



Narodowe Centrum Badań Jądrowych

Badania eksperymentalne i komputerowe symulacje emisji jonów z akceleratora plazmowego RPI-IBIS

Karol Malinowski

**Praca doktorska wykonana
w Zakładzie Badań Plazmy (TJ5)**

**Promotor pracy:
Prof. dr hab. Marek J. Sadowski**

Świerk 2012

Podziękowania

Bardzo serdecznie dziękuję mojej żonie
Dr Anecie Malinowskiej
za ciągłe wsparcie w mojej pracy zawodowej.

Pragnę bardzo gorąco podziękować promotorowi rozprawy doktorskiej
Prof. dr hab. Markowi J. Sadowskiemu
za opiekę naukową i stałą pomoc w ciągu całego okresu pisania pracy.

Bardzo serdecznie chciałbym podziękować
Dr Elżbiecie Składnik-Sadowskiej
za bardzo dużą pomoc merytoryczną i praktyczną w czasie realizacji
całego programu badawczego na układzie RPI-IBIS.

Serdecznie dziękuję konstruktorowi generatora prądowego RPI-IBIS
Inż. Krzysztofowi Czausowi
za cenne informacje dotyczące budowy i działania układu.

Dziękuję również Koleżankom i Kolegom z Zakładu TJ-5 NCBJ
za współpracę oraz za stworzenie warunków do pracy eksperymentalnej
na układzie RPI-IBIS, a w szczególności
Panom Krzysztofowi Gątarczykowi i Krzysztofowi Gniadkowi
za pomoc w eksploatacji układu i urządzeń pomiarowych.

Streszczenie

Rozprawa przedstawia podsumowanie szczegółowych badań eksperymentalnych i wyniki komputerowych symulacji emisji jonów z akceleratora plazmowego RPI-IBIS, który został opracowany i zbudowany w latach 80-tych w IPJ (teraz NCBJ) w Świerku [35], a obecnie stosowany jest głównie do badań aplikacyjnych.

W pierwszej części rozprawy przedstawiono ogólny opis różnych akceleratorów plazmowych oraz akceleratora z elektrodami wielo-prętowymi, czyli akceleratora typu RPI (ang. Rod Plasma Injector). Następnie przedstawiono najważniejsze wyniki wcześniejszych badań takich akceleratorów o różnej energetyce (energii uwalnianej w trakcie wyładowania z banku kondensatorów), a zwłaszcza układu RPI-IBIS. Na podstawie tych wyników sformułowana została zasadnicza teza pracy, że dla dokonania właściwego doboru parametrów konstrukcyjnych i operacyjnych akceleratora plazmowego typu RPI niezbędne są szczegółowe pomiary emitowanych jonów przy wykorzystaniu spektrometru typu Thomsona i jonowych kamer typu „pinhole” oraz przeprowadzenie pełniejszej analizy procesów akceleracji i emisji tych jonów w różnych reżimach pracy rozpatrywanego układu.

W drugiej części rozprawy przedstawiono opis obecnej wersji układu RPI-IBIS i zastosowanych urządzeń pomiarowych oraz wyniki pomiarów jonów, które uzyskano za pomocą spektrometru masowego typu Thomsona; w tym rozkłady energetyczne protonów i deuteronów. Wykorzystując zarejestrowane parabole jonowe określono charakterystyki kalibracyjne stosowanych jądrowych detektorów śladowych (NTD). W następnej części rozprawy przedstawiono wyniki szczegółowych pomiarów strumieni jonów w układzie RPI-IBIS wzdłuż osi symetrii układu przy wykorzystaniu kamer typu „pinhole” wyposażonych w detektory NTD i odpowiednie filtry absorpcyjne oraz wyniki badań przestrzennej struktury strumieni jonów w płaszczyźnie, w której umieszczane są zwykle próbki do badań materiałowych.

W kolejnej części rozprawy przedstawiono wyniki szczegółowych obliczeń pól elektrycznych i magnetycznych w obszarze elektrod akceleratora RPI-IBIS, a następnie obliczenia trajektorii jonów o różnej energii końcowej. Następnie podano wyniki komputerowych symulacji obrazów jonowych i energetycznych rozkładów jonów dla różnych reżimów pracy układu RPI-IBIS. W zakończeniu rozprawy, oprócz porównania wyników eksperymentów i symulacji komputerowych, przedstawiono propozycje dotyczące dalszych badań nad optymalizacją układów typu RPI.

Spis treści

1. Wprowadzenie
 - 1.1. Definicja i rola akceleratorów plazmowych
 - 1.2. Podstawy fizyczne działania akceleratorów plazmowych
 - 1.3. Podział i najważniejsze rodzaje akceleratorów plazmowych
 - 1.3.1. Akceleratory plazmowe z własnym polem magnetycznym
 - 1.3.2. Akceleratory plazmowe z zewnętrznym polem magnetycznym
 - 1.4. Akcelerator plazmowy typu RPI opracowany w IPJ
2. Najważniejsze wyniki badań układów RPI z lat 1966-2004
 - 2.1. Wyniki pomiarów optycznych i korpuskularnych
 - 2.2. Opis wczesnych badań teoretycznych układów RPI
 - 2.2.1. Opis fenomenologiczny
 - 2.2.2. Próby wykorzystania modelu jednocząstkowego
 - 2.3. Uzasadnienie potrzeby dalszych badań układów typu RPI
3. Sformułowanie głównej tezy rozprawy
 - 3.1. Szczegółowe zadania badawcze
4. Opis układu eksperymentalnego
 - 4.1. Najważniejsze dane eksploatacyjne układu RPI-IBIS
 - 4.2. Podstawowe wyposażenie pomiarowe
5. Wyniki badań eksperymentalnych wykonanych w układzie RPI-IBIS w ostatnich latach
 - 5.1. Porównanie charakterystyk detektorów śladowych LR-115A, CR-39 i PM-355 pod kątem ich przydatności do pomiarów impulsowych strumieni plazmowo-jonowych w układzie RPI-IBIS
 - 5.2. Badania impulsowych strumieni plazmowo-jonowych w układzie RPI-IBIS za pomocą spektrometru Thomsona
 - 5.3. Badania impulsowych strumieni plazmowo-jonowych w układzie RPI-IBIS za pomocą kamer typu „pinhole”
 - 5.4. Badania impulsowych strumieni plazmowo-jonowych w układzie RPI-IBIS przez bezpośrednie pomiary jonów detektorem PM-355

