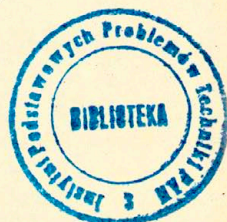


J. Kurzyna, Z. Szymański

**SONDA ELEKTRYCZNA
W NADDŹWIKOWYM STRUMIENIU
ZJONIZOWANEJ PARY RTĘCI**

74 / 1979

P. 269a



WARSZAWA 1980

Praca wpłynęła do Redakcji dnia 15 listopada 1979 r.

Zarejestrowana pod nr 74/1979



57173

Na prawach rękopisu

Instytut Podstawowych Problemów Techniki PAN

Nakład 150 egz. Ark.wyd. 1,3. Ark.druk. 2 .

Oddano do drukarni w lutym 1980 r.

Nr zamówienia

Warszawska Drukarnia Naukowa, Warszawa,
ul.Śniadeckich 8

Jacek Kurzyńska
Zygmunt Szymański
Zakład Mechaniki Cieczechy i Gazów

SONDA ELEKTRYCZNA W NADDŹWIĘKOWYM STRUMIENIU
ZJONIZOWANEJ PARY RTĘCI

1. Wprowadzenie

Sondę elektryczną, zwaną także sondą Langmuir'a, stanowi zwykle niewielki element przewodzący umieszczony w plazmie i połączony z zewnętrznym obwodem pomiarowym. Używa się jej w zasadzie do określania dwóch parametrów plazmy: temperatury i gęstości elektronów. Wartości liczbowe tych parametrów otrzymuje się poprzez interpretację tzw. charakterystyki sondowej, czyli przebiegu prądu zbieranego przez sondę w funkcji przykładanego na nią napięcia. Jednakże, aby uzyskać te dane trzeba rozporządzać odpowiednią teorią charakterystyki sondowej. Przegląd istniejących teorii i zastosowań sond elektrycznych można znaleźć w literaturze [1]. Konkretne warunki eksperymentalne decydują o wyborze odpowiedniej teorii. Ciągłe jednak istnieją sytuacje doświadczalne, w których trudno zdecydować o wyborze teorii.

Celem naszego eksperymentu był sondowy pomiar temperatury i gęstości elektronów w naddźwiękowym strumieniu częściowo zjonizowanej pary rtęci oraz porównanie uzyskanych wyników z rezultatami dokonanych wcześniej pomiarów spektroskopowych [2]. Ponadto pomiar gęstości elektronów w obszarze fali uderzeniowej miał posłużyć zbadaniu możliwości uzyskania z takich pomiarów informacji o grubości fali oraz jej odległości od modelu. Wielkości te pozwalają na określenie niektórych parametrów przepływu.

2. Teoria i zastosowanie sond elektrycznych

2.1. Teoria

Najbardziej szczegółowa teoria sferycznej i cylindrycznej sondy Langmuire'a w stacjonarnej plazmie bezzderzeniowej została opracowana przez Laframboise'a [3]. Przez plazmę bezzderzeniową rozumie się tu taką plazmę, w której średnie drogi swobodne cząstek są znacznie większe od promienia sondy. Zakłada się przy tym, że plazma składa się z dwóch rodzajów cząstek naładowanych /elektronów i jonów/ o maxwellovskich rozkładach prędkości z odpowiednimi temperaturami charakterystycznymi T_e i T_i .

Wyniki teorii Laframboise'a można podsumować w sposób następujący. Niech χ_s oznacza bezwymiarowy potencjał sondy zdefiniowany przez wyrażenie

$$\chi_s = e(V - V_p) / kT_e \quad 2.1.1$$

gdzie: V jest potencjałem sondy /tj. potencjałem pomiędzy sondą a jakimś punktem odniesienia - np. ścianką komory/, V_p - potencjałem plazmy, a kT_e/e temperaturą elektronów w woltach.

Prądy jonowy i elektronowy zbierane przez sondę wyrażają się wzorami:

dla $\chi_s < 0$

$$j_i = en \sqrt{\frac{kT_e}{2\pi m_i}} I_1(\chi_s, R/\lambda_D, T_i/T_e) \quad 2.1.2$$

$$j_e = en \sqrt{\frac{kT_e}{2\pi m_e}} e^{\chi_s} \quad 2.1.3$$

zaś dla $\chi_s > 0$

$$j_i = en \sqrt{\frac{kT_i}{2\pi m_i}} e^{-\chi_s T_e/T_i} \quad 2.1.4$$

$$j_e = en \sqrt{\frac{kT_e}{2\pi m_e}} I_2(\chi_s, R/\lambda_D, T_i/T_e) \quad 2.1.5$$

gdzie: j_i i j_e oznaczają bezwzględne wartości prądów jonowego i elektronowego zbieranych przez sondę, n - jest liczbowa

gęstością cząstek naładowanych w niezaburzonej plazmie, T_i i T_e - temperaturą jonów i elektronów, m_i, m_e - masami jonu i elektronu, R/λ_D - jest stosunkiem promienia sondy do promienia Debye'a, k - stałą Boltzmann'a, e - ładunkiem elektronu, I_i, I_e - bezwymiarowymi prądami jonowym i elektronowym obliczonymi przez Laframboise'a, $\lambda_D = \left(\frac{\epsilon_0 k T_e}{e^2 n}\right)^{1/2}$ - promieniem Debye'a.*

Zatem, gdy potencjał sondy jest równy potencjałowi plazmy /tj. $\chi_s = 0$ / strumień cząstek padających na powierzchnię sondy określony jest jedynie ich ruchem termicznym i wynosi $n\bar{c}/4$ /gdzie: \bar{c} oznacza średnią prędkość termiczną/. Gdy cząstki są odpychane ich strumień na powierzchnię sondy jest zredukowany z wartości termicznej o czynnik boltzmannowski. Gdy cząstki są przyciągane sytuacja staje się bardziej skomplikowana. Strumień elektronów wzrasta wtedy ponad średnią wartość termiczną o czynnik I_e obliczony przez Laframboise'a. Gdy sonda przyciąga jony ich strumień szybko osiąga wartość rzędu $en(kT_e/2\pi m_i)^{1/2}$, tj. o $(T_e/T_i)^{1/2}$ razy większą od średniego strumienia termicznego jonów /gdy $T_e \gg T_i$ /, I_i jest ponownie czynnikiem bezwymiarowym wynikającym z teorii.

2.2. Wyznaczanie temperatury elektronów

Całkowity prąd zbierany przez sondę pojedynczą wynosi

$$j = j_e - j_i$$

Wstawiając j_e z równania /2.1.3/ i różniczkując otrzymujemy [4]:

$$\frac{kT_e}{e} = \frac{j + j_i}{dj/dV + dj_i/dV} \quad 2.2.1$$

Jeżeli obliczymy prawą stronę równania 2.2.1 dla tzw. potencjału pływającego sondy, V_f przy którym z definicji całkowity prąd w obwodzie sondy znika /pamiętając, że j_i maleje gdy V rośnie/ otrzymujemy

$$\frac{kT_e}{e} = \frac{j_i}{(dj/dV) - |dj_i/dV|} \Bigg|_{\substack{V=V_f \\ j=0}} \quad 2.2.2.$$

Na podstawie analogicznych rozważań Johnson i Malter [5] otrzymali dla sondy podwójnej wyrażenie

* λ_D - oznacza tu tzw. elektronowy promień Debye'a. [23]

$$\frac{kT_e}{e} = \frac{j_{i1} \cdot j_{i2}}{j_{i1} + j_{i2}} \left(\frac{dV_{i2}}{dJ} \right) \Big|_{J=0} \quad 2.2.3$$

gdzie: J oznacza całkowity prąd w obwodzie sondy, j_{i1} , j_{i2} odpowiednie prądy jonowe, zaś V_{i2} - napięcie między elektrodami sondy.

