

INSTYTUT MASZYN PRZEPIYWOVYCH
POLSKIEJ AKADEMII NAUK

redakcja

PRACE
INSTYTUTU MASZYN
PRZEPIYWOVYCH

TRANSACTIONS
OF THE INSTITUTE OF FLUID-FLOW MACHINERY

65

WARSZAWA—POZNAŃ 1974

P A Ń S T W O W E W Y D A W N I C T W O N A U K O W E

PRACE INSTYTUTU MASZYN PRZEPŁYWOWYCH

poświęcone są publikacjom naukowym z zakresu teorii i badań doświadczalnych w dziedzinie mechaniki i termodynamiki przepływów, ze szczególnym uwzględnieniem problematyki maszyn przepływowych

*

THE TRANSACTIONS OF THE INSTITUTE OF FLUID-FLOW
MACHINERY

exist for the publication of theoretical and experimental investigations of all aspects of the mechanics and thermodynamics of fluid-flow with special reference to fluid-flow machinery

KOMITET REDAKCYJNY — EXECUTIVE EDITORS
KAZIMIERZ STELLER — REDAKTOR — EDITOR
JERZY KOŁODKO · JÓZEF ŚMIGIELSKI
ANDRZEJ ŻABICKI

REDAKCJA — EDITORIAL OFFICE

Instytut Maszyn Przepływowych PAN, 80-952 Gdańsk,
skr. pocztowa 621, ul. Gen. Józefa Fiszer 14, tel. 41-12-71

Copyright
by Państwowe Wydawnictwo Naukowe
Warszawa 1974

Printed in Poland

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE — ODDZIAŁ W POZNANIU

Nakład 400+90 egz.	Oddano do składania 31 V 1974 r.
Ark. wyd. 14. Ark. druk. 11.	Podpisano do druku 2 XII 1974 r.
Papier ilustrac. kl. V, 70 g 70×100 cm.	Druk ukończono w grudniu 1974 r.
Nr zam. 449/30.	F-15/1068. Cena zł 42,—

DRUKARNIA UNIwersytetu IM. A. MICKIEWICZA W POZNANIU

TADEUSZ KOPICZYŃSKI, ZENON ZAKRZEWSKI
VITĚSLAV VESELY

Gdańsk, Praga

Sonda elektrostatyczna w niskociśnieniowej, niskotemperaturowej plazmie

Część II. Pomiary prądu jonowego sondy cylindrycznej w plazmie wyładowania jarzeniowego*

Przedstawiono wyniki pomiarów znormalizowanego prądu jonowego sondy cylindrycznej. Stwierdzono występowanie maksimum prądu, którego nie przewidują istniejące teorie. Podano uproszczony model fizyczny mechanizmu zachodzących zjawisk.

Wykaz oznaczeń

E_z – osiowe natężenie pola elektrycznego,	T – temperatura gazu cząstek o maxwellovskim rozkładzie prędkości,
e – ładunek elektronu,	V – potencjał sondy,
I – prąd sondy,	V_s – potencjał plazmy,
I_{i0} – jonowy prąd odniesienia,	$V = kT/e$ – temperatura w voltach,
I_z – prąd wyładowania,	v – prędkość termiczna cząstek,
$i_i = I_i/I_{i0}$ – znormalizowany prąd jonowy,	λ – średnia długość drogi swobodnej,
$K = \lambda/r_p$ – liczba Knudsenowa,	$\lambda_D = (Ve/2\pi n e^2)^{1/2}$ – promień ekranowania (Debye'a),
k – stała Boltzmanna,	$\eta = (V - V_s)/V_e$ – znormalizowany potencjał sondy,
l_p – długość sondy,	μ – ruchliwość.
M – liczba masowa jonu,	
m_i – masa jonu,	
n – koncentracja ładunków,	
p – ciśnienie,	
R – promień rury do wyładowań,	
r_p – promień sondy,	
r_s – promień warstwy przysadowej,	

Indeksy

e – elektronów,
i – jonów,
f – przy potencjale pływania sondy.

1. Wprowadzenie

Od kilkadziesiąt lat sonda elektryczna jest jednym z podstawowych narzędzi diagnostycznych w fizyce plazmy. Ścisła interpretacja ilościowa wyników pomiarów sondą zawsze narażona była na wiele trudności. Teoria Bernsteina i Rabinowitza [1], której wy-

* Praca wykonana w ramach problemu resortowego PAN-19, grupa tematyczna 4.

niki zostały przedstawione przez Laframboise [2] w formie przydatnej do wykorzystania przez eksperymentatora, po raz pierwszy umożliwiając taką interpretację (por. pierwszą część tego artykułu [3]). Powyższa teoria dotyczy granicznego przypadku sondy w niskociśnieniowej plazmie, gdy drogi swobodne naładowanych cząstek są bardzo duże w porównaniu z promieniem sondy oraz promieniem Debye'a. W praktyce spełnienie tych warunków nie zawsze jest możliwe.

Wyniki Laframboise'a mogą stanowić podstawę metody interpretacji pomiarów sondą, dającej w rezultacie bezwzględną wartość koncentracji elektronów. Ażeby jednak taka metoda stała się wiarygodnym narzędziem w codziennej praktyce laboratoryjnej, konieczne jest spełnienie pewnych określonych warunków. Przede wszystkim potrzebna jest eksperymentalna weryfikacja wyników teorii przeprowadzona w niskociśnieniowej plazmie. Ponadto pożądanym jest doświadczalne sprawdzenie wpływu zderzeń cząstek naładowanych z neutralnymi na wyniki pomiarów. To ostatnie umożliwiłoby określenie granic stosowności metody i, ewentualnie, odpowiednią modyfikację sposobów interpretacji wyników pomiarów wykonywanych w warunkach występowania zderzeń.

W ostatnich latach podejmowano szereg prób eksperymentalnej weryfikacji teoretycznych wyników Laframboise'a. Praktycznie wszystkie opublikowane rezultaty otrzymano [4 - 9] z pomiarów w szybko poruszającym się względem sondy, słabo zjonizowanym gazie. We wszystkich wymienionych przypadkach uzyskano zgodność wyników doświadczeń z teorią w zakresie dużych wartości stosunku r_p/λ_D ($r_p/\lambda_D > 3$). Jednocześnie stwierdzono, że prąd sondy jest znacznie większy od przewidywanego w zakresie występowania ruchów orbitalnych jonów ($r_p/\lambda_D \lesssim 3$). Jak wykazał Jakubowski [8] efekt ten jest wynikiem jednoczesnego występowania zderzeń jon - cząsteczka neutralna i przepływu plazmy z prędkościami dużymi w porównaniu z prędkością termiczną jonów. Opisane zjawisko silnie zależy od orientacji osi sondy względem kierunku przepływu (*alignd probe effect* [8]) i w pewnych warunkach może również powodować objawy wpływu skończonej smukłości l_p/r_p sondy (*end effect* [9]). Jakubowski wykazał również, że uwzględnienie tego zjawiska przy interpretacji wyników pomiarów prowadzi do potwierdzenia teorii Laframboise'a dla dowolnych wartości r_p/λ_D . Nie jest jasne [8, 9] czy zderzenia jon - jon mogą powodować podobne efekty.

Wymienione prace dotyczące eksperymentalnej weryfikacji teorii Laframboise'a posiadają kilka wspólnych cech. Wszystkie prowadzone były w warunkach przepływu plazmy, co nie odpowiada założeniom teorii. Drogi swobodne jonów dla zderzeń jon - jon były krótkie w porównaniu z rozmiarami sondy. Obróbkę wyników pomiarów dla porównania z przewidywaniami Laframboise'a prowadzono na ogół metodą zazębiania (*bootstrap procedure* [8]). Nie można wykluczyć, że ta metoda w pewnych warunkach powoduje zatarcie części informacji istotnych dla prowadzonej weryfikacji.

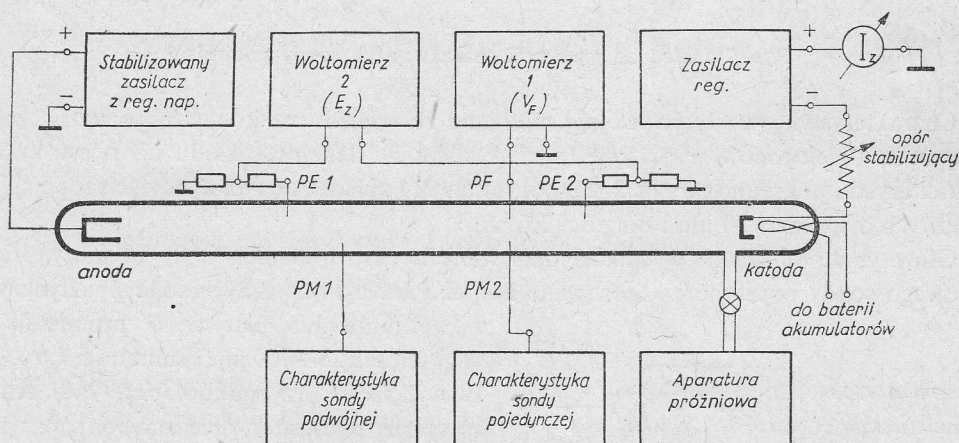
Celem tego artykułu jest przedstawienie podobnego porównania dla prądu jonowego sondy cylindrycznej w plazmie wyładowania jarzeniowego w obszarze dyfuzyjnym. W takiej plazmie nie udaje się na ogół zrealizować w pełni warunków odpowiadających założeniom teorii. Niemniej jednak można wyeliminować niektóre wątpliwości związane z pomiarami w przepływającej plazmie. Autorem tej pracy nie jest znany żaden opis podobnej weryfikacji.