6. Analiza wyników eksperymentalnych

6.1. Opis stosowanego modelu fizycznego

6.2. Rozkład pól elektrycznych i magnetycznych wewnątrz działa plazmowego
RPI-IBIS

6.3. Obliczenia trajektorii jonów wewnątrz działa plazmowego RPI-IBIS

6.4. Modelowanie obrazów wiązek jonowych

6.5. Modelowanie rozkładów energetycznych jonów

6.6. Straty energetyczne jonu w wyniku ruchu w plazmie

7. Podsumowanie rozprawy i wnioski

Spis literatury

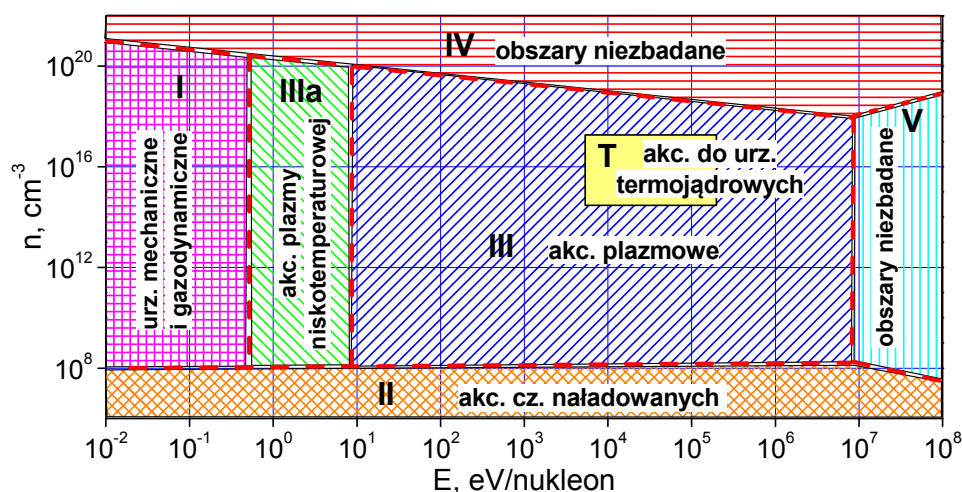
1. Wprowadzenie

1.1 Definicja i rola akceleratorów plazmowych

Akceleratory plazmowe (AP), nazywane także działami lub iniektorami plazmowymi, to urządzenia do otrzymywania strumieni plazmy o prędkościach $10 - 10^3$ km/s i większych, co odpowiada energii kinetycznej jonów od ~ 10 eV do $10^5 - 10^6$ eV [1]. AP o niskich energiach sąsiadują z generatorami plazmy niskotemperaturowej – tzw. plazmotronami, a AP o bardzo wysokich energiach z akceleratorami cząstek naładowanych. AP są zazwyczaj generatorami całkowicie zjonizowanej plazmy. Dlatego, w odróżnieniu od plazmotronów, procesy wzbudzenia i jonizacji oraz procesy cieplne spełniają w AP tylko drugorzędną rolę.

Do AP zaliczają się urządzenia, w których jednoczesne wytworzenie i przyspieszenie plazmy odbywa się na skutek dostarczenia energii elektrycznej za pomocą jednego lub wielu specjalnych wyładowań elektrycznych. Należy jednak zaznaczyć, że intensywne strumienie plazmowe o wielkich prędkościach można jednak otrzymać także innymi metodami, np. oddziałując laserem na ciało stałe.

Dla ukazania charakterystycznych parametrów plazmy uzyskiwanej w AP, w porównaniu do innych urządzeń przyspieszających materię, wszystkie układy służące do przyspieszania materii przedstawiono blokowo na Rys. 1.1.1, gdzie na osi x oznaczono energię E (w eV/nukleon), a na osi y - koncentrację cząstek n (na cm^3).



Rys. 1.1.1. Podział urządzeń przyspieszających ze względu na energię i koncentrację cząstek [2].

Obszar I po lewej stronie wykresu z Rys. 1.1.1 obejmuje wszystkie mechaniczne i gazodynamiczne urządzenia skonstruowane w historii ludzkości, w tym także nowoczesne układy do badań kosmicznych.. Obszar ten charakteryzuje się stosunkowo małymi prędkościami (10^3 m/s tj. $E \approx 0.5$ eV/nukleon) i wielkimi koncentracjami cząstek. Energia cząstek jest tu ograniczona właściwościami procesów mechanicznych, cieplnych lub chemicznych, które w tym przypadku stanowią jej źródła.

Do obszaru II zaliczają się różnego rodzaju akceleratory cząstek naładowanych – od tzw. rur Crookes’a do wielkich nowoczesnych akceleratorów cząstek naładowanych. Dla rozpatrywanego obszaru charakterystyczne są: mała koncentracja, ograniczona objętościowym ładunkiem elektrycznym i teoretycznie nieograniczona energia cząstek, która może być pobrana od pola elektromagnetycznego.

Zaznaczone na Rys. 1.1.1 obszary IV i V są na razie dla nauki białymi plamami, o których opanowaniu i wykorzystaniu możemy tylko fantazjować.

Wydzielony obszar III obejmuje natomiast akceleratory plazmowe (AP) i zbliżone do nich systemy plazmo-dynamiczne. Charakterystyczny dla tego obszaru jest bardzo szeroki przedział gęstości ($10^{10} \div 10^{20}$ cm⁻³) i energii ($10^0 \div 10^7$ eV/nukleon). W tym zakresie parametrów głównym źródłem energii jest pole elektromagnetyczne. Dlatego wielkość energii cząstek nie jest tu jawnie ograniczona. Ponieważ w AP przyspiesza się plazmę, a więc ośrodek quasi-neutralny (elektrycznie obojętny w dostatecznie dużej objętości lub w dostatecznie długich odcinkach czasu), teoretycznie nie jest ograniczona również koncentracja cząstek. Z obszaru III można wydzielić obszar IIIa, do którego zaliczają się urządzenia z plazmą niskotemperaturową i jej typowe źródła, jak plazmotrony łukowe i wysokiej-częstotliwości (mikrofalowe). Trzeba w tym miejscu zauważyć, że wartości parametrów w obszarze III, tj. energia i koncentracja cząstek, mogą być osiągnięte nie tylko za pomocą AP, lecz również innymi sposobami. Niemniej jednak metody AP są w sumie najbardziej prostymi i wygodnymi [2]. O możliwościach AP świadczy fakt, że urządzenia przeznaczone do badań termojądrowych stanowią tylko ich niewielką część, zaznaczoną na Rys. 1.1.1 jako obszar T.

Należy podkreślić, że w odróżnieniu od akceleratorów cząstek naładowanych, w kanale AP znajdują się równocześnie cząstki z ładunkami obu znaków, tj. dodatnie jony i elektrony, które tworzą ośrodek elektrycznie quasi-neutralny. Powoduje to ograniczenia ruchu cząstek naładowanych, związane z ładunkiem objętościowym i pozwala otrzymywać strumienie plazmowe o efektywnym natężeniu prądu jonów rzędu

kilku MA przy energii cząstek rzędu 100 eV. Przy prądach jonowych około 1 MA, osiągnięta energia cząstek może przekraczać kilka keV.

Jony i elektrony wylatują z AP praktycznie z równymi prędkościami, ale główna energia strumienia plazmy związana jest z jonami (ze względu na ich znacznie większą masę). Dlatego można powiedzieć, że AP to systemy elektryczne przyspieszające jony w obecności elektronów, kompensujących objętościowy ładunek jonów.

Opisując mechanizm przyspieszenia w AP, plazmę można rozpatrywać i jako ośrodek jednolity i jako mieszaninę wszystkich cząstek (jonów i elektronów). W ramach pierwszego podejścia zakłada się, że przyspieszenie plazmy uwarunkowane jest gradientem całkowitego (jonowego i elektronowego) ciśnienia $p = p_i + p_e$ i działaniem siły Ampera F_{Amp} (patrz dodatek – prawo Ampera), pojawiającej się przy oddziaływaniu prądów płynących w plazmie z polem magnetycznym:

$$F_{Amp} \sim jB$$

gdzie j – gęstość prądu w plazmie, B – indukcja pola magnetycznego.