2.3. Wyznaczanie gęstości elektronów

Liczbowa gęstość cząstek naładowanych można otrzymać z gęstości prądu jonowego /równanie 2.1.2/ jeżeli odpowiednia wartość I_i jest dostępna z teorii. Przy tym I_i jest funkcją R/λ_D a zatem zależy także, poprzez λ_D , od gęstości cząstek. Sonin [4] pokazał, że wielkość $(R/\lambda_D)^2 I_i$ jest niezależna od gęstości cząstek i może być wyznaczona bezpośrednio z eksperymentu. Wartość I_i bierze się dla potencjału $\chi_s = \chi_f - 10$ przy którym prąd elektronowy można zaniedbać / $j = j_i$ /. Potencjał pływający χ_f został wybrany jako punkt odniesienia ponieważ może być łatwo umiejscowiony na charakterystyce sondowej. Zauważmy teraz, że z równań 2.1.2 i 2.1.3 otrzymujemy dla $\chi_s = \chi_f$ wyrażenie

$$(m_i/m_e)^{1/2} e^{\chi_f} = I_i(\chi_f, R/\lambda_D, T_i/T_e) \quad 2.3.1$$

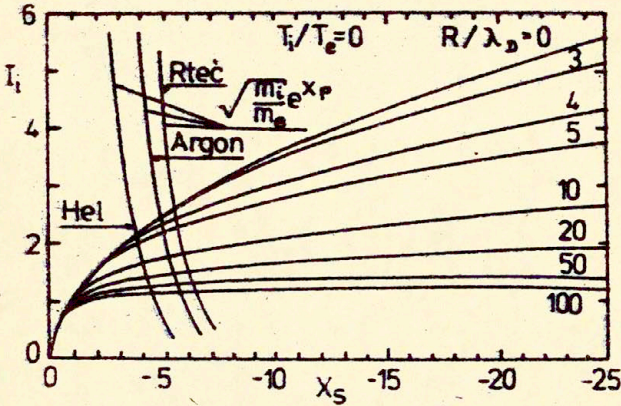
Jeżeli przedstawić obie strony zależności 2.3.1 na wspólnym wykresie względem χ_s , to punkty przecięcia obu rodzin krzywych wyznaczą wartości potencjału pływającego χ_f [6]. Zależności $I_i(\chi_s, R/\lambda_D, T_i/T_e)$ od potencjału sondy cylindrycznej, dla $T_i/T_e = 0$ /graniczny przypadek $T_i \ll T_e$ /, są przedstawione na rys.2.3.1 /wg Laframboise a/. Dodajmy, że zależność I_i od T_i/T_e jest bardzo słaba. Na rysunku zostały także naniezione krzywe $(m_i/m_e)^{1/2} e^{\chi_s}$ obliczone dla helu, argonu i rtęci.

Otrzymane w ten sposób wartości χ_f mogą być użyte do sporządzenia wykresów $I_i(\chi_f - 10)$ względem $I_i(\chi_f - 10)(R/\lambda_D)^2$ /rys.2.3.2/.

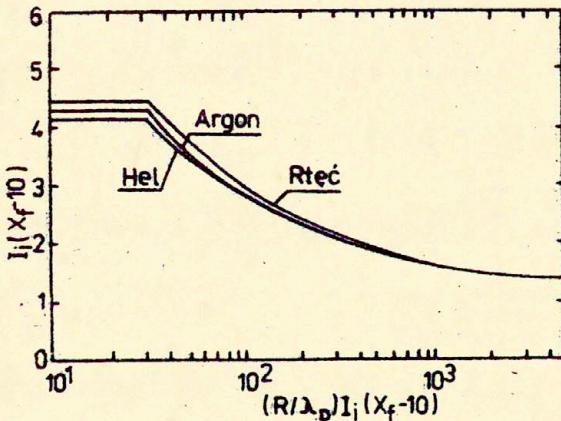
Wartość $I_i(\chi_f - 10)(R/\lambda_D)^2$ może być wyznaczona z wyrażenia [4]

$$(R/\lambda_D)^2 I_i(\chi_f - 10) = 2.3 \cdot 10^6 \sqrt{m_i} \cdot \frac{j_i(\chi_f - 10)}{(kT_e/e)^{3/2}} \frac{d}{l} \quad 2.3.2$$

gdzie: m_i jest wyrażone w jednostkach masy atomowej, j_i w amperach, kT_e/e w woltach, d - oznacza średnicę sondy, a l jej długość.



Rys.2.3.1 - Zależność I_i od potencjału sondy cylindrycznej χ_s dla $T_i/T_e = 0$ wg Laframboise'a/



Rys.2.3.2 - Zależność $I_i(x_f - 10)$ od $(R/\lambda_D)^2 I_i(x_f - 10)$ dla $T_i/T_e = 0$

Mając określoną wartość $I_i(\chi_f - 10)$ gęstość cząstek można otrzymać z wyrażenia

$$n = 5.08 \times 10^{12} \sqrt{m_i} \frac{j(\chi_f - 10)}{I_i(\chi_f - 10)(kT_e/e)^{1/2} d \cdot l} \quad 2.3.3$$

gdzie średnica i długość sondy są wyrażone w cm.

Peterson i Talbot [7] pokazali, że prąd sondy podwójnej $J(\psi)$ gdzie $\psi = e(V_1 - V_2)/kT_e$, spełnia następującą zależność

$$|J(\psi = \pm 10.8)| = j(\chi_f - 10) \quad 2.3.4$$

tzn. absolutna wartość prądu płynącego przez sondę podwójną przy potencjale $\psi = 10,8$ jest równoważna prądowi jonowemu zbieranemu przez sondę pojedynczą /której wymiary są równe wymiarom ujemnie spolaryzowanej elektrody z układu podwójnego/ o potencjale $\chi_f - 10$.

A zatem przy przyjętych założeniach przedstawiona powyżej metoda Sonina może być stosowana do wyznaczania gęstości cząstek naładowanych z charakterystyki sondy podwójnej.

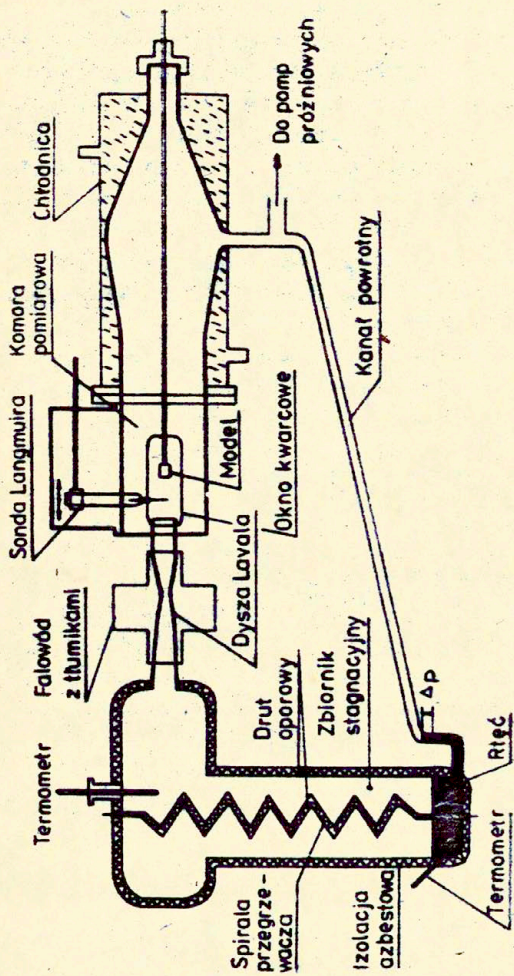
3. Doświadczenie

3.1. Stanowisko doświadczalne

Doświadczenia przeprowadzano w małym tunelu naddźwiękowym pracującym na parze rtęci, w którym przepływ uzyskiwano w sposób ciągły w dwufazowym cyklu parowania i kondensacji. Schemat tunelu przedstawiony jest na rys.3.1.1 z zachowaniem proporcji urządzenia. Zbiornik stagnacyjny wraz z dyszą wykonany jest ze szkła kwarcowego, które wytrzymuje dostatecznie wysokie temperatury. Średnica rur użytych do budowy zbiornika wynosi 100 mm. Średnica gardzieli dyszy wynosi 14,5 mm. Średnica wylotu dyszy $D = 23,4$ mm, a długość części naddźwiękowej - ok. 50 mm.

Wylot dyszy Laval'a czyli miejsce, w którym przekrój zbieżno-rozbieżnej rurki kwarcowej osiąga maksymalną wartość znajduje się między tłumikiem falowodu a komorą pomiarową. Sama rurka kwarcowa jest o 20 mm dłuższa i kończy się w komorze pomiarowej.

Układ próżniowy składający się z pompy rotacyjnej oraz rtęciowej pompy dyfuzyjnej utrzymuje ciśnienie wewnątrz tunelu



Rys. 3.11. Tunel na parę rtęci.

na poziomie 1 mTr, znajdującą się w zbiorniku rtęci jest grzana do temperatury odpowiadającej ciśnieniu par od 4 do 12 Tr. Temperatura rtęci i jej pary przegrzanej mierzona jest samorzonymi w zbiorniku termometrami, a ciśnienie różnicą poziomów rtęci w zbiorniku i kanale powrotnym.