Wysiłki w kierunku uzyskania eksperymentalnego potwierdzenia teoretycznych wy-

ników Laframboise'a mają znaczenie nie tylko poznawcze. Posługiwanie się bezpośrednio tymi wynikami może w niektórych warunkach prowadzić do wyznaczenia wartości koncentracji elektronów wielokrotnie różniących się od rzeczywistych. Ten fakt, w połączeniu z ubóstwem danych literaturowych, stał się głównym motywem podjęcia przedstawionych tu badań. Prace nad stosowaniem sondy w pomiarach parametrów plazmy wyładowania mają tym istotniejsze znaczenie, że ten rodzaj plazmy bardzo często stanowi obiekt badań laboratoryjnych.

2. Aparatura pomiarowa

Pomiary wykonywano w plazmie wyładowania jarzeniowego. Uproszczony schemat blokowy układu pomiarowego jest przedstawiony na rys. 1. Wyładowanie zachodziło w rurze szklanej o promieniu $R=2,75$ cm i długości ok. 150 cm, z cylindryczną anodą oraz cylindryczną podgrzewaną katodą. Gazem roboczym był hel. Aparatura próżniowa umożliwiała uzyskanie ciśnienia początkowego (przed napełnieniem rury gazem) niższego niż 10^{-5} Tr. Ciśnienie p helu zmieniało się w granicach od kilkudziesięciu mTr do ok. 1 Tr, prąd wyładowania — od kilkudziesięciu mA do ok. 750 mA. Zastosowano specjalny układ zasilania rury do wyładowań, złożony z regulowanego zasilacza o stabilizowanym napięciu po stronie anody oraz regulowanego zasilacza z oporem stabilizującym prąd po stronie katody. Takie niekonwencjonalne rozwiązanie umożliwia ustalenie potencjału plazmy w miejscu umieszczenia sond pomiarowych na dowolnym poziomie przy zachowaniu niezależnej regulacji prądu wyładowania. Możliwość ustalenia potencjału plazmy



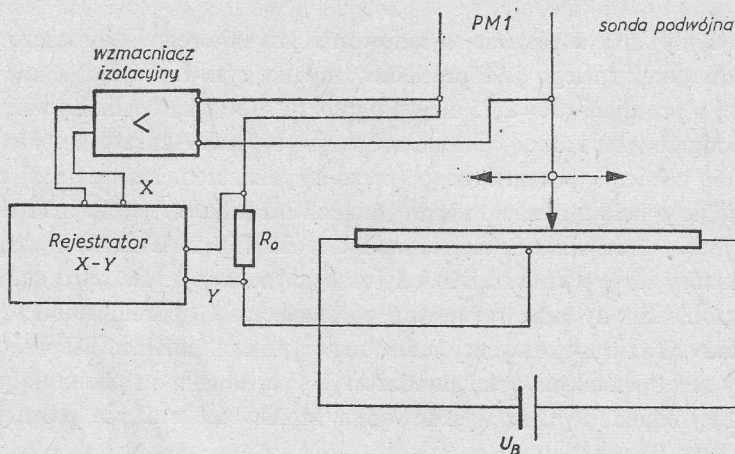
Rys. 1. Uproszczony schemat blokowy aparatury pomiarowej

w otoczeniu sond równego w przybliżeniu potencjałowi ziemi jest konieczna ze względu na ograniczenie napięć stałych na wejściu stosowanych mierników (elementy półprzewodnikowe). Do kontroli wartości tego potencjału służy woltomierz (I), wskazujący potencjał pływania sondy PF.

W trakcie eksperymentów mierzy się ciśnienie robocze helu p , prąd wyładowania I_z , natężenie osiowego pola elektrycznego E_z , charakterystykę sondy podwójnej oraz charakterystyki sond pojedynczych.

Bezpośrednich odczytów wartości ciśnienia helu dokonywano ze skali manometrów: oporowego i stałoporowego w zakresie $10^{-2} \div 1$ Tr. Wskazania tych przyrządów były kontrolowane w sposób systematyczny za pomocą bezwzględnego manometru olejowego metodą dzielnika objętościowego.

Dla wyznaczenia natężenia pola E_z wykorzystano pomiar różnicy potencjałów pływania sond $PE1$ i $PE2$, umieszczonych na tej samej tworzącej ściany rury we wzajemnej odległości 100 cm. Dzięki zastosowaniu wysokooporowych dzielników o podziale 100 : 1, na skali woltomierza (2) odczytuje się bezpośrednio wartość E_z w V/cm.

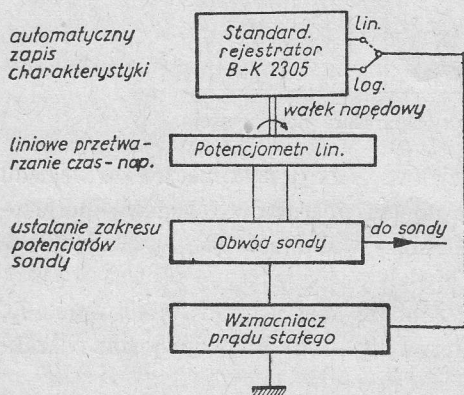


Rys. 2 Układ do rejestracji charakterystyk sondy podwójnej

Charakterystykę sondy podwójnej mierzono ze względu na konieczność wyznaczenia temperatury elektronów w plazmie (por. rozdział 5). Schemat układu do rejestrowania charakterystyki pokazano na rys. 2. Zespół sond $PM1$ składał się z platynowych sond cylindrycznych o średnicy 50 μm i długości 3,6 mm.

Głównymi pomiarami w trakcie opisywanych eksperymentów były pomiary prądu jonowego sondy pojedynczej. Stosowano zespół $PM2$ cylindrycznych sond pojedynczych

z wolframu lub platyny o promieniu r_p w granicach $25 \div 750 \mu\text{m}$ i smukłości $l_p/r_p > 35$ (w większości przypadków $l_p/r_p > 100$). Automatyczny rejestrator, przedstawiony na rys. 3 umożliwia szybki zapis wybranego odcinka charakterystyki sondy we współrzędnych liniowych lub liniowo-logarytmicznych.



Rys. 3. Automatyczny rejestrator charakterystyk sondy pojedynczej

3. Plazma wyładowania

W opisywanych warunkach eksperymentalnych charakter zjawisk zachodzących w plazmie wyładowania jest zdeterminowany przez ambipolarną dyfuzję i można stosować model Schottky'ego-von Engela [10]. Pozwala to obliczyć koncentrację elektronów n_0 na osi rury gdy znane są: promień R rury do wyładowań, ciśnienie gazu p , natężenie osiowego pola elektrycznego E_z oraz prąd wyładowania I_z . Wszystkie wymienione wielkości mogą być mierzone w trakcie eksperymentów.

Gdy temperatura i ruchliwość elektronów są stałe w całej objętości plazmy, to prąd wyładowania

$$I_z = \int_0^R 2\pi r n(r) e \mu_e E_z dr, \quad (3.1)$$

gdzie r jest współrzędną promieniową, a $n(r)/n_0$ jest promieniowym rozkładem koncentracji.

Wzór (3.1) można zapisać w postaci

$$I_z = 2\pi R^2 C_r \mu_e E_z e n_0, \quad (3.2)$$

gdzie

$$C_r = \frac{1}{R^2} \int_0^R \frac{n(r)}{n_0} \cdot r dr \quad (3.3)$$

jest współczynnikiem kształtu zależnym od promieniowego rozkładu koncentracji elektronów.

W wyładowaniu jarzeniowym w obszarze dyfuzyjnym [10]:

$$n(r) \cong n_0 J_0(2,4r/R), \quad (3.4)$$

gdzie J_0 jest funkcją Bessela zerowego rzędu pierwszego rodzaju. Przybliżając (3.4) przez rozkład paraboliczny lub cosinusoidalny otrzymuje się wartość C_r równą odpowiednio 0,50 i 0,46. Z dostateczną dla potrzeb praktycznych dokładnością można przyjąć $C_r = 0,5$. Wówczas koncentracja elektronów na osi wyładowania jarzeniowego jest równa

$$n_0 = \frac{1}{\pi e R^2} \frac{I_z}{\mu_e E_z}. \quad (3.5)$$

Znając ruchliwość elektronów można n_0 wyznaczyć w funkcji danych doświadczalnych.