W drugim podejściu przyjmuje się, że przyspieszenie jonów może następować w wyniku: 1) działania pola elektrycznego E , istniejącego w objętości plazmy; 2) zderzeń ukierunkowanego strumienia elektronów z jonami (tzw. wiatru elektronowego); 3) zderzeń jonów z jonami, dzięki czemu energia chaotycznego ruchu jonów zmienia się na ukierunkowaną (gdy następuje cieplne albo gazodynamiczne przyspieszenie jonów w wyróżnionym kierunku). Największe znaczenie dla AP ma przyspieszenie jonów polem elektrycznym, mniejsze – dwa pozostałe mechanizmy.

Pierwsze AP powstały się w połowie lat 1950-tych i w wyniku wielu lat rozwoju znalazły zastosowania: jako silniki elektro-odrzutowe, w technologii czyszczenia powierzchni (metodą rozpylania katodowego), w technologii nanoszenia metalowych warstw na powierzchnie różnych materiałów, w badaniach zjawisk aerodynamicznych w jonosferze, w astrofizyce eksperymentalnej (do modelowania zjawisk kosmicznych), w badaniach nad syntezą jądrową (w charakterze wtryskiwaczy gorącej plazmy), w plazmochemii itd. W miarę dalszego doskonalenia konstrukcji i osiągania lepszych parametrów eksploatacyjnych obszar zastosowań AP powinien się nadal rozszerzać.

1.2 Podstawy fizyczne działania akceleratorów plazmowych

Typowy akcelerator plazmowy AP [2] składa się zwykle z trzech podstawowych podzespołów [2]: a) jonizatora; b) układu dostarczania energii do plazmy; c) kanału

akceleracyjnego, w którym następuje przyśpieszenie i ogniskowanie strumienia plazmy.

W większości współczesnych AP funkcje jonizacji i przyśpieszania realizowane są równocześnie w kanale akceleracyjnym. Układy dostarczające energię do plazmy składają się najczęściej z elektrod, izolatorów, połączeń elektrycznych i różnych zasobników energii. Poprawniej należałoby mówić o układach doprowadzania i odprowadzania energii, gdyż oprócz dostarczania energii do plazmy powinno realizować się przynajmniej częściowe odprowadzanie energii, m.in. w celu eliminowania różnego rodzaju niestabilności.

Do opisu AP często przydatny jest parametr zwany współczynnikiem wymiany:

$$-\xi = I_w / I_{\dot{m}} \quad (1.2.1)$$

gdzie: I_w – natężenie prądu wyładowania, $I_{\dot{m}} = \frac{e\dot{m}}{M}$ – wyrażona w jednostkach prądowych ilość substancji roboczej dostarczanej do układu w czasie jednostki czasu.

Wykorzystując współczynnik wymiany ξ oraz wydajność akceleratora η , można wyrazić stosunek energii cząstek E do przyłożonego w trakcie wyładowania napięcia (tj. różnicy potencjałów) U_o :

$$\frac{E}{eU_o} = \xi\eta \quad (1.2.2)$$

Wielkość

$$\xi_1 \equiv \xi\eta \quad (1.2.3)$$

nazywa się często współczynnikiem transformacji. Warto zauważyć, że jeśli $\xi < 1$, to wobec $\eta < 1$ mamy:

$$E < eU_o \quad (1.2.4)$$

Generalnie problem obliczeniowy związany z AP dotyczy jonizacji cząstek neutralnych, a następnie zachowania się wytworzonych jonów i elektronów w samouzgodnionym polu elektromagnetycznym przy określonych warunkach brzegowych.

Niemożliwe jest przedstawianie dla wszystkich AP jakichś uniwersalnych parametrów, których wprowadzenie pozwoliłyby radykalnie uprościć rozwiązanie zadań we wszystkich przypadkach. Dlatego z fizycznego punktu widzenia problem analizy działania AP jest jednym z najbardziej złożonych problemów fizyki plazmy.

Można wyróżnić następujące etapy analizy procesów zachodzących w AP:

1. Analiza mechanizmów przyspieszania plazmy i warunków ich realizacji;

2. Stworzenie całościowego modelu akceleratora z uwzględnieniem warunków na granicy między plazmą i ciałami stałymi (dielektrykiem, metalem itp.);
3. Analiza stabilności opracowanego modelu.

Podanie dokładnego określenia co należy nazywać przyśpieszaniem plazmy, nasuwa jednak pewne problemy. Nawet w wypadku pełnej jonizacji, plazma to ośrodek składający się z dwóch składników, których ruchy mogą się mocno różnić. Elektrony dzięki bardzo małej masie już przy temperaturze $T \sim 0.03$ eV (gdzie $1 \text{ eV} \sim 11\,300^\circ \text{ K}$) mają prędkość $> 10^7$ cm/s. Natomiast protony prędkość 10^7 cm/s uzyskują dopiero przy temperaturze odpowiadającej energii 50 eV. Dlatego można powiedzieć, że przyśpieszanie plazmy to przyśpieszanie jonów przy zachowaniu warunku quasi-stacjonarności.

Równanie ruchu jonu można zapisać w postaci [2]:

$$M \frac{d\vec{v}_i}{dt} = e\vec{E} + \vec{F}_{i,i} + \vec{F}_{i,e} + \frac{e}{c}(\vec{v}_i \times \vec{B}) \quad (1.2.5)$$

gdzie: e – ładunek elektronu, $\vec{E}$ – natężenie pola elektrycznego, c – prędkość światła, $\vec{B}$ – indukcja magnetyczna, M – masa jonu, $\vec{v}_i$ – prędkość jonu, $\vec{F}_{i,i}$ – siła wywoływana oddziaływaniem innych jonów (tj. siła wywoływana gradientem ciśnienia jonów), $\vec{F}_{i,e}$ – odpowiednio siła wywoływana oddziaływaniem elektronów. Zmieniać moduł prędkości jonu mogą tylko trzy pierwsze siły, natomiast siła Lorentza może zmienić jedynie kierunek prędkości jonu.

Przechodząc do równania hydrodynamicznego dla składowej jonowej, zamiast równania (1.2.5) można napisać [2]:

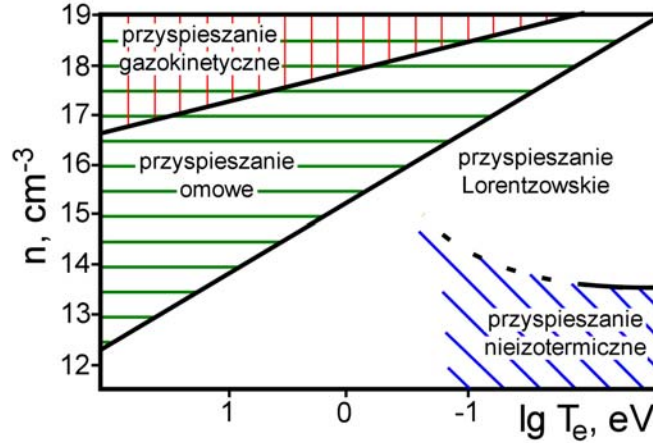
$$M \frac{d\vec{v}_i}{dt} = e\vec{E} + \left(-\frac{\nabla p_i}{n} + \vec{f}_{lep,i} \right) - \frac{e\vec{j}}{\sigma} + \frac{1}{c}(\vec{v}_i \times \vec{B}). \quad (1.2.6)$$

Z porównania widać, że siła $\vec{F}_{i,i}$ równoważna jest sile wywoływanej gradientem ciśnienia jonów oraz ich lepkości, a siła $\vec{F}_{i,e}$ odpowiada omowej oporności.