Drut oporowy umieszczony w kwarcowej spirali rozciągającej się od dna do wierzchołka zbiornika stagnacyjnego pozwala na przegrzanie pary rtęci do temperatury ok. 4000 K. W celu zredukowania strat ciepła ścianka zbiornika jest także zamknięta elektrycznie i odizolowana grubą warstwą azbestową. Komora pomiarowa o średnicy 100 mm została wykonana ze stali i połączona z wylotem dyszy przy pomocy witanowego pierścienia uszczelniającego. W komorze umieszczone są płaskie równoległe okna kwarcowe umożliwiające obserwację strumienia plazmy.

Cylindryczny zbiornik kondensacyjny jest chłodzony wodą. Chłodzenie wodne utrzymuje ciśnienie pary wewnątrz chłodnicy na poziomie 1 mTr. Skroplona w chłodnicy rtęć jest odprowadzana grawitacyjnie do zbiornika stagnacyjnego kanałem powrotnym. Do komory pomiarowej wprowadzany jest model, który może być przesuwany wzdłuż strumienia.

W części poddźwiękowej dyszy Laval'a para rtęci jest jonizowana przy pomocy magnetronu typu MC-1 pracującego na częstotoci 2375±50 MHz, którego energia jest przesyłana falowodem. Maksymalna moc wyjściowa magnetronu wynosi 4500 W i może być zmniejszana w sposób ciągły. Oczywiście nie jest to moc dostarczana plazmie; ta ostatnia jest znacznie mniejsza ze względu na geometrię przepływu i mechanizm pobierania energii pola wysokiej częstotoci przez plazmę.

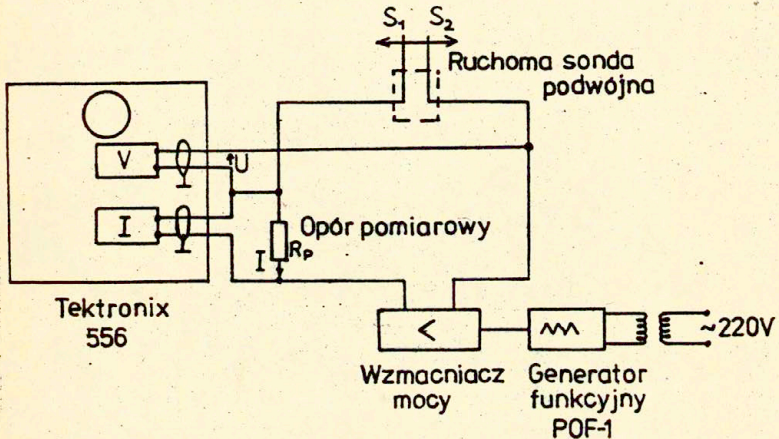
Nad przestrzenią pomiarową znajduje się komora, w której umieszczona jest podwójna sonda Langmuire'a. Sonda namocowana jest na mechanizmie śrubowym umożliwiającym jej przesuw wzdłuż strumienia z dokładnością do 0,1 mm.

3.2. Pomiary sondowe

Badany obszar o długości ok. 40 mm rozciągał się od wylotu dyszy do przeszkody, którą stanowił wałek cylindryczny o osi równoległej do osi strumienia. Średnica walca wynosiła 12 mm. W przeprowadzonych pomiarach moc magnetronu wynosiła

ok. 1,1 kW. Jak już zaznaczono mocy tej nie należy jednak identyfikować z mocą dostarczoną plazmie. Ciśnienie w zbiorniku stagnacyjnym wynosiło 4 Tr. W tych warunkach uzyskiwano strumień naddźwiękowy o średnicy ok. 24 mm o następujących parametrach: liczba Macha M ok. 2, gęstość atomów $n_a \approx 2 \cdot 10^{15}$ atomów/cm³. Przy założeniu, że para rtęci jest parą nasyconą temperatura atomów $T_a \approx 350$ K. Stąd prędkość przepływu $U = M(\gamma k T_a / m_a)^{1/2} = 3,1 \cdot 10^4$ cm/sek.

Na rys.3.2.1 przedstawiony jest schemat układu pomiarowego z sondą podwójną. Użyto sond cylindrycznych z drutu wolframowego o promieniu $R = 0,04$ mm, umieszczonych prostopadle do osi przepływu. Długości sondy wynosiły 10 lub 20 mm. Sondy krótsze były umieszczone w odpowiednio wygiętych kapilarach i mogły być wprowadzane do rurki kwarcowej.



Rys.3.2.1 - Układ pomiarowy z sondą podwójną

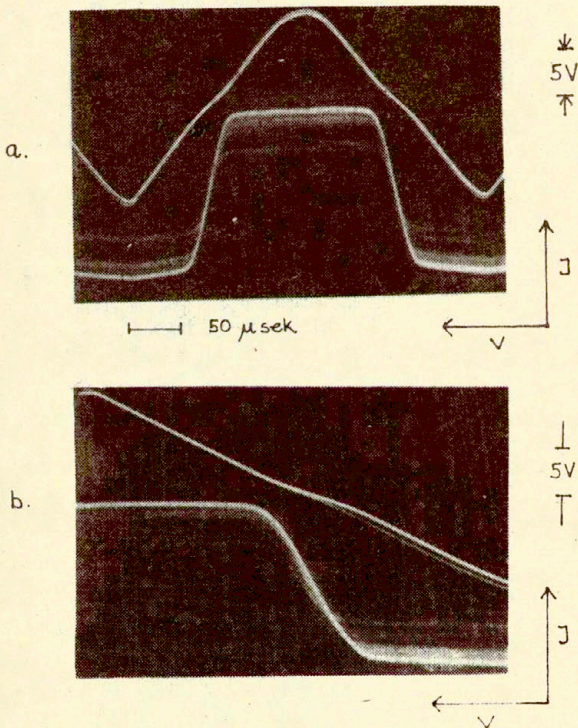
W celu uniknięcia wpływu zanieczyszczeń osadzających się na sondzie i prowadzących do zniekształcenia charakterystyki prądowo-napięciowej zastosowano impulsowy układ pomiarowy. Trójkątny sygnał napięciowy podawany był na sondy z generatora funkcyjnego POF-1 po wzmocnieniu przez wzmacniacz mocy i rejestrowany na oscyloskopie Tektronix 556. Jednocześnie na drugim kanale oscyloskopu mierzony był prąd sondy.

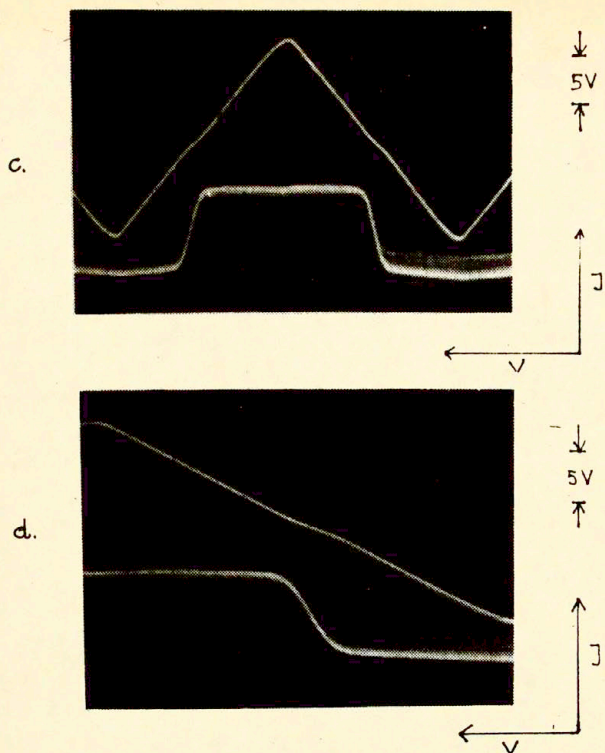
Nośniki prądu w plazmie przenoszą wiernie zmiany potencjału jeżeli częstość oscylacji przyłożonego napięcia jest znacznie mniejsza od jonowej częstości plazmowej [8]. Jonowa częstość plazmowa wyrażona jest wzorem

$$\omega_{ip} = \left(\frac{4\pi Z_i^2 e^2 n_i}{m_i} \right)^{1/2} \quad 3.2.1$$

gdzie: $Z_i e$ - oznacza ładunek jonu, n_i - gęstość jonów, m_i - masę jonu.