Ruchliwość elektronów w helu można, opierając się na wynikach eksperymentalnych Phelps'a i in. [11], aproksymować wzorem

$$\mu_e \cong 0,8 \cdot 10^6 p^{-1}. \quad (3.6)$$

Wzór obowiązuje dla $2 \lesssim E_z/p \lesssim 50$, a jednostkami są $\text{cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$ i Tr. Koncentracja elektronów na osi wyładowania w helu jest więc równa

$$n_0 \cong 4,9 \cdot 10^{12} \frac{p I_z}{R^2 E_z}, \quad (3.7)$$

przy czym jednostkami są cm^{-3} , Tr, A, cm i V/cm.

Poza wymienionymi obszarami E_z/p koncentrację można obliczyć z wzoru (3.5), gdy znana jest wartość μ_e .

Dla oceny wpływu zdarzeń na jonowy prąd sondy potrzebna jest znajomość długości średniej drogi swobodnej jonów λ_i . Tę wielkość obliczono z danych eksperymentalnych [12, 13] dotyczących ruchliwości jonów, zakładając spełnienie związku

$$\lambda_i = \frac{m_i}{e} \cdot \bar{v}_i \cdot \mu_i. \quad (3.8)$$

W zakresie małych wartości zredukowanego natężenia pola elektrycznego ($E_z/p \lesssim 10$) ruchliwość nie zależy od E_z/p i dla $T_i \cong 300^\circ\text{K}$ otrzymuje się

$$\lambda_i \cong 2,9 M^{\frac{1}{2}} \cdot \mu_{i0} \cdot p^{-1}, \quad (3.9)$$

gdzie M jest liczbą masową jonu, μ_{i0} — ruchliwością dla ciśnienia $p=1$ Tr i temperatury $T_i=273^\circ\text{K}$, a jednostkami są μm , $\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$, Tr.

Uwzględniając mierzone wartości μ_{i0} według McDaniel'a [12] otrzymuje się dla helu

$$\lambda_i \cong 60/p [\mu\text{m}], \quad (3.10)$$

gdzie p jest ciśnieniem w Tr.

4. Model teoretyczny

Pole elektryczne w otoczeniu sondy o potencjale znacznie niższym od potencjału plazmy powoduje przyciąganie jonów i odpychanie praktycznie wszystkich elektronów. W obwodzie sondy płynie jonowy prąd nasycenia. Ładunek przestrzenny w bezpośrednim otoczeniu sondy jest dodatni, a potencjał gwałtownie maleje ze wzrostem odległości od powierzchni sondy. Ten obszar, o wyraźnie zaznaczonej granicy, nosi nazwę warstwy przysondowej. Poza tą warstwą pole elektryczne jest słabe, lecz powoduje przyciąganie jonów do sondy [2].

Główne wyniki obliczeń Laframboise'a prądu jonowego sondy można przedstawić podając znormalizowany prąd

$$i_i = I_i/I_{i0}, \quad (4.1)$$

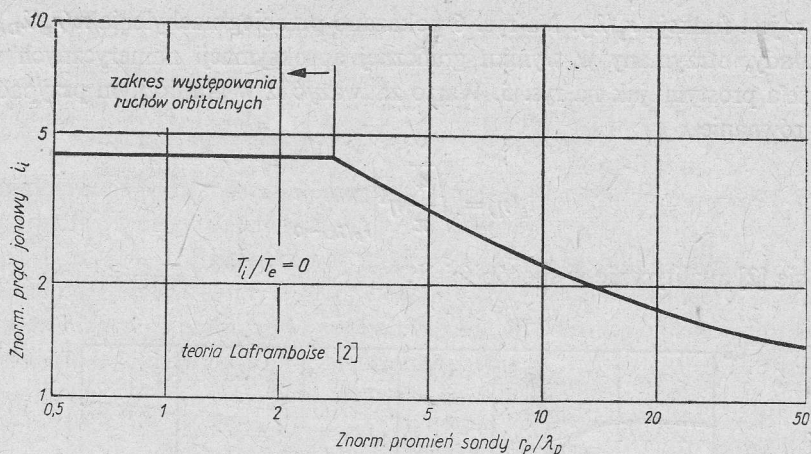
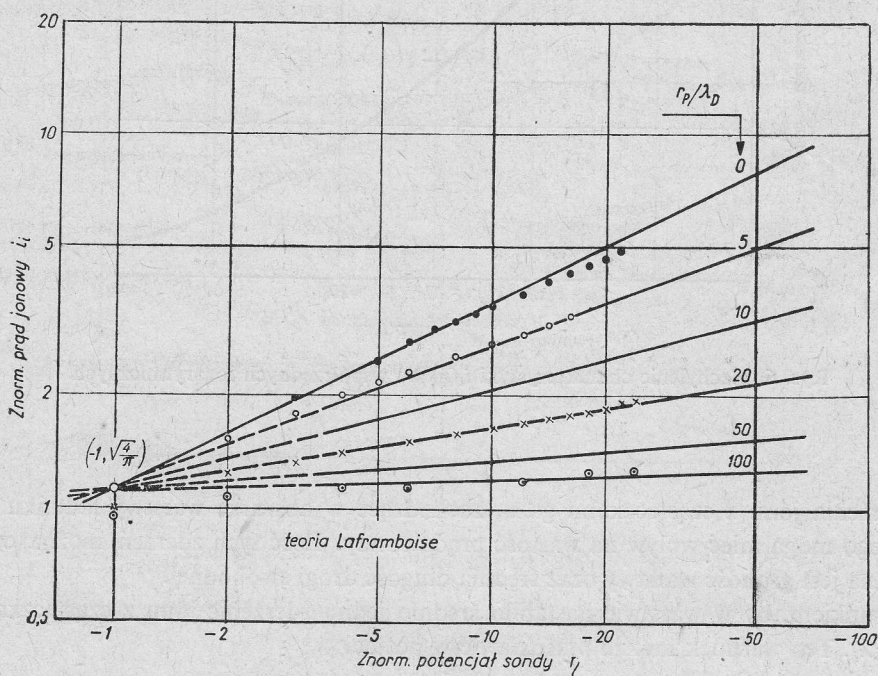
gdzie

$$I_{i0} = 2\pi r_p l_p e \left(\frac{kT_e}{2\pi m_i} \right)^{1/2} \cdot n_e \quad (4.2)$$

jest prądem odniesienia (por. [3]).

Prąd (4.1) jest funkcją znormalizowanego potencjału sondy $\eta = (V - V_s)/V_e$, stosunku temperatur T_i/T_e jonów i elektronów oraz znormalizowanego promienia sondy r_p/λ_D . Gdy $T_i/T_e \ll 1$, to prąd i_i nie zależy od wartości T_i/T_e .

Rysunki 4 i 5 przedstawiają przykłady zależności i_i odpowiednio od promienia r_p/λ_D i od potencjału η sondy, według teorii Laframboise'a. Nasycenie prądu jonowego sondy dla małych wartości r_p/λ_D ($r_p/\lambda_D \lesssim 3$) jest związane z występowaniem tzw. ruchów orbital-

Rys. 4. Znormalizowany prąd jonowy sondy w funkcji r_p/λ_D Rys. 5. Znormalizowane charakterystyki sondy cylindrycznej $i_i(\eta)(r_p/\lambda_D = \text{const})$; $T_i/T_e = 0$

nych jonów w warstwie przysondowej. W ich wyniku jon, który wszedł do warstwy, może z niej wyjść nie osiągnąwszy powierzchni sondy.

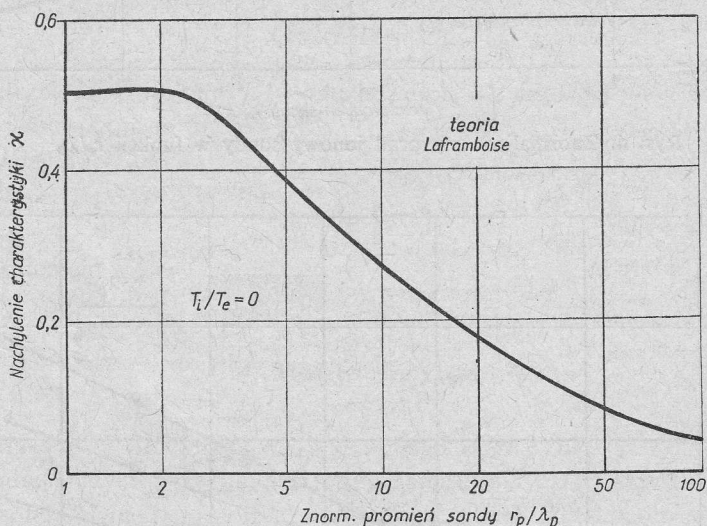
Jak widać z rys. 5, dla dostatecznie dużych ujemnych potencjałów polaryzacji, teoretyczną charakterystykę sondy można aproksymować wyrażeniem

$$i_i(\eta) = i_{i1} \eta^{\kappa} = \sqrt{\frac{4}{\pi}} \eta^{\kappa}, \quad (4.3)$$

przy czym κ jest funkcją r_p/λ_D . Na rys. 6 pokazano przebieg nachylenia $\kappa(r_p/\lambda_D)$ charakterystyki sondy, otrzymany w wyniku graficznej aproksymacji numerycznych wyników Laframboise'a prostymi jak na rys. 5. Warto zauważyć iż w granicznym przypadku cienkiej sondy równanie

$$i_i(\eta) = \sqrt{\frac{4}{\pi}} \eta^{\frac{1}{2}} \Big|_{r_p/\lambda_D \rightarrow 0} \quad (4.4)$$

otrzymuje się [2] analitycznie w sposób ścisły.