Tak więc mechanizmy przyśpieszania można podzielić w sposób następujący:
 działanie siły $e\vec{E}$ – mechanizm elektryczny (zwany też elektrostatycznym),
 działanie siły $\vec{F}_{i,i} = \left(-\frac{\nabla p_i}{n} + \vec{f}_{lep,i} \right)$ – mechanizm gazodynamiczny (zwany potocznie termicznym lub „dżulowym”),

działanie siły $\vec{F}_{i,e} = -\frac{e\vec{j}}{\sigma} \equiv e\vec{E}^*$ – mechanizm omowy (zwany przyspieszaniem „wiatrem elektronowym”), gdzie E^* oznacza efektywne natężenie pola elektrycznego.

Na Rys. 1.2.1 przedstawiono zakres wartości parametrów, przy których można za pomocą każdego z powyższych mechanizmów osobno otrzymać na długości 10 cm strumień plazmy jonów azotu o prędkości 10^7 cm/s.



Rys. 1.2.1. Wykres przedstawiający zakres wartości parametrów, przy których za pomocą różnych mechanizmów można otrzymać na długości 10 cm strumień plazmy azotowej o prędkości 10^7 cm/s [2].

Warto zauważyć, że siły $e\vec{E}$ i $\vec{F}_{i,i}$ mają dosyć prosty i przejrzysty sens, natomiast siła „wiatru elektronowego” $\vec{F}_{i,e}$ wymaga kilku uwag. Po pierwsze, nie jest ona mała, jak mogłoby się w pierwszej chwili wydawać. Dla $T_e \sim 2$ eV i przewodnictwa kulombowskiego (tj. przy założeniu, że prąd w plazmie podporządkowany jest prawu Ohma) efektywne natężenie pola elektrycznego osiąga wartość $E^* \sim 10$ V/cm przy gęstości prądu $j \sim 300$ A/cm². Takie gęstości prądu osiąga się w różnych stacjonarnych AP. Po drugie, jeśli $\xi \gg 1$, to prędkość (temperatura) elektronów względem prędkości (temperatury) jonów określa większość charakterystycznych prędkości rozchodzenia się zaburzeń w plazmie (np. tzw. „dźwięku jonowego”), co prowadzi do pojawienia się anomalnego oporu i tym samym do ostrego wzrostu wartości E^* .

Przechodząc do dynamiki składnika elektronowego plazmy, ruch pojedynczego elektronu oraz składowej elektronowej, analogicznie do równań (1.2.5) i (1.2.6) możemy opisać odpowiednio:

$$m \frac{d\vec{v}_e}{dt} = -e\vec{E} + \vec{F}_{e,e} - \vec{F}_{i,e} - \frac{e}{c}(\vec{v}_e \times \vec{B}) \quad (1.2.7)$$

$$m \frac{d\vec{v}_e}{dt} = \left(-\frac{\nabla p_e}{n} + \vec{f}_{lep,e} \right) + \frac{e\vec{j}}{\sigma} - e\vec{E} - \frac{e}{c}(\vec{v}_e \times \vec{B}) \quad (1.2.8)$$

Rozpatrując warunki, przy jakich w plazmie może istnieć pole elektryczne przyspieszające jony, należy zauważyć, że istnieniu tego pola najbardziej przeszkadza bardzo duża ruchliwość elektronów. Dlatego właśnie z analizy dynamiki elektronów można otrzymać odpowiednie warunki na istnienie w plazmie pola elektrycznego.

Można tu zauważyć, że wyrażenie $e\left(\frac{\vec{j}}{\sigma} - \vec{E}\right)$ występuje zarówno w równaniu elektronowym jak i w jonowym. Dlatego z równania (1.2.8) wynika:

$$e\left(\frac{\vec{j}}{\sigma} - \vec{E}\right) = \left(\frac{\nabla p_e}{n} - \vec{f}_{lep,e} \right) + \frac{m d\vec{v}_e}{dt} + \frac{e}{c}(\vec{v}_e \times \vec{B}). \quad (1.2.9)$$

Widać stąd, że możliwe są trzy sposoby utrzymania siły przyspieszającej:

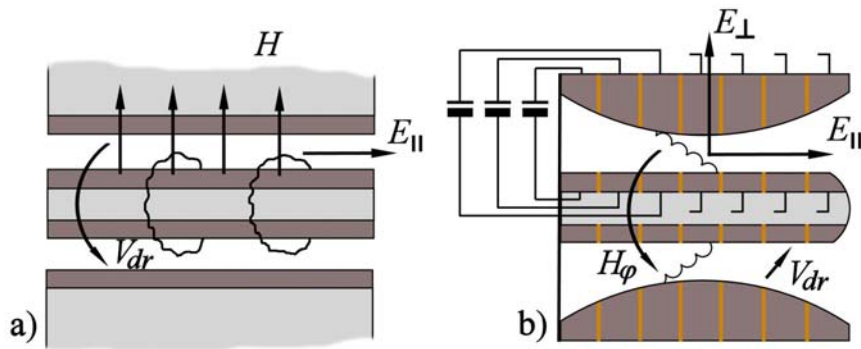
1) Sposób „Lorentzowski”. W tym wypadku:

$$e\left(\frac{\vec{j}}{\sigma} - \vec{E}\right) \approx \frac{e}{c}(\vec{v}_e \times \vec{B}). \quad (1.2.10)$$

Jeśli $\left| \frac{\vec{j}}{\sigma} \right| / |\vec{E}| \rightarrow 0$, to

$$\vec{E} \approx -\frac{1}{c}(\vec{v}_e \times \vec{B}). \quad (1.2.11)$$

W tym wypadku pole elektryczne może występować tylko w obecności magnetycznego pola oddziałującego na elektrony oraz dryfu elektronów, który może mieć charakter zamknięty (pokazany na Rys. 1.2.2a) lub otwarty (pokazany na Rys. 1.2.2b).



Rys. 1.2.2. Schematy obrazujące „Lorentzowskie” przyspieszanie plazmy:
a) z tzw. zamkniętym dryfem elektronów, b) z otwartym dryfem elektronów [2].

Z wzoru (1.2.11) wynika, że $\vec{E} \perp \vec{B}$, tzn. linie pola magnetycznego γ przy przyjętych założeniach pokrywają się w plazmie z liniami ekwipotencjalnymi pola elektrycznego:

$$\Phi = \Phi(\gamma). \quad (1.2.12)$$

2) Sposób „Wekslerowski” – opisany jako:

$$\left(\frac{\vec{j}}{\sigma} - \vec{E} \right) \approx \frac{m}{e} \frac{d\vec{v}_e}{dt}. \quad (1.2.13)$$

Ta metoda otrzymania siły przyspieszającej może mieć zastosowanie w akceleratorze plazmowym przy bardzo małych polach i dlatego przypadek ten jest mniej interesujący.