W naszym przypadku czas zbierania charakterystyki wynosi 150 - 300 μ sek tj. częstość zmian potencjału była ok. 1000 razy mniejsza od częstości plazmowej. Aby zbadać ewentualny wpływ zanieczyszczeń sondy były żarzone poprzez przykładanie na nie wysokiego potencjału z induktora Tesli służącego do badania próżni. Nie zaobserwowano żadnych zmian, które by mogły świadczyć o wpływie zanieczyszczeń na charakterystykę sondową. Otrzymane na zdjęciach oscylogramów charakterystyki napięciowo-prądowe przedstawione są na rys.3.2.2.



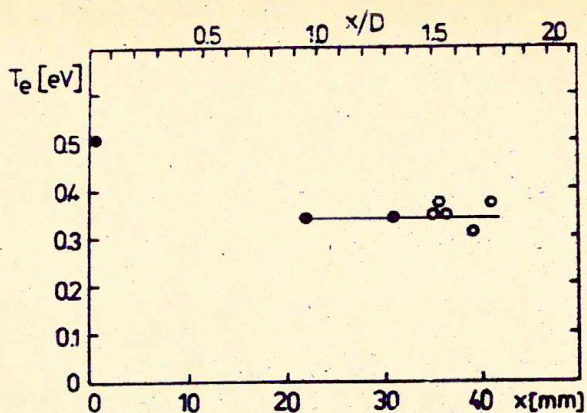


Rys.3.2.2 - Charakterystyki prądowo-napięciowe sondy podwójnej. Górne krzywe przedstawiają przebiegi napięcia, dolne - przebiegi prądowe. Charakterystyki a, b zmierzone zostały w punkcie $x = 0$ mm; c, d w punkcie $x = 31$. ($X/D = 0, 1.32$)

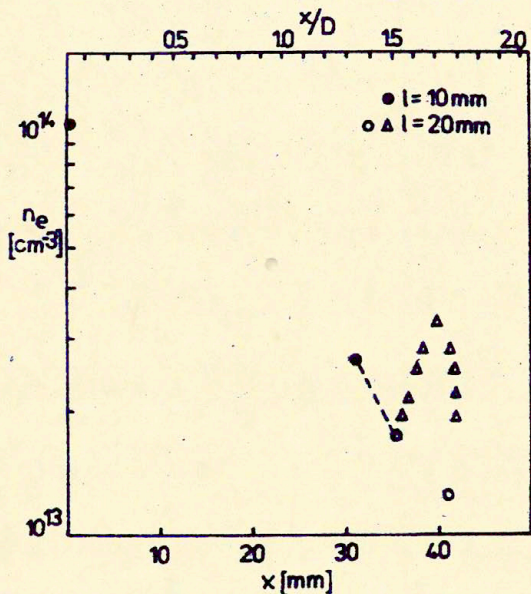
Wyznaczona z charakterystyk temperatura elektronów T_e wynosiła dla $x = 0-0,5$ eV, a dla $x = 22, 31, 41$ mm - 0,34 eV.

Wyniki pomiarów temperatury elektronów w różnych odległościach od wylotu dyszy są przedstawione na rys.3.2.3. Wyniki te pokrywają się w granicach 20 % z otrzymanymi wcześniej wynikami pomiarów temperatury elektronów metodą spektroskopową [2].

Gęstości elektronów obliczone wg opisanej w rozdziale 2.3 metody, przedstawione są na rys.3.2.4. Charakter zmian gęstości elektronów wzdłuż osi strumienia jest zgodny z otrzy-



Rys.3.2.3 - Temperatury elektronów zmierzone w różnych odległościach od wylotu dyszy; ● $l=10$ mm, ○ $l=20$ mm



Rys.3.2.4 - Gęstości elektronów wzdłuż osi strumienia plazmy; Δ - model zanurzony w strumieniu, ● - bez modelu

manymi uprzednio wynikami spektroskopowymi w granicach poniżej 10 %. Natomiast wartości bezwzględne ν_e uzyskane z charakterystyk sondowych są ok. 4-krotnie wyższe. Obecność modelu w strumieniu naddźwiękowym modyfikuje rozkład gęstości elektronów jedynie w bezpośrednim jego sąsiedztwie tzn. w obszarze fali uderzeniowej. Na wyniki pomiaru T_e obecność modelu nie ma zauważalnego wpływu.

3.3. Analiza wpływu zderzeń i położenia sondy względem przepływu na wyznaczanie temperatury i gęstości elektronów

W tabeli 3.3.1 podano wartości dróg swobodnych /patrz dane/ 1 promienia Debye'a odniesione do promienia sondy. Oszacowanie przeprowadzono na podstawie wyników sondowych dla wszystkich punktów pomiarowych.

Tabela 3.3.1

	x = 0	x = 22mm	x = 31mm	x = 41 mm
l_{9a}/R	2,4	2,4	4,1	8,2
l_{11}/R	0,026	0,048	0,075	0,14
l_{9a}/R	20	50	50	50
l_{1a}/R	2	2	2	2
R/λ_D	92	62	47	32

Jak widać w całym badanym obszarze mamy do czynienia z przypadkiem tzw. cienkiej warstwy $R \gg \lambda_D$. Potwierdza to także kształt charakterystyk sondowych - prąd nasycenia nie zmienia się w sposób wyraźny ze zmianą potencjału. Natomiast ze względu na małe wartości dróg swobodnych l_{1a} /jon-atom/ i l_{11} /jon-jon/ sondy pracują w zakresie przejściowym i ciągłym^{x/}.

x/ Zderzenia między cząstkami odpychanymi przez sondę /elektronami/ nie mają dużego wpływu na charakterystykę, ponieważ przyjmuje się, że strumień elektronów na powierzchni sondy określony jest ich ruchem termicznym /patrz równanie 2.1.3/.

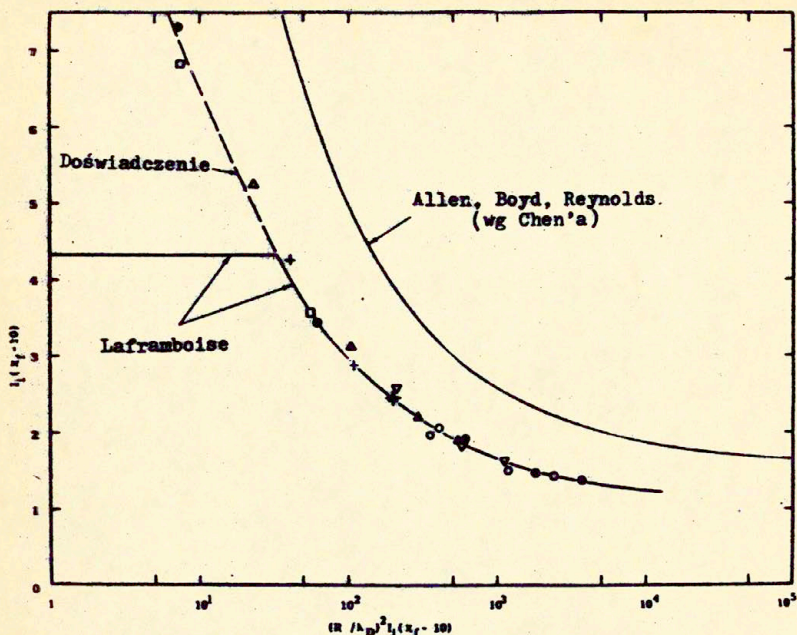
Wartości dróg swobodnych dla zderzeń jon-jon oszacowane przy założeniu, że para rtęci jest bliska stanu nasycenia i $T_1 = T_a \approx 350$ K. Przy tym założeniu $l_{11} \ll R$.

Pomiar temperatury nie powinien być obciążony błędem z tego powodu. Sonin [4] wykazał, że dla przypadku cienkiej warstwy zderzenia nie mają wpływu na pomiar temperatury elektronów. Wpływ zderzeń między cząstkami naładowanymi i obojętnymi na charakterystykę sondy był badany przez Kirchoffa, Petersena i Talbota [9]. Prace teoretyczne potwierdzone eksperymentem wykazały, że dla przypadku sondy podwójnej wpływ takich zderzeń na wyznaczanie temperatury elektronów jest zaniedbywalnie mały /czynnik korekcyjny nie przekracza kilku procent/. Początkowe analizy wyników eksperymentalnych Sonina [4] oraz Kirchoff'a, Petersena i Talbota [9] sugerowały, że zderzenia jon-jon nie mają wpływu na pomiar prądu jonowego nawet w przypadku $l_{11} \ll R$ pod warunkiem, że $R/\lambda_D \gg 3$.