Rys. 6. Nachylenie charakterystyki $i_i(\eta)$ we współrzędnych logarytmicznych

Zderzenia jonu z cząsteczkami gazu, zachodzące w obszarze warstwy ładunku przestrzennego mogą mieć wpływ na wartość prądu sondy. Ilość tych zderzeń można ocenić, gdy znana jest grubość warstwy oraz średnia długość drogi swobodnej.

Warunkiem, by w warstwie nastąpiło średnio jedno zderzenie jonu z cząsteczką, jest $r_s - r_p = \lambda_i$. Ten warunek można przedstawić w postaci

$$\left(\frac{\lambda_D}{\lambda_i}\right)^{-1} = \frac{r_s}{\lambda_D} - \frac{r_p}{\lambda_D} \quad (4.5)$$

lub

$$K_i + 1 = \frac{r_s}{r_p}. \quad (4.6)$$

Wyrażenia (4.5) i (4.6) zawierają bezwymiarowe parametry, ułatwiające uogólnienie wniosków wypływających z prowadzonej weryfikacji.

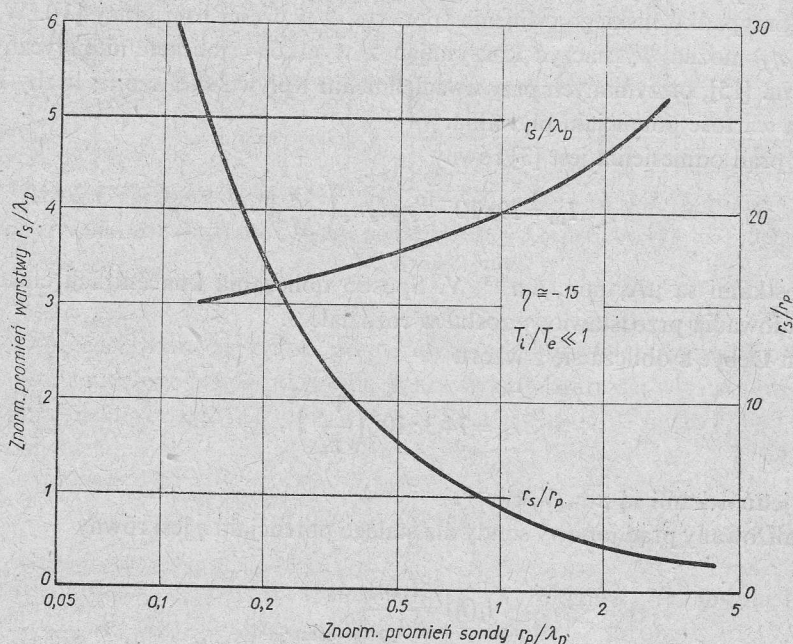
Promień r_s warstwy ładunku można obliczyć z równania podanego przez Jakubow-

skiego (por. [8], wz. 7). To równanie można przedstawić w postaci dogodniejszej dla obliczeń:

$$\frac{r_s}{r_p} \left(\frac{r_s}{r_p} + 1 \right) \ln \left(1 + 2 \frac{r_s}{r_p} \right) = \frac{\pi}{4} \eta \left(1 + \frac{2}{3\eta} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{r_p}{\lambda_D} \right)^{-2}. \quad (4.7)$$

Równanie wymaga rozwiązywania metodami numerycznymi. Przykładowe wyniki, dla stałego znormalizowanego potencjału sondy, przedstawia rys. 7.

Talbot i in. [14, 15] przedstawili model fizyczny i wyniki obliczeń numerycznych dotyczące jonowego prądu sondy w przejściowym zakresie ciśnień. Ta teoria przewiduje monotoniczne zmniejszanie prądu ze wzrostem ciśnienia od wartości określonej przez Laframboise'a do wartości określonych przez teorię dyfuzyjną.



Rys. 7. Promień warstwy ładunku przestrzennego otaczającego sondę

5. Wyniki pomiarów

Celem przeprowadzonych pomiarów było sprawdzenie przydatności wyników teorii sondy w niskociśnieniowej plazmie dla diagnostyki plazmy wyładowania jarzeniowego w obszarze dyfuzyjnym. Weryfikacja obejmowała obszar jonowego prądu nasycenia sondy. Dla zapewnienia możliwości bezpośredniego porównania z wynikami teorii, przedstawionymi w rozdziale 4, najbardziej celowe było wyznaczenie zależności $i_i(r_p/\lambda_D)$, $i_i(\eta)$ oraz $\kappa(r_p/\lambda_D)$. Dodatkowo wyznaczono średnią długość λ drogi swobodnej jonów dla zderzeń z cząsteczkami neutralnymi. Dokonywano również oceny wartości promienia r_s warstwy ładunku przestrzennego w otoczeniu sondy. Te dwa ostatnie wyniki umożliwiają ilościowy opis wpływu zderzeń jon—cząsteczka neutralna na prąd sondy.

W trakcie eksperymentu mierzono: ciśnienie gazu p , prąd wyładowania I_z , natężenie osiowego pola elektrycznego E_z , temperaturę elektronów V_e oraz charakterystykę sondy $I(V-V_f)$ w zakresie potencjałów $V-V_f < 0$. Znajomość tych danych pozwala obliczyć szereg wielkości potrzebnych dla przeprowadzenia zaplanowanych porównań. Sposób wyznaczania tych wielkości omówiony jest niżej.

Średnią długość drogi swobodnej λ_i jonów można obliczyć korzystając z wzoru (3.10), znając ciśnienia gazu.

Różnica potencjałów sondy i plazmy jest równa

$$V - V_s = V - V_f - \eta_f V_e. \quad (5.1)$$

Wartość $(V - V_f)$ znana jest z pomiaru, natomiast wartość η_f dana jest z teorii Laframboise'a dla przypadku niskiego ciśnienia (por. rys. 9 w części I tej pracy [3]). W ogólnym przypadku η_f można wyznaczyć korzystając z wyników obliczeń numerycznych Kirchhoffa i in. [15], otrzymanych przy uwzględnieniu wpływu skończonej liczby Knudsen

$K_t = \lambda_i / r_p$ na wartość potencjału pływania.

Jonowy prąd odniesienia jest [3] równy

$$I_{i0} = 39 \cdot 10^{-10} r_p l_p n_e \left(\frac{V_e}{M} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (5.2)$$

gdzie jednostkami są μA , mm, cm^{-3} , V. Sposób obliczania koncentracji elektronów n_e na osi wyładowania przedstawiony został w rozdziale 3.

Promień Debye'a oblicza się z wzoru

$$\lambda_D = 74,3 \cdot 10^5 \left(\frac{V_e}{n_e} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (5.3)$$

przy czym jednostkami są μm , V, cm^{-3} .

Znormalizowany prąd jonowy sondy dla stałego potencjału η jest równy

$$i_i(\eta) = \frac{I_i(\eta)}{I_{i0}} \bigg|_{\eta = \text{const}}. \quad (5.4)$$

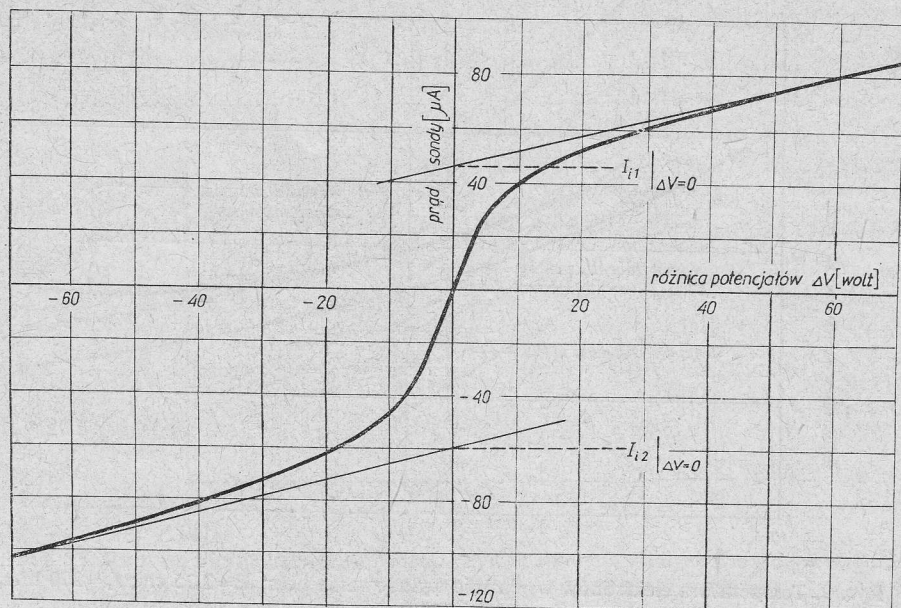
W dalszym ciągu pracy dla prostoty zapisu opuszczono oznaczenie zależności i_i oraz I_i od η .