3) Sposób „Boltzmanowski” – występujący gdy:

$$\left(\frac{\vec{j}}{\sigma} - \vec{E} \right) \approx \frac{1}{e} \frac{\nabla p_e}{n}. \quad (1.2.14)$$

Dodając do siebie równania (1.2.6) i (1.2.8), przy $m_e \rightarrow 0$ oraz $f_{lep} \rightarrow 0$ otrzymuje się wyrażenie:

$$Mn \frac{d\vec{v}_i}{dt} = -\nabla(p_i + p_e) + \frac{1}{c} (\vec{j} \times \vec{B}). \quad (1.2.15)$$

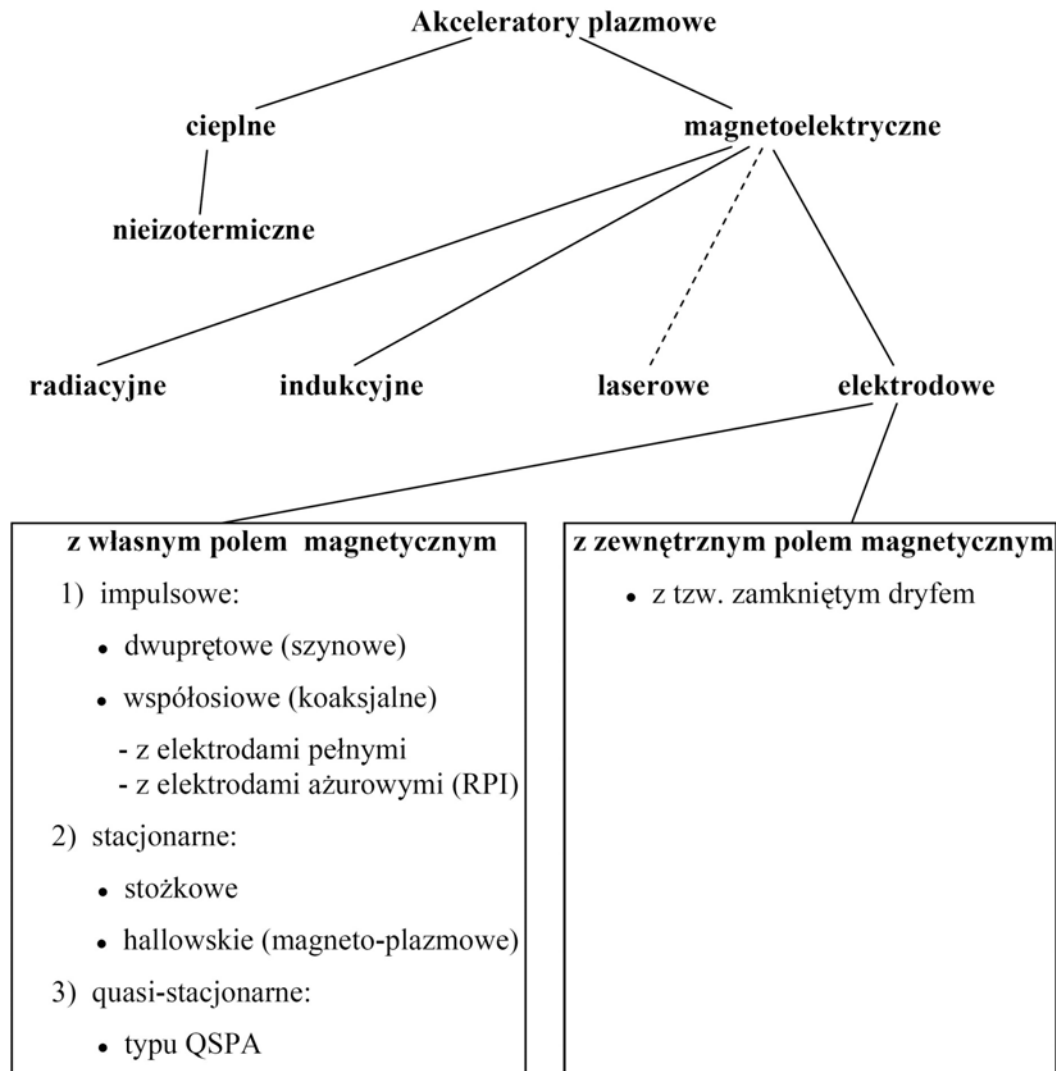
Z równania (1.2.15) widać, że przyspieszanie „boltzmanowskie” wchodzi w człon $\nabla(p_i + p_e)$, a przyspieszenie polem elektrycznym i „wiatrem elektronowym” zawiera się w sile Ampera $\frac{1}{c} (\vec{j} \times \vec{B})$. Przyspieszanie pod wpływem ∇p_e nazywane jest często „nie-izotermicznym”.

1.3 Podział i najważniejsze rodzaje akceleratorów plazmowych

AP można podzielić na **cieplne** i **magnetoelektryczne** w zależności od tego, co przeważa w procesie przyspieszenia: gradient całkowitego ciśnienia p , czy siła Ampera F_{Amp} . Ogólny podział akceleratorów plazmowych przedstawiono na Rys. 1.3.1.

Wśród ciepłych AP główną rolę pełnią akceleratory **nieizotermiczne**, w których $p_e \gg p_i$. Tłumaczy się to tym, że zwykle trudno jest wytworzyć plazmę z wysoką temperaturą jonów T_i , a stosunkowo prosto - z „gorącymi” elektronami ($T_e \gg T_i$). Taka plazma jest nieizotermiczna. Budowa akceleratora nieizotermicznego podobna jest do „dyszy magnetycznej” (pokazanej na Rys. 1.3.2), w której za pomocą iniekcji szybkich elektronów, albo elektronowego rezonansu cyklotronowego wytwarza

się plazmę z „gorącymi” elektronami: $T_e \sim 10^7\text{--}10^9$ K (lub w jednostkach energetycznych: $kT_e \sim 10^3\text{--}10^5$ eV, gdzie k – stała Boltzmanna). Elektrony, poruszając się w kierunku wylotu komory akceleratora, tworzą pole elektryczne, które „wyciąga” (przyspiesza) jony, nadając im energię rzędu kT_e .



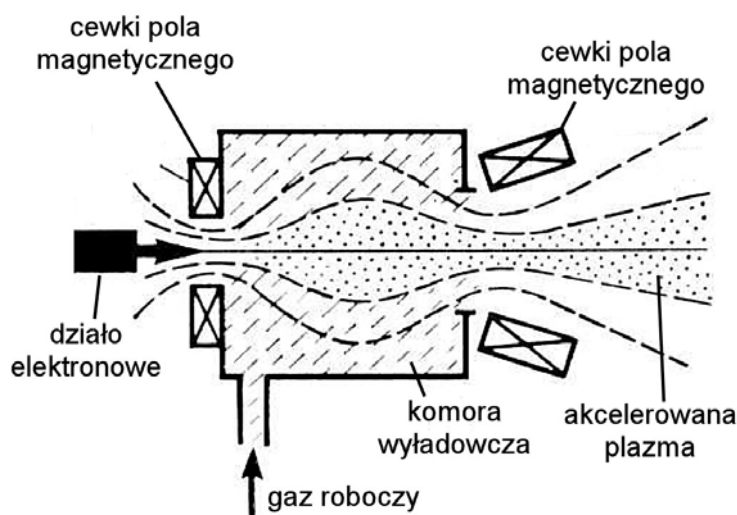
Rys. 1.3.1. Podział akceleratorów plazmowych.

