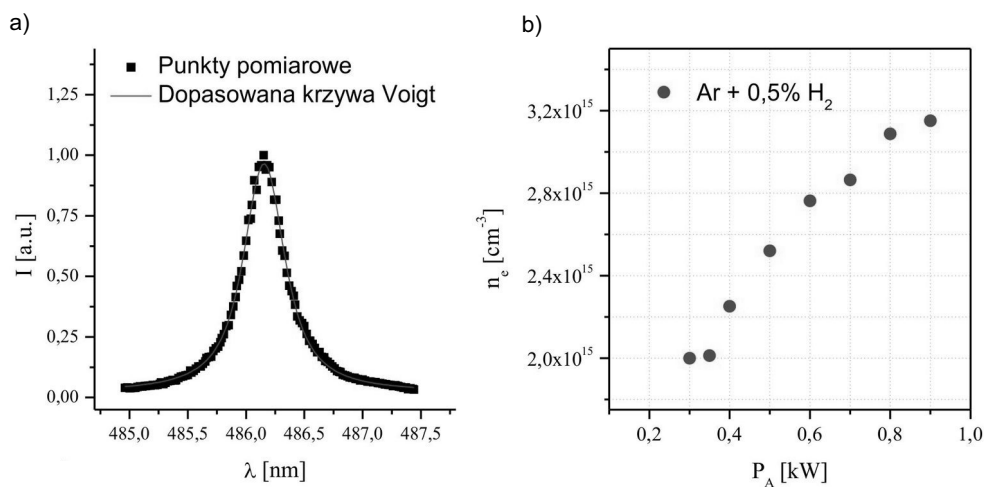
3.2. Pomiar koncentracji elektronów

Pomiar linii wodoru H_β pozwolił na wyznaczenie koncentracji elektronów w plazmie argonowej (siatka o rozdzielczości 1200 l/mm). Linię H_β obserwowano dzięki wprowadzaniu mieszaniny argonu z dodatkiem 0,5% wodoru w obszar

wyładowania. Poszerzenie aparaturowe wyznaczono, dopasowując profil Gaussa do dwóch linii rtęci 435,84 nm i 546,07 nm kalibracyjnej niskociśnieniowej lampy Hg-Ne. Uzyskano $\Delta\lambda_A = 0,134$ nm. Przyjęto, że temperatura cząstek ciężkich wynosi $T = 650$ K i nie zależy od absorbowanej mocy mikrofal (rys. 8). Zależności (6) i (7) pozwalają na oszacowanie efektu Dopplera i van der Waalsa dla linii H_β . Uzyskano $\Delta\lambda_W = 0,051$ nm i $\Delta\lambda_D = 0,002$ nm. Z równania (5) wyznaczono szerokość profilu Gaussa, $\Delta\lambda_G = 0,134$ nm. Wielkość ta nie zależy od absorbowanej mocy mikrofal.

Program Origin 8.0 pozwala na dopasowanie funkcji Voigta do zmierzonego profilu linii H_β . W programie tym istnieje możliwość ustawienia wartości szerokości profilu Gaussa w funkcji Voigta. Po dopasowaniu krzywej Voigta do punktów pomiarowych program zwraca szerokość profilu Lorentza $\Delta\lambda_L$. Różnica szerokość profilu Lorentza i efektu van der Waalsa będzie wielkością efektu Starka.

Na rysunku 9a) przedstawiono przykład dopasowania funkcji Voigta do zmierzonej linii H_β , absorbowana moc mikrofal $P_A = 0,4$ kW.



Rys. 9. Funkcja Voigta: a) przykład dopasowania funkcji Voigta do zmierzonej linii H_β , absorbowana moc mikrofal $P_A = 0,4$ kW, b) koncentracja elektronów w funkcji absorbowanej mocy mikrofal

Fig. 9. Voigt function: a) example of measured H_β line profile and the Voigt function fitted to the experimental points, absorbed microwave power $P_A = 0,4$ kW, b) electron density as a function of absorbed microwave power

Znając wielkość efektu Starka, równanie (4) pozwala na wyznaczenie koncentracji elektronów.

Na rysunku 9b) przedstawiono uzyskaną zależność koncentracji elektronów od absorbowanej mocy mikrofal. Otrzymany wykres pokazuje liniowy wzrost koncentracji elektronów, od 2 do $3,2 \times 10^{15}$ cm^3 , w funkcji absorbowanej mocy mikrofal od 0,3 do 0,9 kW.

PODSUMOWANIE

W powyższych badaniach wyładowania mikrofalowego w argonie nie zaobserwowano zmian temperatury wzbudzenia elektronowego oraz temperatury cząstek ciężkich plazmy (rys. 8) w funkcji absorbowanej mocy mikrofal. Z drugiej strony, wraz ze zwiększeniem absorbowanej mocy mikrofal przez wyładowanie obserwuje się wzrost natężenia rejestrowanych linii emisyjnych argonu. Jest on spowodowany znacznym wzrostem ilości swobodnych elektronów (rys. 9b), które zderzając się z atomami, powodują wzbudzenie coraz większej liczby atomów, a co za tym idzie, zwiększoną emisję promieniowania.