Na rys. 8 przedstawiony jest typowy zapis charakterystyki sondy podwójnej oraz sposób wyznaczania wielkości, umożliwiających obliczenie temperatury elektronów

$$V_e = \left\{ \frac{I_{i1} I_{i2}}{I_{i1} + I_{i2}} \left[\frac{\partial I}{\partial (\Delta V)} \right]^{-1} \right\}_{\Delta V=0}. \quad (5.5)$$

W wzorze (5.5) I jest prądem w zewnętrznym obwodzie sond, a ΔV różnicą potencjałów między sondami.

Pomiar temperatury wykonywano za pomocą sondy podwójnej z dwóch powodów. Taka sonda słabo zaburza plazmę, gdyż maksymalny prąd nie przekracza wartości jonowego prądu nasycenia. Ponadto wpływ zderzeń jon—cząsteczka neutralna na pomiar temperatury można [15] w tym przypadku zaniedbać.



Rys. 8. Typowy zapis charakterystyki sondy podwójnej ($I_p = 3,6$ mm, $r_p = 25$ μ m); hel, $R = 2,75$ cm
 $p = 1$ Tr, $I_e = 200$ mA

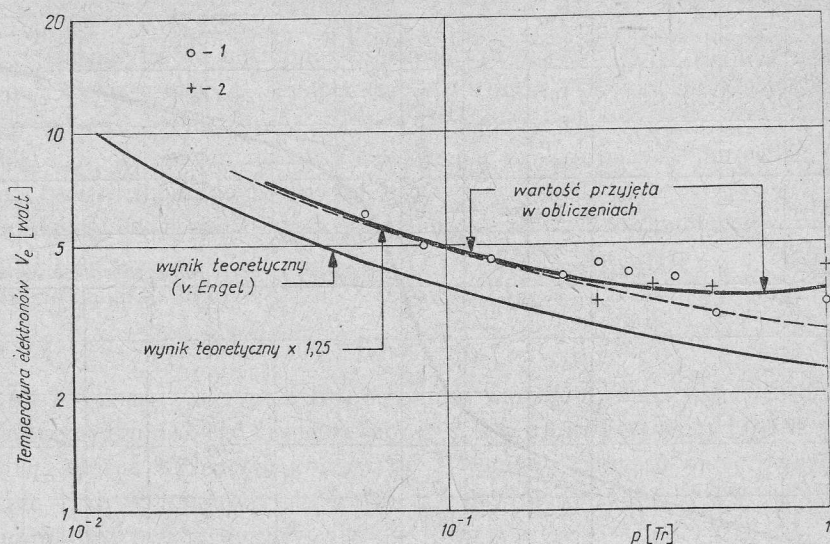
Na rys. 9 przedstawione są wyniki pomiarów temperatury elektronów. Kółkami oznaczono wartości zmierzone sondą podwójną, a krzyżykami wartości wyznaczone z pomiaru natężenia pola elektrycznego E_z . Jak wykazał Sheffield [16], między V_e i E_z istnieje jednoznaczna zależność

$$V_e = (1,97 \pm 0,7) \left(\frac{E_z}{p} \right)^{\frac{2}{3}} \quad (5.6)$$

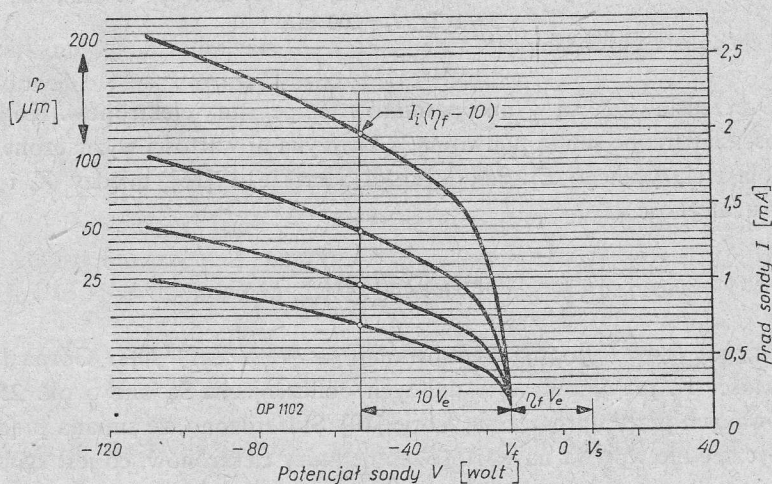
w przypadku, gdy $2,4 < E_z/p < 6,5$. Jednostkami są: V, V·cm⁻¹, Tr. Górna linia ciągła oznacza wartości V_e przyjmowane w dalszych obliczeniach. Są one o ok. 25% wyższe od przewidywanych przez uproszczoną teorię [10]. Stwierdzono, że zmiana prądu wyładowania praktycznie nie wpływa na wartość temperatury elektronów, co jest zgodne z przewidywaniami teorii.

Na rys. 10 przedstawiony jest typowy zapis rodziny charakterystyk pojedynczych sond cylindrycznych w zakresie potencjałów $V \leq V_f$. Na tym samym rysunku pokazano sposób wyznaczania potencjału plazmy V_s oraz prądu jonowego sondy $I_i(\eta_f - 10)$.

Rodzinę znormalizowanych charakterystyk sondy w zakresie jonowego prądu nasycenia dla ustalonych warunków wyładowania przedstawia rys. 11. Dla porównania na tym samym rysunku naniesiono odpowiednie rezultaty niskociśnieniowej teorii. Widać wyraźnie, że rozbieżności między wynikami teoretycznymi i eksperymentalnymi są duże. Przede wszystkim nachylenie charakterystyki nie zmienia się w sposób monotoniczny. Nie występuje również ograniczenie od góry wartości i_i dla małych r_p/λ_D ($r_p/\lambda_D \lesssim 3$). Takie rezultaty otrzymywano w całym zakresie parametrów plazmy będącej obiektem pomiarów.



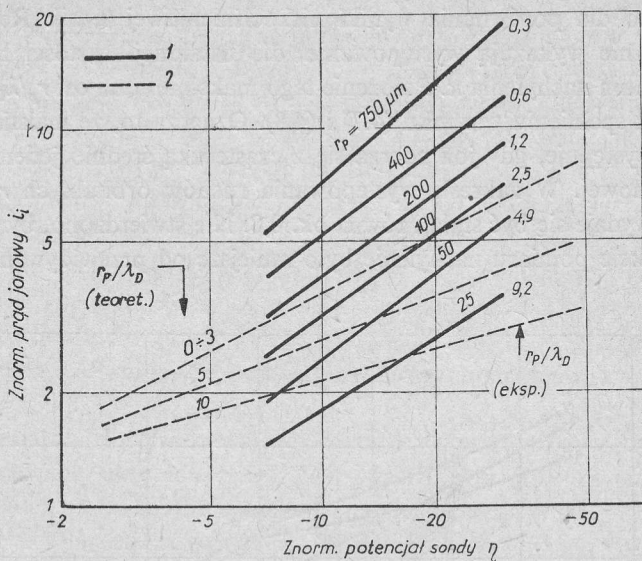
Rys. 9. Temperatura elektronów w plazmie wyładowania helu; $R=2,75$ cm, $I_z=200$ mA,
1 – pomiar sondą podwójną, 2 – z pomiaru E_z



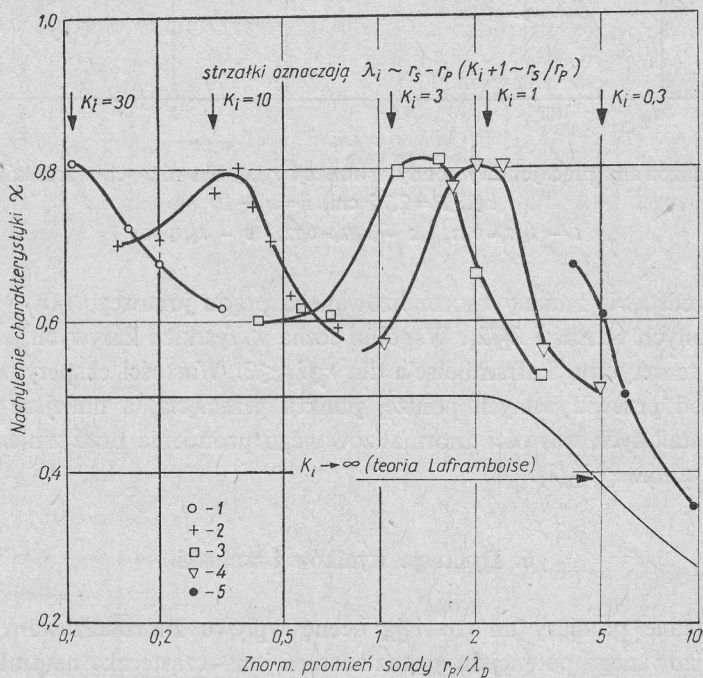
Rys. 10. Typowy zapis rodziny charakterystyk sondy pojedynczej wykonany przy użyciu automatycznego rejestratora; hel, $R=2,75$ cm, $p=0,2$ Tr, $I_z=500$ mA

Widać również, że otrzymane z pomiarów charakterystyki sondy można w występującym tu zakresie potencjałów (ok. $10 V_e$ do ok. $30 V_e$) aproksymować prostymi. Nie udało się w trakcie opisywanych eksperymentów zauważyć występowania załamania charakterystyki obserwowanego we wczesnych pomiarach Schulza i Browna [17]. Ten aspekt jednak wymaga, jak się wydaje, dalszych badań doświadczalnych.