Ponowna analiza wpływu zderzeń jon-jon na charakter prądu jonowego przeprowadzona przez Hester'a i Sonin'a [10] wykazała, że zderzenia między jonami w istotny sposób zmieniają charakter prądu jonowego w całym zakresie R/λ_D a co za tym idzie także $I_i (R/\lambda_D)^2$.

Hester i Sonin stwierdzili, że założenie orbitalnego ruchu jonów przyjęte przez Laframboise'a, będąca konsekwencją skończonej wartości momentu pędu Ω jonów, nawet przy $T_1/T_e \rightarrow 0$ nie będzie słuszne w tym przypadku. Jony będą się poruszały radialnie w kierunku sondy pod wpływem jej potencjału, jak jest to przyjęte a priori w teorii Allen'a, Boyd'a i Reynolds'a /ABR/ [11], która zakłada, że dla $T_1/T_e = 0$ $\Omega = 0$.

Wyniki eksperymentu Sonin'a [4] oraz wyniki teorii Laframboise'a i teorii Allen'a, Boyd'a i Reynolds'a, opracowane numerycznie przez Chen'a [12], zostały przedstawione na rys. 3.3.1 /wg Sonin'a [4]/. Sonin do wyznaczania wartości $I_1(\chi_f - 10)$ posłużył się początkowo [4] teorią Laframboise'a i nie przeprowadził niezależnych pomiarów gęstości jonów. Jednakże z rys.3.3.1 wynika, że wyniki eksperymentalne będą w dobrej zgodności z teorią ABR, jeżeli użyje się tej teorii do wyznaczenia $I_1(\chi_f - 10)$.



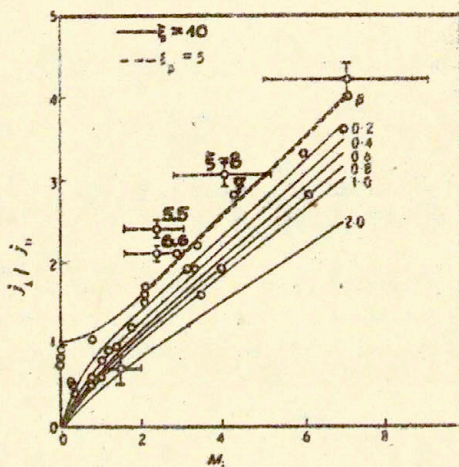
Rys.3.3.1 - Zależność bezwymiarowego prądu jonowego $I_1(X_f - 10)$ od $(R/\lambda_D)^2 I_1(X_f - 10)$. Porównanie teorii i eksperymentu /wg. [4]/.

W naszym przypadku obliczenie gęstości elektronów na podstawie teorii ABR zredukuje wyznaczoną gęstość elektronów o czynnik $\sim 1,6$. Prowadzi to do zmniejszenia różnicy między wynikami spektroskopowymi i sondowymi do czynnika 2,5 co jest w naszym przypadku dodatkowym argumentem za stosowaniem teorii ABR.

Stacjonarna teoria sond może być stosowana nawet w sytuacji, gdy plazma porusza się z dużą szybkością względem sondy w przypadku "nieskończenie długiej" sondy cylindrycznej $/l \gg r/$ umieszczonej wzdłuż osi przepływu. Ze względu na konieczną dla naszego eksperymentu /zwłaszcza w obszarze fali uderzeniowej, patrz rozdział 3.5/ przestrzenną zdolność rozdzielczą pomiarów sonda podwójna umieszczona była prostopadle do osi przepływu. Fakt ten nie ma wpływu na pomiar

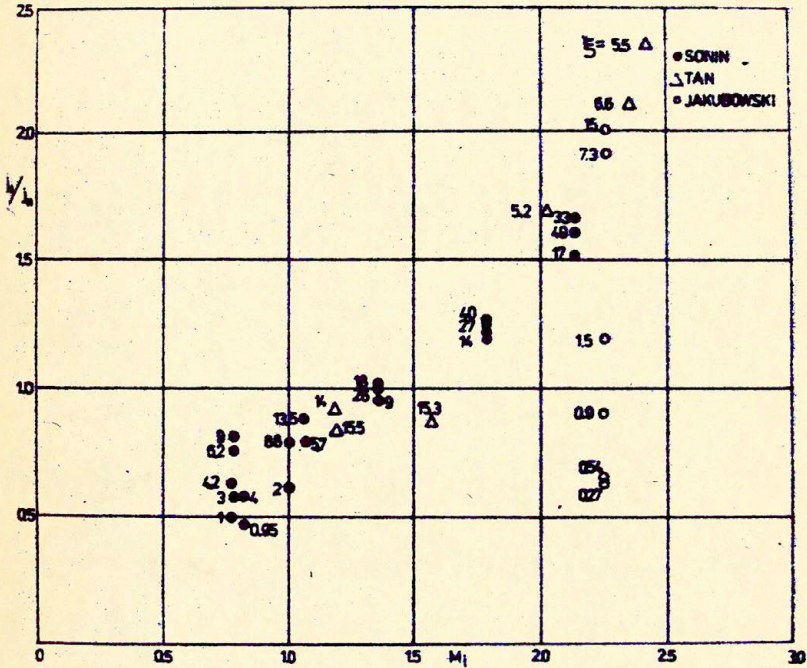
temperatury elektronów. Opierając się na wynikach French'a [13], Clayden'a [14] i Sonin'a [4] można stwierdzić, że pomiar temperatury elektronów nie zależy od ustawienia sondy względem przepływu, jeżeli prędkość przepływu jest mała w porównaniu z prędkością termiczną elektronów. Natomiast zmierzony prąd jonowy silnie zależy od ustawienia sondy względem strumienia plazmy ($j = j(\alpha)$). Ogólnie jest on funkcją $\xi = R/\lambda_D$ kąta natarcia α , $\beta = T_i/T_e$ oraz jonowej liczby Macha $M_i = U/(kT_e/m_i)^{1/2}$ gdzie U jest prędkością przepływu. Zależność ta była badana doświadczalnie i teoretycznie przez szereg autorów [4, 10, 14 - 19]. Większość prac dotyczy jednak przypadku $\xi \ll 3$.

Na rys.3.3.2 przedstawione są wyniki teorii Tan'a [19] dla przypadku $R/\lambda_D \gg 1$ porównane z wykonanym przez niego eksperymentem. Teoria Tan'a stwierdza, że dla $\xi \gg 3$ stosunek j_{\perp}/j_{\parallel} nie zależy od ξ .



Rys.3.3.2 - Stosunek prądu sondy poprzecznej do prądu sondy równoległej do osi przepływu w zależności od jonowej liczby Macha M_i

Zbrane na rys.3.3.3 wyniki eksperymentalne /wg [4, 18, 19]/ nie świadczą o tym, choć rzeczywiście dla dużych wartości



Rys.3.3.3 - Stosunek mierzonego prądu j_1 sondy poprzecznej do prądu j_4 sondy równoległej wg [4, 18, 19] w zależności od M_1 . Na rysunku zaznaczono wartości ξ .

ci ξ różnice stosunku j_{\perp}/j_{\parallel} są słabiej zaakcentowane. Ogólnie jednak j_{\perp}/j_{\parallel} rośnie wraz z ξ . W naszym doświadczeniu $\beta \sim 0,09$, $M_1 \sim 0,8$ a zatem opierając się na teorii Tan'a można przyjąć, że $j_{\perp}/j_{\parallel} \sim 1$.

Reasumując analizę wyników pomiaru gęstości elektronów należy przyjąć, że wartości bezwzględne n_e wyrażone są poprzez wartości n_e podane na rys.3.2.4 zmniejszone o czynnik 1,6. Natomiast wartości l_{ee} i l_{e1} /tabela 3.3.1/ wzrosną prawie dwukrotnie.

3.4. Analiza wyników w strumieniu naddźwiękowym

Przebieg temperatury elektronowej wzdłuż strumienia naddźwiękowego ilustrują punkty doświadczalne z rys.3.2.3. Widać wyraźnie, że na odległości pierwszych 22 mm temperatura elektronów spada, a następnie pozostaje stała wzdłuż strumienia. Dla $0 \leq x \leq 20$ mm strumień plazmy znajduje się jeszcze w rurce kwarcowej /patrz rozdział 3.1/.