LITERATURA

1. Brablec A., Kapicka V., Sicha M., Klima M., Slavicek P. i in., *The High Pressure Torch Discharge Plasma Source for Working in the Liquid Environment*, International Symposium On High Pressure, Low Temperature Plasma Chemistry, Hakone VI, Cork, Ireland, 1998.
2. *Chemia plazmy niskotemperaturowej*, red. K. Orłoś, WTN, Warszawa 1983.
3. Czernichowski A., *Metody spektralne wyznaczania temperatury plazmy termicznej*, Postępy Fizyki, t. XV, z. 2, 1964.
4. Hong Y., Shin D., Lee S., Kim Y., Lee B. i in., *Generation of High-Power Torch Plasma by a 915-MHz Microwave System*, IEEE Transactions on Plasma Science, Vol. 39, 2011, No. 10.
5. Hrycak B., Jasiński M., Mizeraczyk J., *Spectroscopic investigations of microwave microplasmas in various gases at atmospheric pressure*, European Physical Journal D 60, 2010, s. 609–619.
6. Iza F., Hopwood J., *Split-Ring Resonator Microplasma: Microwave Model*, Plasma Impedance and Power Efficiency, Plasma Sources Science Technology, Vol. 14, 2005, s. 397–406.
7. Izarra Ch., *UV OH spectrum used as a molecular pyrometer*, Journal Physics D: Applied Physics Vol. 33, 2000, s. 1697–1704.
8. Janca J., Tesar C., *Spectral Diagnostics of Gliding High-Pressure Glow Discharges*, International Symposium On High Pressure, Low Temperature Plasma Chemistry, Hakone V, Milovy, Czech Republic, 1996.
9. Jasiński M., Mizeraczyk J., Zakrzewski Z., *In Proceedings of the XVth International Conference on Gas Discharges and their Applications*, Toulouse, France, 2004.
10. Kang J.G., Kim H.S., Ahn S.W., Uhm H.S., *Development of the RF Plasma Source at Atmospheric Pressure*, Surface & Coating Technology, Vol. 171, 2003, s. 144–148.
11. Kikuchi T., Hasegawa Y., Shirai H., *RF Microplasma Jet at Atmospheric Pressure: Characterization and Application to Thin Film Processing*, Journal Physics D: Applied Physics, Vol. 37, 2004, s. 1537–1543.
12. Kim J., Terashima K., *Microwave Excited Nonequilibrium Atmospheric Pressure Microplasmas for Polymer Surface Modification*, Proc. APSPT-4, 2005, s. 324–327.
13. Kopecki J., Kiesler D., Leins M., Schulz A., Walker M. i in., *Investigations of a high volume atmospheric plasma torch at 915 MHz*, Surface & Coatings Technology, Vol. 205, 2011, s. 342–346.
14. Kopecki J., Kiesler D., Leins M., Schulz A., Walker M. i in., *Investigations of a novel plasma torch at 915 MHz*, 36th EPS Conference on Plasma Physics Sofia, Bulgaria, June 29–July 3, 2009 ECA Vol. 33E, O-5.065, 2009.



15. Lazzaroni C., Chabert P., Rousseau A., Sadeghi N., *Sheath and electron density dynamics in normal and self-pulsing regime of a micro hollow cathode discharge in argon gas*, European Physical Journal D 60, 2010, s. 556–563.
16. Rabat H., Izarra Ch., *Check of OH rotational temperature using an interferometric method*, Journal Physics D: Applied Physics, Vol. 37, 2004, s. 2371–2375.
17. Sismanoglu B.N., Grigorov K.G., Caetano R., Rezende M.V.O., Hoyer Y.D., *Spectroscopic measurements and electrical diagnostic of microhollow cathode discharges in argon flow at atmospheric pressure*, European Physical Journal D 60, 2010, s. 505–516.
18. Sismanoglu B.N., Grigorov K.G., Santos R.A., Caetano R., Rezende M.V.O. i in., *Spectroscopic diagnostics and electric field measurements in the near-cathode region of an atmospheric pressure microplasma jet*, European Physical Journal D 60, 2010, s. 479–487.
19. Stonies R., Schermer S., Voges E., Broekaert J.A.C., *A New Small Microwave Plasma Torch*, Plasma Sources Science Technology, Vol. 13, 2004, s. 604–611.
Strony internetowe:
20. http://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/lines_form.html.

HIGH POWER MICROWAVE DISCHARGE IN ARGON (915 MHZ) AT ATMOSPHERIC PRESSURE

Summary

In this paper we present results of spectroscopic study of atmospheric pressure microwave argon plasma at high flow rate. The plasma was generated in resonant cavity type microwave plasma source operated at 915 MHz. The aim of research was determination of electron excitation temperature, plasma temperature and electron number density.