Rys. 12 przedstawia wykres zmian nachylenia charakterystyki sondy w obszarze nowego prądu nasycenia w funkcji znormalizowanego promienia sondy. Na tym samym



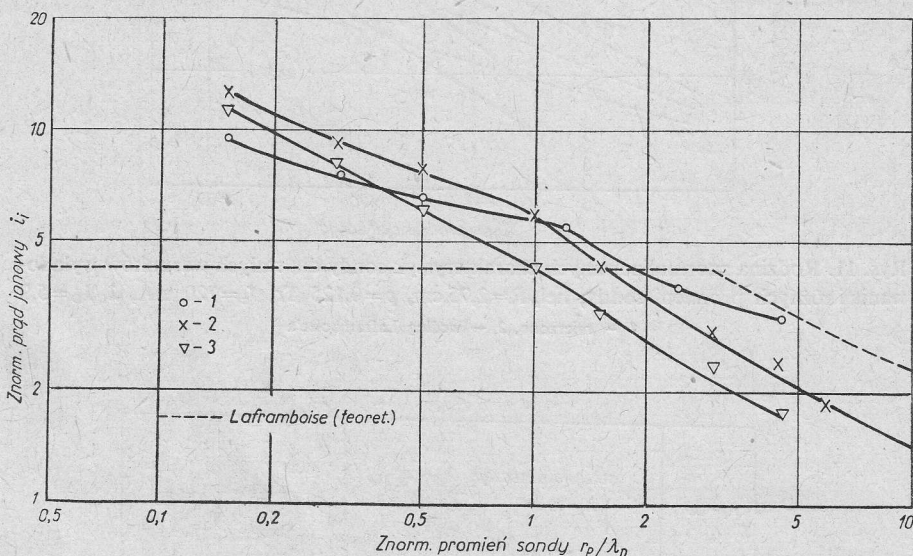
Rys. 11. Rodzina znormalizowanych charakterystyk sondy dla stałych warunków wyładowania i różnych promieni sondy; hel, $R=2,75$ cm, $p=0,125$ Tr, $I_z=720$ mA, $\lambda_i/\lambda_D=5,9$
1 - mierzone, 2 - według Laframboise'a



Rys. 12. Zmierzone nachylenie charakterystyki sondy w obszarze prądu jonowego; hel, $R=2,75$ cm

1 - $K_i=30$, 2 - $K_i=10$, 3 - $K_i=3$, 4 - $K_i=1$, 5 - $K_i=0,3$

rysunku pokazano dla porównania wyniki niskociśnieniowej teorii. Rezultaty eksperymentów definitywnie wykazują występowanie, dla ustalonej wartości liczby Knudsena $K_i = \lambda_i/r_p$, maksimum nachylenia κ . Położenie tego maksimum na osi r_p/λ_D z dużą dokładnością odpowiada spełnieniu warunku (4.7) i (4.8). Oznacza to, że maksimum nachylenia charakterystyki występuje, gdy jon zderza się z cząsteczką średnio jeden raz w obszarze warstwy przysondowej. W zakresie występowania ruchów orbitalnych $r_p/\lambda_D \lesssim 3$ wartość tego maksimum wydaje się być stała i równa ok. 0,8. Nie stwierdzono, by w jakichkolwiek warunkach w trakcie pomiaru nachylenie było mniejsze od przewidywanego przez teorię lub mu równe.



Rys. 13. Znormalizowany prąd jonowy sondy w funkcji r_p/λ_D dla różnych warunków wyładowania; hel, $R=2,75$ cm, $\eta=\eta_f-10$

1 - $\lambda_D/\lambda_i=0,11$, 2 - $\lambda_D/\lambda_i=0,22$, 3 - $\lambda_D/\lambda_i=0,5$

Rys. 13 przedstawia zmiany znormalizowanego prądu jonowego $i_i(\eta_f-10)$ w funkcji r_p/λ_D dla ustalonych wartości λ_D/λ_i . Wspólną cechą wszystkich krzywych jest to, że przecinają krzywą teoretyczną Laframboise'a dla $r_p/\lambda_D \lesssim 3$. Wartości eksperymentalne prądu i_i są większe od przewidywanych poniżej punktu przecięcia, a mniejsze powyżej tego punktu. Dla ustalonych wartości znormalizowanego promienia prąd zmienia się niemonotonicznie ze zmianą λ_D/λ_i .

6. Dyskusja wyników i wnioski

Przeprowadzone pomiary umożliwiają ocenę wpływu znormalizowanego promienia r_p/λ_D , znormalizowanego potencjału η oraz zderzeń jon—cząsteczka neutralna na jonowy prąd nasycenia sondy cylindrycznej.

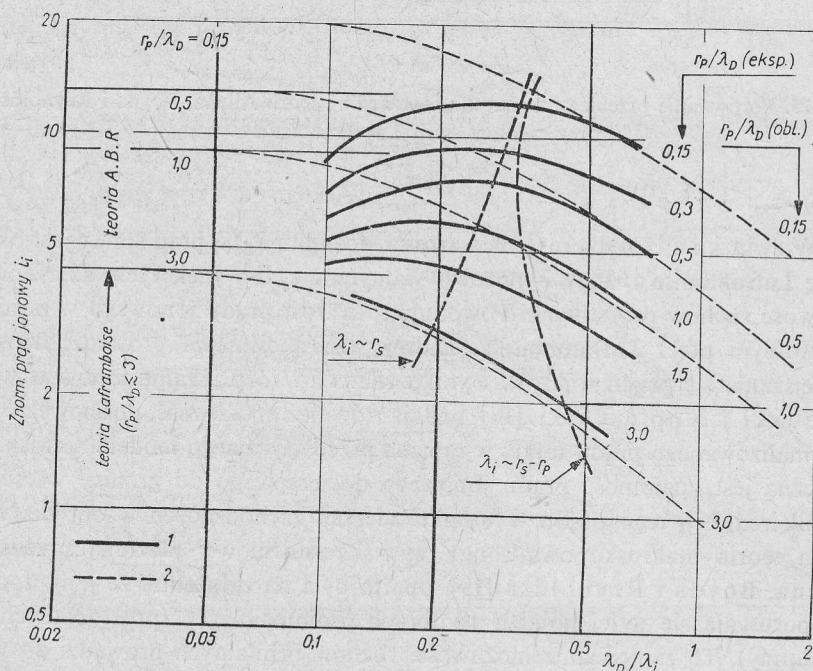
W przeprowadzonych porównaniach wykorzystywano wartość promienia warstwy przysondowej, oszacowaną na podstawie (4.9) dla stałego potencjału $\eta = -15$. Zakładano

przy tym, dla uproszczenia rozważań, że w warunkach występujących w pomiarach zderzenia nie wpływają na grubość warstwy. Mimo powyższych uproszczeń, na podstawie przeprowadzonych pomiarów, można stwierdzić, iż zderzenia odgrywają decydującą rolę w mechanizmie zbierania jonów przez sondę. Można również określić jakościowy, a w pewnym stopniu i ilościowy, wpływ zderzeń na prąd sondy.

Przede wszystkim należy stwierdzić, że nawet nieliczne zderzenia (λ_i równe wielu r_p oraz wielu λ_D) silnie wpływają na prąd jonowy sondy. Na skutek tego w prowadzonych eksperymentach nie udało się uzyskać warunków odpowiadających założeniom niskociśnieniowej teorii. Niemniej kierunek zmian wartości prądu $i_i(\eta)$ ze zmianą λ_D/λ_i lub λ_i/r_p zdaje się potwierdzać wniosek Jakubowskiego [8], że w granicznym przypadku niskich ciśnień teoria Laframboise'a podaje prawidłowy model zjawisk i poprawne wyniki ilościowe.