Wyniki pracy Sherman'a i Reshotko [20] wskazują, że hipotezę o wpływie ścianki na spadek T_e należy odrzucić. Spadek T_e można tłumaczyć wymianą energii między elektronami i cząstkami ciężkimi. Gęstość atomów w tym obszarze jest trudna do zmierzenia i wartość l_{ea} /patrz tabela 3.3.1/ może być mocno zawyżona. Stała temperatura elektronów w obszarze $22 \leq x \leq 39$ mm daje się wyjaśnić bardzo dobrą przewodnością cieplną gazu elektronowego i słabą wymianą energii między elektronami i atomami. Drogę relaksacji L_r /na której następuje wyrównywanie się temperatur/ można przedstawić wyrażeniem $L_r \approx (m_n/m_e)^{1/2} l_{eh}$ [21], gdzie l_{eh} oznacza drogę swobodną na zderzenia elektron-ciężka cząstka. Dla parametrów strumienia w obszarze $22 \leq x \leq 41$ mm droga relaksacji jest rzędu kilkunastu cm. Warunek brzegowy dla temperatury elektronów na ściance modelu jest w tym przypadku $dT_e/dx = 0$ co wynika z faktu, że model jest elektrycznie izolowany i znajduje się na potencjale pływającym. Całkowity prąd na ściankę musi równać się zeru; w celu zredukowania strumienia elektronów aż do zrównania go ze strumieniem jonów ścianka przyjmuje potencjał ujemny względem otaczającej ją plazmy. Zatem /poza niewielkim procentem/ wszystkie prawie elektrony zostają odbite elastycznie nie kontaktując się z metalem. Znajdujemy się bowiem w sytuacji,

w której droga swobodna na zderzenia elektron-elektron jest znacznie większa niż promień Debye'a, tzn. elektrony nie ulegają zderzeniom przy przejściu przez warstwę elektryczną. Innymi słowy w odległości 1-ej drogi swobodnej od ścianki tylko wysokoenergetyczny "ogon" rozkładu prędkości elektronów jest zaburzony przez bliskość ścianki.

Wpływ samej fali uderzeniowej nie jest widoczny prawdopodobnie ze względu na zbyt duży stopień nierównowagi termodynamicznej $\chi = T_e/T_a > 1$ [22]. Ponadto obszar takiego wpływu jest rzędu K_e/U [21], gdzie K_e jest współczynnikiem przewodności cieplnej elektronów, U - prędkością przepływu, $K_e = \frac{l_{ee} v_e}{3}$; l_{ee} oznacza tu drogę swobodną dla zderzeń między elektronami, v_e ich prędkość termiczną.

Ponieważ $v_e/U \sim (m_a/m_e)^{1/2}$ stąd obszar "grzania" elektronów przez falę jest ok. $l_{ee} \sqrt{\frac{m_a}{m_e}}$ [21]. W opisywanym eksperymencie jest on rzędu dziesiątków cm i nie może być zauważony.

Dodajmy, że usunięcie modelu z przepływu nie miało wpływu na wyniki pomiaru T_e , co potwierdza powyższą argumentację, a w szczególności hipotezę, że $T_e \gg T_a$.

Spadek gęstości elektronów /rys.3.2.4/ należy tłumaczyć dyfuzją ambipolarną i rekombinacją. Bilans masy możemy zapisać w tym przypadku [23]

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = -\alpha n_e n_i + D_a \nabla^2 n_e \quad 3.4.1$$

gdzie: α jest współczynnikiem rekombinacji, a D_a współczynnikiem dyfuzji ambipolarnej, przy czym $D_a \nabla^2 n_e = -n_e/\chi$ [23], gdzie χ jest czasem charakterystycznym dla dyfuzji. W naszym przypadku $\chi = \frac{1}{D_a} \left(\frac{r_0}{2.4}\right)^2$ [23], gdzie $2r_0$ jest średnicą strumienia. W warunkach opisywanego eksperymentu ($n_e \geq 10^{12} \text{ cm}^{-3}$) rekombinacja zachodzi głównie wskutek zderzeń potrójnych typu $Hg^+ + e + e$ [24]. W takim przypadku dla $T_e < 4000 \text{ K}$ współczynnik rekombinacji może być przedstawiony w postaci [24]:

$$\alpha \approx A T_e^{-4.5} n_e \quad 3.4.2$$

gdzie: A jest stałą.

Równanie 3.4.1 przybiera zatem postać

$$\frac{dn_e}{dt} = -A T_e^{-4.5} n_e^3 - n_e/\chi \quad 3.4.3$$

Dla obszaru stałej temperatury $22 < x < 41$ mm rozwiązanie równania 3.4.1 możemy zapisać

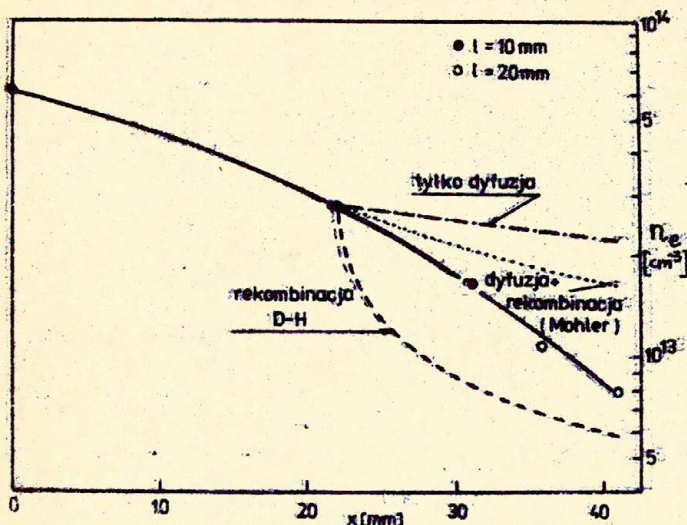
$$n_e^{-2} + \alpha' x = (n_0^{-2} + \alpha' x) e^{2x/x} \quad \text{gdzie } \alpha' = A T_e^{-4.5} \quad 3.4.4$$

Współczynnik dyfuzji ambipolarnej D_a związany jest ze współczynnikiem dyfuzji jonów zależnością $D_a = D_i (1 + T_e/T_a)$. Współczynnik dyfuzji jonowej został zmierzony przez Biondi'ego [25] i wynosi $D_i n_i = 1,8 \cdot 10^{17} \text{ cm}^2/\text{sek atom}/\text{cm}^3$ dla $T_i = 350 \text{ K}$. Wartość ta jest w bardzo dobrej zgodności zarówno z wynikami innych prac doświadczalnych jak i teoretycznych [26,27]. Wartości współczynników rekombinacji w warunkach, gdy można uważać, że proces ten jest trójciałowy zostały zmierzone dla rtęci przez Mohler'a [28] oraz Dandurand'a i Holt'a [29]. Warunki oraz wyniki ich eksperymentów są podane w tabeli 3.4.1. wraz

Tabela 3.4.1 - Doświadczalne wartości współczynnika rekombinacji dla Hg

Autor	Ciśnienie mm Hg	n_e (cm^{-3})	T_e ($^{\circ}\text{K}$)	α
Mohler wg. [31]	0,27	10^{12}	2000	$2,3 \cdot 10^{-10}$
Dandurand, Holt	0,5	10^{12}	2000	$5 \cdot 10^{-9}$
Byron, Stab- ler, Bortz		10^{12}	2000	$3 \cdot 10^{-10}$

z wynikiem teoretycznym otrzymanym przez Byron'a, Stabler'a i Bortz'a [30]. Należy dodać, że ze względu na warunki eksperymentalne wartość α zmierzona przez Dandurand'a i Holt'a jest dość wątpliwa [31]. Podstawiając wartości doświadczalne α do wzoru 3.4.2 można wyznaczyć stałą A i obliczyć α dla naszych warunków eksperymentalnych dla obszaru $T_e = 0,34 \text{ eV} = \text{const}$ /dla $T_e > 4000 \text{ K}$ współczynnik rekombinacji nie może być przedstawiony przez wyrażenie typu 3.4.2/.