Elektromagnetyczne AP można podzielić według sposobu dostarczania energii do plazmy. Wyróżnia się trzy klasy:

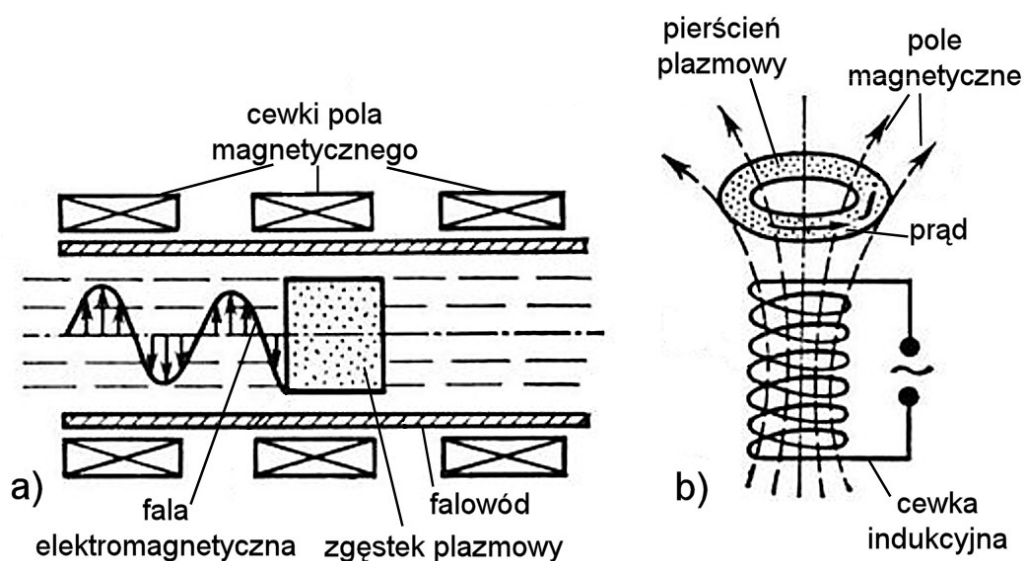
- a) **Akceleratory radiacyjne**, w których przyspieszenie strumienia plazmy następuje w wyniku ciśnienia fali elektromagnetycznej, padającej na obłok (tzw. „zgęstek”) plazmowy (przedstawione na Rys. 1.3.3a);
- b) **Akceleratory indukcyjne** – urządzenia impulsowe, w których wzrost zewnętrznego pola magnetycznego B indukuje prąd j w wytworzonym pierścieniu plazmy

(przedstawione na Rys. 1.3.3b), a oddziaływanie tego prądu z polem magnetycznym która przyspiesza cały pierścień plazmowy.

c) **Elektrodowe akceleratory plazmowe**, w których istnieje bezpośredni kontakt przyspieszanej plazmy z elektrodami, podłączonymi do źródła napięcia, a akceleracja



Rys. 1.3.2. Schemat nieizotermicznego akceleratora plazmowego. Elektronowa wiązka, emitowana z działu elektronowego, nagrzewa elektrony w komorze wyladowczej i jonizuje gaz roboczy wpuszczany do komory. Generowana plazma pod wpływem gradientu ciśnienia elektronowego przemieszcza się wzdłuż linii sił pola magnetycznego wytwarzanego przez zewnętrzne cewki [1].



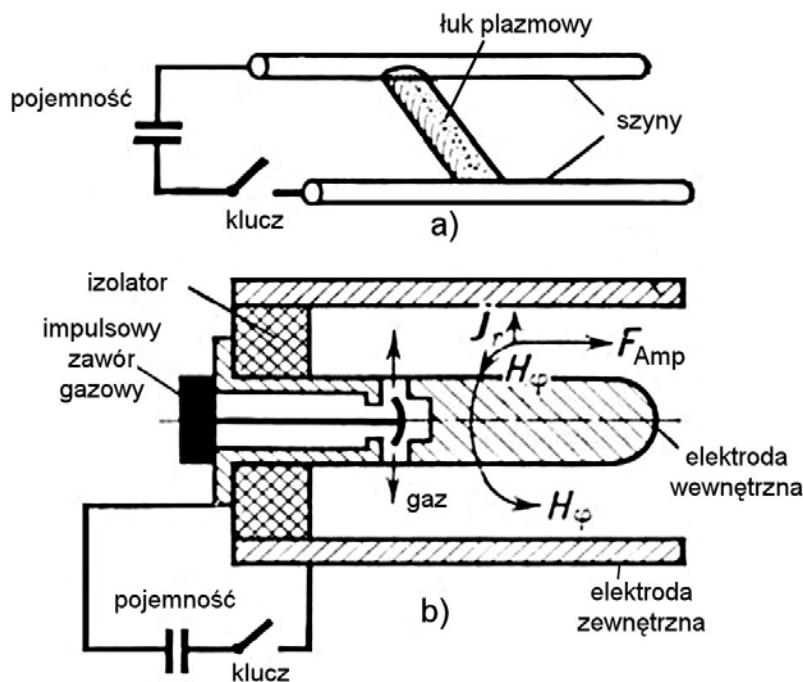
Rys. 1.3.3. Schemat radiacyjnego akceleratora plazmowego (a) oraz indukcyjnego akceleratora plazmowego (b) [1].

plazmy następuje w wyniku oddziaływania elektrodynamicznego (poprzez siłę Ampera) prądu plazmy z **zewnętrznym polem magnetycznym** (tj. wytworzonym przez niezależne urządzenia) albo **własnym polem** (wytworzonym przez prąd płynący przez plazmę).

Najlepiej zbadanymi i najczęściej stosowanymi są właśnie elektrodowe akceleratory plazmowe, które bardziej szczegółowo opisano niżej.

1.3.1. Akceleratory plazmowe z własnym polem magnetycznym

Pierwszym AP było tzw. „działo szynowe” (pokazane na Rys. 1.3.4a), zasilane z naładowanej baterii kondensatorów.



Rys. 1.3.4. Schemat „szynotronu” nazywanego również działem szynowym lub działem kinetycznym (a) oraz schemat współosiowego akceleratora (działa) plazmowego (b) [1].

elektrycznego, w wyniku czego w czasie rzędu 1 ms następowało przyśpieszenie zgęstka plazmowego.

Zgęstek plazmowy tworzony był często przy przepuszczaniu bardzo silnego prądu przez cienki drut (naciągnięty między dwoma szynami), który wyparowywał i wytwarzał kanał jonizacji. Inny sposób polegał na jonizacji gazu wstrzykiwanego w przestrzeń międzyelektrodową przez specjalny zawór. W czasie takiego wyładowania,

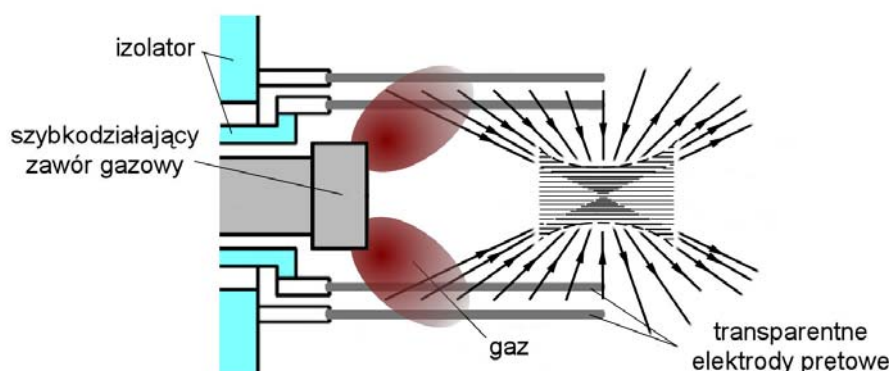
na jony i elektrony płynące w kanale plazmowym (prąd o natężeniu rzędu dziesiątek lub setek kA) działało własne pole magnetyczne obwodu wyładowania.