Rezultaty pomiarów dotyczące wpływu zderzeń na prąd sondy są sprzeczne z przewidywaniami uznawanej aktualnie teorii Talbota i Chou [15]. Ta teoria przepowiada monotoniczny spadek prądu ze zmniejszeniem średniej drogi swobodnej λ_i oraz ze wzrostem promienia Debye'a. Tymczasem wyniki przedstawione na rysunkach 12 i 13 wskazują na istnienie wyraźnie zaznaczonego maksimum prądu w zakresie występowania ruchów orbitalnych ($r_p/\lambda_D \lesssim 3$).

Prowadzone badania eksperymentalne umożliwiały zbudowanie fizycznego modelu zbierania jonów przez sondę [18]. W ramach tego modelu w sposób konsekwentny można wyjaśnić rozbieżności między eksperymentami a teoriami Laframboise'a oraz Talbota. Na rys. 14 przedstawiono liniami ciągłymi zmierzoną zależność znormalizowanego prądu

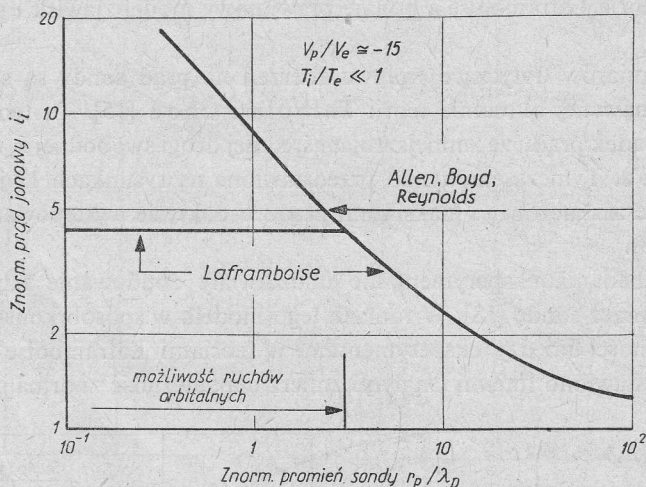


Rys. 14. Znormalizowany prąd jonowy sondy w funkcji λ_D/λ_i ; hel, $R=2,75$ cm, $\eta_p=\eta_f=10$;

1 - z pomiarów, 2 - obliczone z (6.1)

jonowego od λ_D/λ_i (wzrost λ_D/λ_i odpowiada wzrostowi ciśnienia). Powstałą rodzinę krzywych uzyskano w następujący sposób. Na płaszczyźnie $(\lambda_D/\lambda_i, i_i)$ naniesiono punkty eksperymentalne odpowiadające rozmaitym wartościom r_p/λ_D . Każdą z krzywych $r_p/\lambda_D = \text{const}$ przeprowadzono w taki sposób, że dzieli ona płaszczyznę na dwa obszary. Punkty eksperymentalne na górnym obszarze odpowiadają niższym wartościom stosunku r_p/λ_D aniżeli parametr krzywej i odwrotnie.

Najbardziej uderzającą cechą krzywych eksperymentalnych na rys. 14 są wyraźnie zaznaczone maksima w zakresie $r_p/\lambda_D \lesssim 3$. Dwa zjawiska prowadzą do wystąpienia tych maksimów: ruchy orbitalne, powodujące „nasyceń” prądu jonowego w przypadku niskiego ciśnienia oraz redukcja prądu na skutek zderzeń elastycznych przy ciśnieniach



Rys. 15. Porównanie przebiegu zmian $i_i(r_p/\lambda_D)$ według teorii Allena, Boyda i Reynoldsa oraz według teorii Laframboise'a

wyższych. W związku z tym dla małych wartości stosunku λ_D/λ_i prąd sondy jest określony przez teorię Laframboise'a. Przy λ_i porównywalnych z r_s lub większych, zderzenia eliminują możliwość ruchów orbitalnych. Powoduje to wzrost prądu jonowego w porównaniu z przewidywanym przez Laframboise'a. Dalszy wzrost ciśnienia prowadzi do stopniowego zmniejszania się prądu sondy w wyniku zderzeń i rozpraszania jonów w warstwie.

Zakrzewski i Kopiczyński [18] podają również możliwość ilościowego oszacowania znormalizowanego prądu sondy w ramach przedstawionego modelu zjawisk. W tym celu konieczna jest znajomość prądu jonowego docierającego do granicy warstwy oraz współczynnik redukcji tego prądu w wyniku zderzeń zachodzących w obrębie warstwy.

Wczesna teoria makroskopowa sondy w niskociśnieniowej plazmie, przedstawiona przez Allena, Boyda i Reynoldsa [19], oparta była na założeniu, że jony docierające do sondy poruszają się w jej pobliżu po torach promieniowych (prostopadłych do powierzchni sondy). To zaniedbanie możliwości ruchów orbitalnych prowadzi do wniosku, że prąd jonowy sondy jest taki jak prąd przechodzący przez granicę warstwy. Można wobec tego bezpośrednio wykorzystać wynik teorii Allena, Boyda i Reynoldsa (A. B. R.) dla

oszacowania prądu jonów docierającego do warstwy. Na rys. 15 przedstawiono porównanie rezultatów obu dyskutowanych teorii sondy w niskociśnieniowej plazmie. Dane Laframboise'a są wynikiem jego obliczeń [2], natomiast dane A. B. R. otrzymano z obliczeń numerycznych Chena [20], przyrównując je do danych Laframboise'a dla $r_p/\lambda_D \gtrsim 3$.

Zmniejszenie prądu sondy na skutek zderzeń w obrębie warstwy można oszacować posługując się współczynnikiem redukcji podanym przez Jakubowskiego [8]:

$$\frac{I_i}{I_{is}} = \left[3 - 2 \exp\left(-\frac{r_s}{\lambda_i}\right) \right] \left(1 - 2 \frac{r_s}{\lambda_i} \right)^{-1} \quad (6.1a)$$

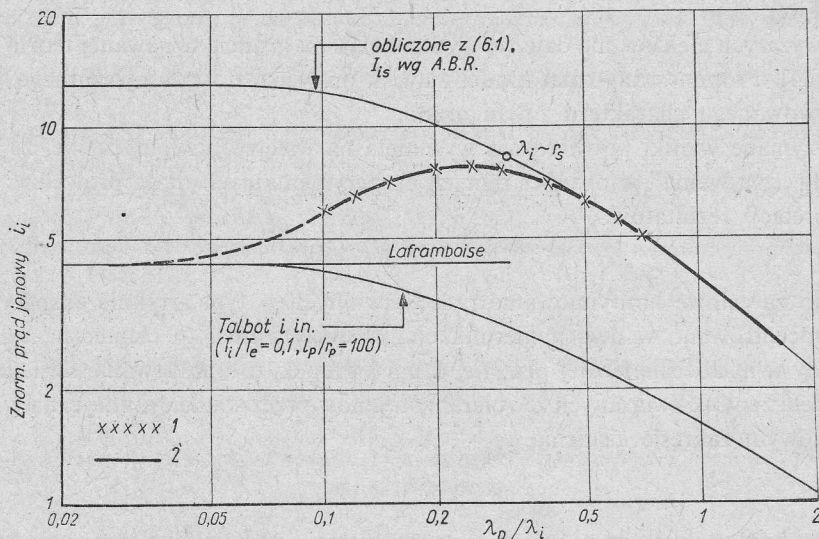
dla $r_s/\lambda_i \lesssim 2$ oraz

$$\frac{I_i}{I_{is}} = \frac{1}{2} \left[3 - \exp\left(-\frac{r_s}{\lambda_i}\right) \right] \left(1 + \frac{r_s}{\lambda_i} \right)^{-1} \quad (6.1b)$$

dla $2 \lesssim r_s/\lambda_i \lesssim 10$. We wzorach tych I_{is} jest prądem jonowym na granicy warstwy.

Rys. 16 ilustruje mechanizm powstawania maksimum prądu jonowego sondy cylindrycznej w oparciu o przedstawiony wyżej model. Wynik obliczeń prądu sondy według wzorów (6.1), przy założeniu, że I_{is} dany jest przez teorię A.B.R. naniesiono również na rys. 14.

Talbot i in. [14, 15] otrzymali swoje wyniki, zakładając, że do sondy płynie prąd Laframboise'a, zredukowany na skutek zderzeń w warstwie. Oznacza to pominięcie wpływu zderzeń na prawdopodobieństwo wystąpienia ruchów orbitalnych. W przedstawionym tutaj modelu założono ograniczenie tych ruchów gdy $\lambda_i > r_s$ i całkowitą ich likwidację dla $\lambda_i \lesssim r_s$. Poza obszarem ruchów orbitalnych ($r_p/\lambda_D \gtrsim 3$) obydwa modele są sobie równoważne.