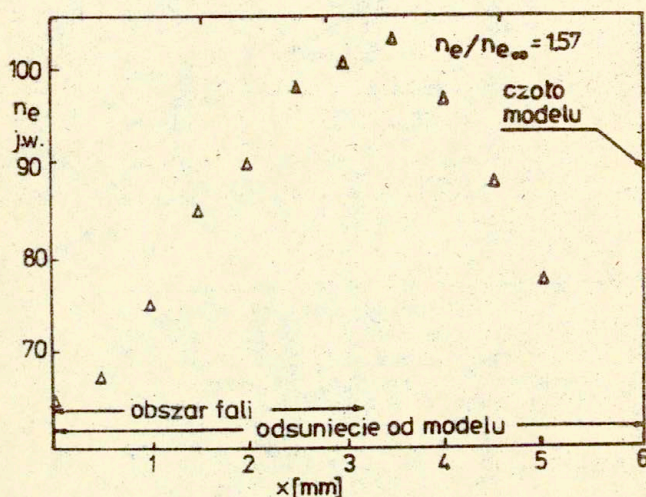


Rys.3.4.1 - Gęstość elektronów wzdłuż osi strumienia plazmy. Porównanie wyników pomiarów sondowych (krzywa ciągła) z rozwiązaniami równania 3.4.1 przy uwzględnieniu: a)---tylko dyfuzji, b)---tylko rekombinacji wg Danduranda i Holta, c)---rekombinacji (wg Mohlera) i dyfuzji.

Na rys.3.4.1 przedstawiono wyniki pomiaru gęstości elektronów wzdłuż osi strumienia plazmy oraz rozwiązania równania 3.4.1. Zmianę gęstości elektronów należy wyjaśnić dyfuzją oraz rekombinacją (przy współczynniku rekombinacji zmierzony przez Mohlera wydaje się być wiarygodny) oraz występującym ciągle rozprężaniem strumienia naddźwiękowego. To ostatnie zjawisko potwierdza fakt, że na odległości $25 < x < 40$ obserwowano ok. 15 % wzrost liczby Macha. Rozwiązanie równania 3.4.1 przy uwzględnieniu samego procesu rekombinacji ze współczynnikiem α wg Danduranda - Holta daje przebieg gęstości elektronów o wyraźnie innym charakterze zniżając ponadto gęstość elektronów. Zatem wartość α zmierzoną przez Danduranda - Holta należy uznać za obciążoną bardzo dużym błędem.

3.5. Wyniki z analiza pomiarów w obszarze fali uderzeniowej

Na rys.3.5.1 zostały przedstawione gęstości elektronów zmierzone w obszarze fali uderzeniowej powstającej przed umieszczonym w przepływie płasko zakończonym modelem cylindrycznym. Przebieg gęstości elektronów w obszarze fali uderzeniowej można zinterpretować następująco.



Rys.3.5.1 - Przebieg gęstości elektronów w obszarze fali uderzeniowej. Gęstości podane są w jednostkach względnych.

W warunkach, gdy promień Debye'a jest znacznie mniejszy od drogi swobodnej cząstek naładowanych neutralność elektryczna musi być zachowana. Zatem sprężanie jonów w obszarze fali uderzeniowej implikuje identyczne sprężanie elektronów. Jednocześnie ze względu na dużą różnicę mas elektronów i atomów może nastąpić dyfuzyjne przesunięcie elektronów /i związanych z nimi siłami elektrostatycznymi jonów/ względem atomów w obszarze fali uderzeniowej.

Zostało stwierdzone, zarówno doświadczalnie [4] jak i teoretycznie [32], że w przypadku gdy temperatura elektronów znacznie przewyższa temperaturę atomów fala jonowa i elektronowa może być

przesunięta względem fali atomowej w stronę niższego ciśnienia. Przesunięcie to zależy od tzw. liczby ambipolarnej Schmidta, która jest miarą stosunku efektów lepkościowych do dyfuzyjnych [32]

$$S_c = \frac{\mu}{g D_i (1 + T_e / T_a)} \quad 3.5.1$$

gdzie: μ jest lepkością, g - gęstością, zaś D_i współczynnikiem dyfuzji jonów w gazie atomowym.

Przesunięcie fali jonowej względem atomowej zaczyna być wyraźne gdy liczba Schmidta jest mała w porównaniu z jednością [32]. W naszym eksperymencie liczba Schmidta wynosiła $\sim 0,46$ przy założeniu stosunku temperatur $T_e / T_a \approx 11$ przyjęto, że para rtęci jest bliska stanu nasycenia. Brak informacji o temperaturze atomów może powodować, że oszacowana wartość liczby Schmidta jest заниżona, gdyż temperatury atomów mogą być wyższe.

Jak z tego wynika w naszym przypadku nie można oczekiwać przesunięcia elektronów względem atomów, zatem skok gęstości elektronów i skok gęstości atomów jest w tym samym obszarze.

Skok gęstości elektronów na fali uderzeniowej wynosił średnio ok. 1,55, tzn. był niższy niż by to wynikało z teorii gazodynamicznej /dla $M = 2$ i $\gamma = 5/3$, $n_a / n_{a\infty} = 2,3/$. Wynik ten można wyjaśnić następująco. Ponieważ gęstość cząstek naładowanych musi osiągać wartość zerową na ściance modelu, obszar wpływu ścianki może rozciągać się dostatecznie daleko w stronę fali powodując zmniejszenie skoku gęstości na fali uderzeniowej. Efekt taki był obserwowany uprzednio przez Sonina [4] i Claydena [14]. Dlatego też obliczana na podstawie naszych pomiarów grubość fali /ok. 2,1 mm/ może być obciążona dość dużym błędem / $\sim 40\%$. Liczbę Macha wyznaczono mierząc odsunięcie fali uderzeniowej od modelu. Związek między odsunięciem a liczbą Macha dla przypadku cylindrycznego walca jest podany w pracy Maslennikowa [33]. Wynik pomiaru jest zgodny w granicach 10 % z wynikami otrzymanymi z nachylenia charakterystyki i skośnej fali uderzeniowej powstającej na zanurzonym w przepływie klinie [34].

Znając liczbę Macha i grubość fali uderzeniowej można wyznaczyć drogę swobodną atomów l_{aa} , a z niej gęstość n_a [34].

W przypadku fali uderzeniowej formującej się przed umieszczonym w przepływie modelem cylindrycznym warunki eksperymentalne różnią

się od idealnych ze względu na odstępstwa od jednowymiarowości i gradienty między falą a modelem. Nie mniej jednak wyznaczona w ten sposób gęstość atomów $n_a \approx 2 \cdot 10^{15}$ atom/cm³ nie powinna być obarczona błędem większym niż 100 %.

Dobre wyniki z tego typu pomiarów uzyskuje się stosując tzw. "sheath holder" /patrz np. [35]/.

4. Zakończenia

Przedstawiono wyniki sondowych pomiarów temperatury i gęstości elektronów w nadźwiękowym strumieniu plazmy rtęciowej. W przypadku temperatury T_e stwierdzono dobrą zgodność z uzyskanymi uprzednio wynikami spektroskopowymi. Otrzymane gęstości elektronów n_e są ok. 2,5 raza wyższe od gęstości n_e otrzymanych metodą spektroskopową. Jedną z przyczyn tej rozbieżności może być przyjęcie $j_{||}/j_{\perp} \approx 1$ /patrz rozdział 3.3/. Odpowiedź można by uzyskać z pomiarów n_e sondą ustawioną równoległe do strumienia plazmy.

Zostały zmierzone profile gęstości elektronów w obszarze fali uderzeniowej przed umieszczonym w strumieniu modelem cylindrycznym. Stwierdzono możliwość wyznaczania na ich podstawie grubości fali oraz jej odsunięcia od modelu, które pozwalają na określenie niektórych parametrów przepływu, w szczególności liczby Macha i gęstości atomów.

Zostały również podane proste interpretacje przebiegów temperatury i gęstości elektronów.