W późniejszym okresie rozwoju akceleratorom impulsowym nadawano formę układu współosiowego (pokazanego na Rys. 1.3.4b). W tym wypadku przyspieszenie zgęstka plazmy następuje pod wpływem siły Ampera F_{Amp} , pojawiającej się przy oddziaływaniu składowej radialnej prądu j_r z własnym azymutalnym polem magnetycznym H_ϕ . Takie AP znalazły bardzo szerokie zastosowanie i pozwalają otrzymywać strumienie plazmy o prędkościach do 10^8 cm/s i całkowitą liczbą cząstek rzędu 10^{18} - 10^{19} .

Ważną grupę koaksjalnych AP stanowią **układy typu Plasma-Focus (PF)**, w których wyładowanie jest najczęściej inicjowane przy stosunkowo wysokim ciśnieniu początkowym gazu roboczego (rzędu kilku do kilkunastu hPa) w całej komorze eksperymentalnej. W takich warunkach wytwarzana przy powierzchni elektrody warstwa prądowa ma stosunkowo dużą gęstość, a po przyspieszeniu w obszarze między-elektrodowym - ulega radialnej kompresji, tworząc na osi obszar gęstej ($> 10^{19}$ cm⁻³) i gorącej (o temperaturze do kilku keV) plazmy nazywany ogniskiem plazmowym (Plasma Fokus). Układom typu PF poświęcona jest duża liczba prac badawczych, ponieważ stanowią one źródła bardzo silnych impulsów promieniowania widzialnego i promieniowania X, szybkich elektronów i jonów oraz produktów reakcji syntezy D-D (m.in. szybkich neutronów i protonów). Najważniejsze charakterystyki układów typu PF są przedstawione bardzo dokładnie w licznych pracach przeglądowych, np. [3-6]. Dlatego autor tej rozprawy zaniechał zamieszczenia tu szczegółowych charakterystyk układów typu PF i skupił swoją uwagę na innych typach AP.

Od wielu lat w Instytucie Badań Jądrowych w Świerku, a następnie w Instytucie Problemów Jądrowych, przekształconym w 2011 r. w Narodowe Centrum Badań Jądrowych, prowadzone były badania nad innym typem elektrodowego magneto-elektrycznego akceleratora plazmowego, nazywanego **Prętowym Iniektorem Plazmy RPI** (od angielskiej nazwy Rod Plasma Injector). Koncepcja takiego AP została przedstawiona przez Michała Gryzińskiego w latach 50-tych i opublikowana w latach 60-tych [7]. Akcelerator typu RPI pozwalał na otrzymywanie silnie zogniskowanego strumienia gorącej plazmy o gęstościach i energiach interesujących z punktu widzenia badań nad syntezą jądrową. Istota koncepcji tego AP sprowadzała się do zastąpienia w koaksjalnym dziale plazmowym elektrod rurowych przez elektrody zbudowane z prętów („przepuszczalnych” dla cząstek), w wyniku czego możliwy stał się radialny

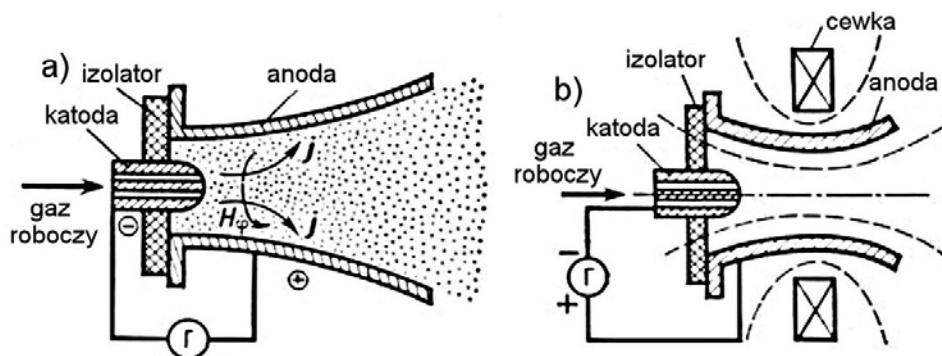
ruch cząstek poza obszar międzyelektrodowy. Dawało to możliwość uzyskania silnej koncentracji cząstek na osi urządzenia (pokazanego na Rys.1.3.5).



Rys. 1.3.5. Schemat Prętowego Iniektora Plazmy (RPI).

Bardziej szczegółowo akceleratory typu RPI będą opisane w następnym podrozdziale.

Omawiając tu różne typy akceleratorów elektrodowych należy jeszcze wymienić **stacjonarne silnoprądowe stożkowe akceleratory elektrodowe**. Jeśli w przestrzeń międzyelektrodową wpuszczać substancję roboczą (zjonizowany gaz) w sposób ciągły, to możliwa jest praca akceleratora współosiowego w reżimie ciągłym. Na skutek efektu Halla, przy wyładowaniu stacjonarnym w takim akceleratorze prąd elektryczny ma znaczną składową podłużną. Dzięki temu następuje „dociśnięcie” plazmy do katody, powstanie przyanodowych skoków potencjału itp., co prowadzi do znacznego zmniejszenia wydajności akceleratora. Efektywniejszy okazuje się układ stożkowy (pokazany na Rys. 1.3.6a) z krótką katodą, przez którą równocześnie jest wpuszczana substancja robocza (gaz).



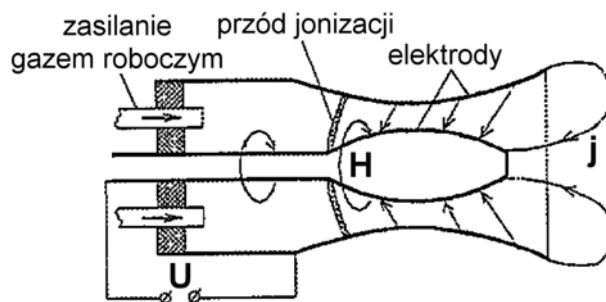
Rys. 1.3.6. Schemat stożkowego akceleratora plazmowego (a) oraz stożkowego akceleratora magneto-plazmowego, nazywanego działem typu Halla (b) [1].