Rys. 16. Wpływ zderzeń na znormalizowany prąd sondy. Ciśnienie rośnie monotonicznie ze wzrostem λ_D/λ_i ; $\eta \cong -15$, $r_p/\lambda_D = 0.5$, $T_i/T_e \ll 1$

1 — mierzone, 2 — proponowany model

Na gruncie proponowanego modelu można również wyjaśnić obserwowane eksperymentalnie zmiany nachylenia κ charakterystyki sondy. Przy stałym potencjale sondy promień warstwy r_s/r_p zmienia się szybko w funkcji r_p/λ_D (rys. 7). Stąd dla ustalonej liczby Knudsena λ_i/r_p należy oczekiwać wyraźnych efektów „rezonansowych”, takich jak pokazane na rys. 12, odpowiadających warunkom, w których jon zderza się w warstwie średnio mniej więcej jeden raz.

Takie samo rozumowanie prowadzi do wniosku, że przy zmianach potencjału sondy w szerokim zakresie powinna nastąpić wyraźna zmiana nachylenia κ charakterystyki. Brak tych zmian wynika z ograniczonych, w trakcie eksperymentu, możliwości zwiększania ujemnego potencjału sondy. Schulz i Brown [17] obserwowali takie zmiany wykonując pomiary w wyładowaniu w. cz. w wodorze. Ze względu na niską temperaturę elektronów, w wyładowaniu w wodorze powyższy efekt powinien występować przy niższych ujemnych potencjałach sondy.

Przeprowadzone pomiary oraz powyższa dyskusja umożliwiają sformułowanie następujących wniosków:

1. Nie udało się definitywnie potwierdzić teoretycznych przewidywań Laframboise'a dla granicznego przypadku niskiego ciśnienia. Niemniej ogólna tendencja zmian wartości znormalizowanego prądu jonowego w funkcji rosnących parametrów λ_i/r_p i λ_i/λ_D wskazuje zgodność z wcześniejszymi wynikami doświadczalnymi (por. [8]), potwierdzającymi tę teorię.
2. Nawet nieliczne zderzenia jonów z cząsteczkami powodują znaczne zmiany prądu jonowego w porównaniu z przewidywanym przez niskociśnieniową teorię. Odstępstwa występują w obszarze ruchów orbitalnych ($r_p/\lambda_D \lesssim 3$). Najistotniejsze z nich są „rezonansowe” zmiany znormalizowanego prądu sondy i_i oraz nachylenia κ charakterystyki sondy odpowiadające występowaniu średnio około jednego zderzenia jonu w obrębie warstwy przysondowej.
3. Powyższych efektów nie daje się wytłumaczyć na gruncie uznawanej teorii Talbota i Chou [14]. Proponowany tutaj model zjawisk prowadzi do konsekwentnego wyjaśnienia obserwowanego charakteru zmian prądu.
4. Otrzymane wyniki potwierdzają wysunięte na wstępie przypuszczenie, że stosowanie metody „zszywania” w obróbce danych eksperymentalnych może prowadzić do błędnej interpretacji rezultatów.

Uznano za celowe kontynuowanie przedstawionych w tym artykule eksperymentów. Prace skoncentrowano w dwóch kierunkach. Pierwszy z nich to ostateczna weryfikacja teorii sondy w niskociśnieniowej plazmie, drugi kierunek, to opracowanie ścisłego ilościowego modelu zjawisk związanych ze zbieraniem jonów przez sondę cylindryczną w plazmie, w przejściowym zakresie ciśnienia.

Autorzy bardzo dziękują p. inż. J. Wasilewskiemu i p. K. Wykrętowiczowi za pomoc w przygotowaniu aparatury oraz w numerycznym opracowaniu wyników pomiarów.

Литература

- [1] I. Bernstein, I. Rabinowitz, *Theory of electrostatic probes in low density plasma*. Phys. Fluids, vol. 2, 1959, p. 112.
- [2] J. G. Leframboise, *Theory of spherical and cylindrical Langmuir probes in a collisionless Maxwellian plasma at rest*. Studies, Rep. No 100, 1966.
- [3] Z. Zakrzewski, *Сонда электрическая в низкосоударственной, низкотемпературной плазме. Чз. I, Вспользные методы интерпретации результатов измерений*. Прзце IMP, з. 61, 1973, с. 53.
- [4] A. A. Sonin, *Free-molecule Langmuir probe and its use in flowfield studies*. AIAA J., vol. 4, 1966, p. 1588.
- [5] S. Lederman, M. H. Bloom, G. F. Widhopf, *Experiments on cylindrical electrostatic probes in a slightly ionized hypersonic flow*. AIAA J., vol. 6, 1968, p. 2133.
- [6] M. G. Dunn, J. A. Lordi, *Thin-wire Langmuir-Probe measurements in the transition and free-molecular regimes*. AIAA J., vol. 8, 1970, p. 1077.
- [7] M. G. Dunn, *Use of positively biased electrostatic probes to obtain electron density in collisionless flows*. AIAA J., vol. 10, 1972, p. 996.
- [8] A. K. Jakubowski, *Effect of angle of incidence on the response of cylindrical electrostatic probes at supersonic speeds*. AIAA J., vol. 10, 1972, p. 988.
- [9] S. D. Hester, A. A. Sonin, *Ion temperature sensitive and effect in cylindrical Langmuir probe response at ionsphere satellite conditions*. Phys. Fluids, vol. 13, 1970, p. 1265.
- [10] A. von Engel, *Ionized Gases*. Oxford 1965.
- [11] A. V. Phelps, J. L. Pack, L. S. Frost, *Drift velocity of electrons in helium*. Phys. Rev., vol. 117, 1960, p. 470.
- [12] E. W. McDaniel, *Collision Phenomena in Ionized Gases*. 1964.
- [13] S. C. Brown, *Basic Data of Plasma Physics*. 1959.
- [14] L. Talbot, Y. S. Chou, *Langmuir probe response in the transition regime*. Rarefied Gas Dynamics (C. L. Brundin, ed.), vol. 2, New York 1969, p. 1723 - 1737.
- [15] R. H. Kirchhoff, E. W. Peterson, L. Talbot, *An experimental study of the cylindrical Langmuir probe in the transition regime*. AIAA J., vol. 9, 1971, p. 1686.
- [16] J. Sheffield, *Investigation of the positive column above the critical field*. Phys. Fluids, vol. 11, 1968, p. 222.
- [17] G. J. Schulz, S. C. Brown, *Microwave study of positive ion collection by probes*. Phys. Rev., vol. 98, 1955, p. 1642.
- [18] Z. Zakrzewski, T. Kopiczyński, *Effect of collisions on positive ion collection by cylindrical Langmuir probe*. Plasma Phys., (в друкy).
- [19] J. E. Allen, R. L. Boyd, P. Reynolds, *The collection of positive ions by a probe immersed in a plasma*. Proc. Phys. Soc., London, vol. B70, 1957, p. 297.
- [20] F. F. Chen, *Numerical computations for ion probe characteristics in a collisionless plasma*. Plasma Phys., vol. 7, 1965, p. 47.

Электрический зонд в низкотемпературной плазме при низком давлении

Часть II. Измерения ионного тока цилиндрического зонда в плазме тлеющего разряда

Резюме

В статье представлено описание измерений ионного тока цилиндрического зонда, помещенного в плазму тлеющего разряда в диффузионной зоне. Результаты представлены в функции обобщенных безразмерных параметров. Проведено сравнение их с предположениями теории Лафрамбуаза для низких давлений [2], теории Талбота и др. [14, 17] для переходного предела давлений.

Доказано, что даже немногочисленные столкновения ион-нейтральная частица приводят к существенным расхождениям между результатами эксперимента и предположениями теории Лафрамбуаза. Доказывается существование максимума ионного тока зонда в условиях, когда толщина слоя сравнима с длиной среднего свободного пути ионов. Актуальная теория Талбота и др. не предусматривает появления такого максимума.

Представлена новая модель механизма сборки ионов зондом. Позволяет аналогично выяснить наблюдаемые явления — прежде всего качественные. Точная количественная модель требует еще разработки.

Electric Probe in a Low-Pressure, Low-Temperature Plasma

Part II. Measurements of the Ion Current of a Cylindrical Probe in a Glow-Discharge Plasma

Summary

Measurements of the ion current of a cylindrical probe immersed in a glow-discharge, diffusion controlled plasma are described in the paper. The results are presented in the terms of generalized dimensionless parameters. A comparison is made with the predictions given by the Laframboise low-pressure theory [2], and the theory of Talbot *et al.* [14, 17] for the intermediate range of pressures.

The comparison shows that even a few ion-neutral collisions cause significant deviations of the experimental results from the Laframboise theory predictions. It is shown as well that there exists a maximum of ion current under conditions where the thickness of the probe sheath is comparable with the length of the mean free path of ions. Such a maximum was not predicted by the recognized theory of Talbot *et al.*

A new model of the mechanism of ion collection by a probe is suggested. It allows a consequent, particularly a qualitative explanation of the phenomena observed. A strict quantitative model should still be developed.