Literatura

- 1 P.M.CHUNG, L.TALBOT, K.J.TOURYAN: Electric Probes in Stationary and Flowing Plasmas, Theory and Application, Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg, New York, 1975
- 2 Z.SZYMAŃSKI: przyjęte do druku w Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer
- 3 J.G.Laframboise: UTIAS Report No.100, 1966
- 4 A.A.SONIN: UTIAS Report No.109, 1965
- 5 E.O.JOHNSON, L.MALTER: Physical Review 80, 58, 1950
- 6 E.L.BATTLE, R.B.BELL: The Physics of Fluids, 13, 1488, 1970
- 7 E.W.PETERSON, L.TALBOT: AIAA Journal, 8, 2215, 1970
- 8 J.D.SWIFT, M.J.R.SCHWAR: Electric Probes for Plasma Diagnostics, American Elsevier, New York, 1971
- 9 R.H.KIRCHHOFF, E.W.PETERSON, L.TALBOT: AIAA Journal, 9, 1686, 1971
- 10 S.D.HESTER, A.A.SONIN: The Physics of Fluids, 13, 1265, 1970
- 11 J.E.ALLEN, R.L.F.BOYD, P.REYNOLDS: Proceedings of the Physical Society, B, Vol.70, Pt.3, 297, 1957
- 12 F.F.CHEN: Journal of Nuclear Energy, Part C, Vol.7, 47, 1965
- 13 J.B.FRENCH: UTIAS Report 79, 1961
- 14 W.A.CLAYDEN: Rarefied Gas Dynamics, wyd.J.A.Laurmann, Academic Press, New York, vol.II, 435, 1963
- 15 F.O.SMETANA: Rarefied Gas Dynamics, wyd.J.A.Laurmann, Academic Press, New York, vol.II, 65, 1963
- 16 M.KAMAL: Journal of Applied Physics, 35, 1697, 1964
- 17 J.R.SANMARTIN: The Physics of Fluids, 15, 391, 1972
- 18 A.K.JAKUBOWSKI: AIAA Journal, 10, 988, 1972
- 19 W.P.S.TAN: Journal of Physics D: Applied Physics, 6, 1206, 1973
- 20 A.SHERMAN, E.RESHOTKO: AIAA Journal, 7, 610, 1969
- 21 I.B.ZELDOWICZ, I.P.RAIZER: Fizika udarnych wołn i wysokotemperaturnych hidrodinamiczeskich jawleni, Moskwa, 1963
- 22 M.S.GREWALL, L.TALBOT: Journal of Fluid Mechanics, 16, 573, 1963

- 23 E.W.McDANIEL: Collision Phenomena in Ionized Gases, John Wiley & Sons, New York, London, Sydney, 1964
- 24 H.W.DRAWIN, F.EMARD: Beiträge aus der Plasmaphysik, 15, 273, 1975
- 25 M.A.BIONDI: Physical Review 90, 730, 1953
- 26 G.MIERDEL: Z.Physik 121, 577, 1943
- 27 F.R.KOVAR: Physical Review A 133, 681, 1964
- 28 F.L.MOHLER: J.Research Natl.Bur.Standards 19, 446, /1937/
- 29 P.DANDURAND, R.B.HOLT: Physical Review 82, 868, 1951
- 30 S.BYRON, R.C.STABLER, P.I.BORTZ: Physical Review Letters 8, 376, 1962
- 31 L.B.LOEB: Basic Processes of Gaseous Electronics. University of California Press, Berkeley and Los Angeles, 1955
- 32 S.R.M.SINCLAIR: UTIAS Report 130, 1968
- 33 W.G.MASLENNIKOW w książce Aerodynamiczeskije isljedowanja swierchewukowych tjeczenji, wyd.Nauka, Moskwa, 1967
- 34 Z.SZYMAŃSKI: Rozprawa doktorska, IPPT PAN, Warszawa, 1978
- 35 R.H.KIRCHHOFF, L.TALBOT: AIAA Journal 9, 1098, 1971
- 36 S.DUSHMAN: Scientific Foundation of Vacuum Technique, wyd. J.Lafferly, New York - London, John Wiley and Sons Inc., 1962 /tłum.ros.Moskwa 1961/
- 37 A.DALGARNO: Phil.Trans.Roy.Soc., /London/ A 250, 426, 1958
- 38 Y.NAKAMURA, J.LUCAS: J.Phys.D.vol.11, 337, 1978
- 39 S.D.ROCKWOOD: Physical Review A, 8, 2348, 1973
- 40 L.SPITZER: Physics of Fully Ionized Gases 2 nd, Ed. Interscience Publishers, 1962

Dodatek

1. Średnia droga swobodna dla zderzeń między atomami Hg
Droga swobodna na zderzenia między atomami może być obliczona z zależności [23]:

$$l_{aa} = \frac{1}{\sqrt{2} n_a Q_{aa}} \quad ; \quad Q_{aa} = \pi \delta^2 \quad 1.1$$

gdzie: n_a jest gęstością atomów, a δ tzw. gazokinetyczną średnicą atomu, przy czym $\delta = \delta_m \sqrt{\frac{C+1}{T}}$; δ_m - oznacza tu średnicę atomu przy nieskończonej wielkiej temperaturze, T - temperaturę, a C stałą Southera.

Dla rtęci $\delta_m = 2,5 \cdot 10^{-8}$ cm, $C = 996$ [36]

2. Średnia droga swobodna dla zderzeń jonów Hg⁺ z atomami Hg
Średnia droga swobodna na zderzenia jon-atom jest zdefiniowana [23]

$$l_{ia} = \frac{1}{\sqrt{2} n_a Q_{ia}} \quad 2.1$$

gdzie: n_a jest gęstością atomów, a Q_{ia} przekrojem czynnym na zderzenia między jonami i atomami. W tym przypadku właściwym przekrojem czynnym jest przekrój związany z dyfuzją jonów rtęci w gazie atomowym. Przekroje takie podane są w pracy Dalgarno [37] i jakkolwiek autor zaznacza, że wartości ich są bardzo niepewne to zostały one potwierdzone eksperymentalnie [27].

Wartości przekrojów w jedn. 10^{-16} cm² podane są w tabeli 2.1.

Tabela 2.1

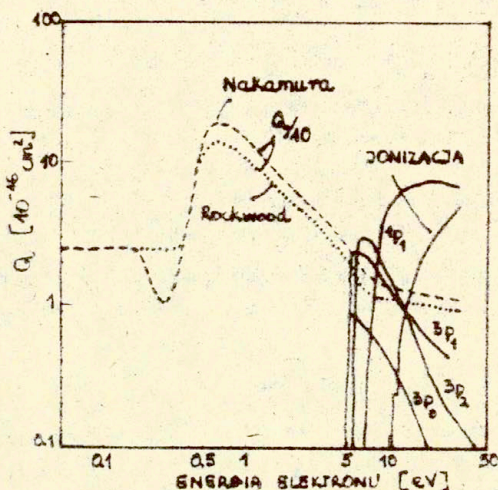
$\log_{10} E$ (eV)	-1	0	1	2	3
Dalgarno [64]	450	400	355	314	274
Kovar [60]		445			

3. Średnia droga swobodna dla zderzeń elektronów z atomami Hg
Średnia droga swobodna na zderzenia elektron-atom może być otrzymana z zależności [23]

$$l_{ea} = 1/n_a Q_{ea} \quad 3.1$$

czynnik $\sqrt{2}$ pojawiający się poprzednio nie jest właściwy w tym przypadku, ponieważ można przyjąć, że elektrony poruszają się wśród nieruchomych atomów.

Przekrój czynny Q_{ea} dla zderzeń elektron-atom Hg został przedstawiony na rys.3.1 /wg Nakamura, Lucas [38]/



Rys.3.1 - Przekroje na zderzenia elastyczne i nie-elastyczne elektronów z atomami Hg w funkcji energii elektronów /wg [38]/

- - - Nakamura, Lucas [38]
 Rockwood [39]

4. Droga swobodna dla zderzeń między naładowanymi cząstkami
- W plazmie, w której znajduje się wiele cząstek w kuli o promieniu Debye'a, tradycyjna definicja średniej drogi swobodnej w sensie zderzeń podwójnych traci znaczenie. Spitzer [40] zdefiniował tzw. czas rozproszenia kąтового t_D tzn. średni czas, w którym cząstka o masie m , ładunku Ze i prędkości v jest stopniowo odchylana o 90° od pierwotnego kierunku ruchu w wyniku pewnej liczby zderzeń. Odległość jaką przebędzie cząstka w czasie t_D może być uważana za jej średnią drogę swobodną, tzn.

$$l_{aa} = v t_D$$

4.1

Dla przypadku grupy cząstek o tych samych temperaturach oddziałujących ze sobą otrzymuje się wyrażenie [4]

$$l_{\alpha\alpha} = 1.80 \cdot 10^9 \frac{T^2}{n \ln \Lambda} \quad 4.2$$

w jednostkach MKS dla $Z = 1$,

gdzie $\ln \Lambda$ jest tzw. logarytmem spitzerowskim

$$\Lambda = 1.24 \cdot 10^7 \sqrt{T^3/n} \quad 4.3$$

Dla tych samych wartości temperatury i gęstości drogi swobodne dla zderzeń elektron-elektron oraz jon-jon są identyczne.

Można pokazać [21], że ze względu na $m_e \ll m_i$, $l_{ei} \approx l_{ee}$.