Przyspieszenie plazmy w stożkowym AP następuje również na skutek działania siły Ampera, pojawiającej się przy oddziaływaniu składowej radialnej prądu j_r z azymutalnym polem magnetycznym H_ϕ . Jeśli przy ciągłym podawaniu substancji roboczej będzie się ciągle zwiększać prąd wyładowania j_r , to prędkość plazmy i wydajność akceleratora będą rosnąć. Jednak przy pewnej wartości j_r następuje ucieczka dużej części prądu wyładowania poza obszar akceleratora, gwałtownie rośnie napięcie i zmniejsza się wydajność, a w akceleratorze pojawiają się niestabilności. Występuje tzw. „reżim krytyczny”. Fizyczną przyczyną jego powstania jest widoczny efekt „pinchu”, w wyniku którego sznur plazmowy odrywa się od anody.

W stożkowych akceleratorach z własnym polem magnetycznym, pracujących w warunkach normalnych, przy prądach wyładowania około 10^4 A udaje się otrzymywać stacjonarne strumienie plazmy o prędkościach około 10^5 m/s przy zużyciu substancji roboczej rzędu 0.01–0.1 g/s.

Należy zauważyć, że opisywany akcelerator stożkowy staje się nieprzydatny do pracy nie tylko przy dużych, ale i przy małych prądach wyładowania I_p , ponieważ siła Ampera jest proporcjonalna do I_p^2 . Dlatego przy $I_p < 1000$ A rola siły Ampera w realnych warunkach staje się mniejsza niż rola ciśnienia gazokinetycznego i stożkowy AP przekształca się w zwykły plazmotron. W celu zwiększenia efektywności akceleratora stożkowego przy małych mocach można w komorze wyładowań zastosować pole magnetyczne wytwarzane za pomocą zewnętrznych cewek (jak pokazano na Rys. 1.3.6b). Powstały w ten sposób akcelerator nazywa się **Hallowskim akceleratorem stożkowym** albo **akceleratorem magneto-plazmowym**. Pozwala on otrzymywać strumienie plazmy z prędkościami rzędu dziesiątków km/s przy mocy zasilania rzędu 10 kW. Niezwykłą właściwością akceleratorów stożkowych jest zdolność wytwarzania strumieni cząstek o energii kilkakrotnie przewyższającej przyłożoną do elektrod różnicę potencjałów. W opisie dynamiki cząstek tłumaczy się to „ciągnięciem jonów” kosztem zderzeń ze strumieniem elektronów emitowanych z katody (czyli "wiatrem elektronowym").

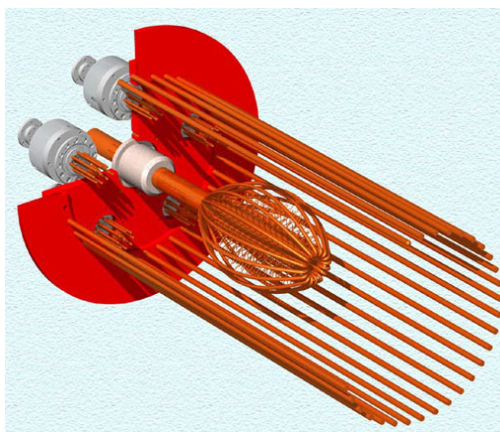
Inny ważny rodzaj rozpatrywanych urządzeń stanowi **quasi-stacjonarny akcelerator plazmy QSPA (Quasi-Stationary Plasma Accelerator)**, którego uproszczony schemat przedstawiono na Rys. 1.3.7, został opracowany w Instytucie Fizyki i Technologii w Charkowie we współpracy z Instytutem im. Kurczatowa w Moskwie, wg koncepcji sformułowanej przez A.I. Morozowa w roku 1959 [8].



Rys. 1.3.7. Schemat kanału akceleracyjnego układu typu QSPA [14].

Akcelerator QSPA miał być z założenia źródłem intensywnych strumieni wysokotemperaturowej plazmy, potrzebnych do badań termojądrowych. Czas trwania impulsowych strumienia plazmy w takich akceleratorach miał wynosić około 1-10 ms, ich moc miała sięgać około 10^{10} W, a energia zawarta w strumieniu plazmy miała wynosić 10^7 - 10^8 J. Takie parametry plazmy mogły zostać osiągnięte tylko przy zasilaniu QSPA przez indukcyjne zasobniki energii. Potrzeba osiągnięcia tak dużej mocy wynikała z następujących przyczyn: 1) Istniał zamiar wstrzykiwania gorącej plazmy do pułapek magnetycznych o dużej wartości $\beta \approx 1$ przy wysokiej koncentracji tej plazmy (rzędu 10^{14} - 10^{15} cm⁻³); 2) Uwzględniano konieczność penetracji takiej plazmy przez silne ograniczające pole magnetyczne podczas jej wtrysku do wnętrza pułapki.

W uproszczeniu akcelerator QSPA można rozpatrywać jako układ analogiczny do typowych współosiowych akceleratorów elektrodynamicznych, pracujących w reżimie quasi-ciągłym. W quasi-stacjonarnym akceleratorze QSPA prąd płynie w sposób ciągły między wyprofilowanymi elektrodami współosiowymi (patrz Rys.1.3.7 i Rys. 1.3.8) oraz jednocześnie następuje ciągłe dostarczanie gazu roboczego, który (w układzie jednostopniowym) jest jonizowany w tym samym kanale, lub plazmy (w układzie dwustopniowym pokazanym na Rys. 1.3.8).



Rys. 1.3.8. Rysunek elektrod układu typu QSPA P-50M [9].

Oddziaływanie pomiędzy prądem $\mathbf{J}$ płynącym poprzez kanał akceleratora i azymutalnym polem magnetycznym $\mathbf{H}$ (w obszarze międzyelektrodowym) opisuje tzw. siła Ampera:

$$\mathbf{F} = \frac{1}{c} \mathbf{J} \times \mathbf{H}, \quad (1.3.1)$$

która przyspiesza plazmę. Akcelerację plazmy przez siłę Ampera można również tłumaczyć jako wynik spadku ciśnienia magnetycznego wzdłuż osi kanału:

$$P_m = H^2 / (8\pi). \quad (1.3.2)$$

Można stąd oszacować szybkość u_m strumieni plazmy wylatujących z akceleratora:

$$u_m \propto \sqrt{p_{m,0} / \rho_0} \propto H_0 / \sqrt{4\pi\rho_0} = C_{A0} \quad (1.3.3)$$

Możliwość wytworzenia w kanale strumienia plazmy w sposób quasi-stacjonarny została potwierdzona w eksperymentach [10-11], w których stwierdzono możliwość osiągania szybkości rzędu tzw. prędkości Alfvena. Zaobserwowano również pewne nowe i niespodziewane efekty. Jednym z nich był “pełzający prąd anodowy” (z ang. „anode current creep”), który powodował silne związanie plazmy z anodą. Towarzyszył temu spadek napięcia wyładowania w obszarze cienkiej warstwy plazmy blisko powierzchni anody i erozji tej powierzchni w ciągu zaledwie kilku wyładowań. Później stało się jasne, że “pełzający prąd anodowy” jest podstawową cechą wszystkich quasi-stacjonarnych, wysoko-prądowych akceleratorów plazmowych z elektrodami ekwipotencjalnymi [12]. Efekt ten jest zasadniczo rodzajem samoizolacji anody i ma swoje źródło w mniejszej ilości jonów w pobliżu powierzchni anody. Wśród innych zjawisk zaobserwowanych w trakcie badań eksperymentalnych nad akceleratorem typu QSPA trzeba także wspomnieć o różnych niestabilnościach w obszarze jonizacji.

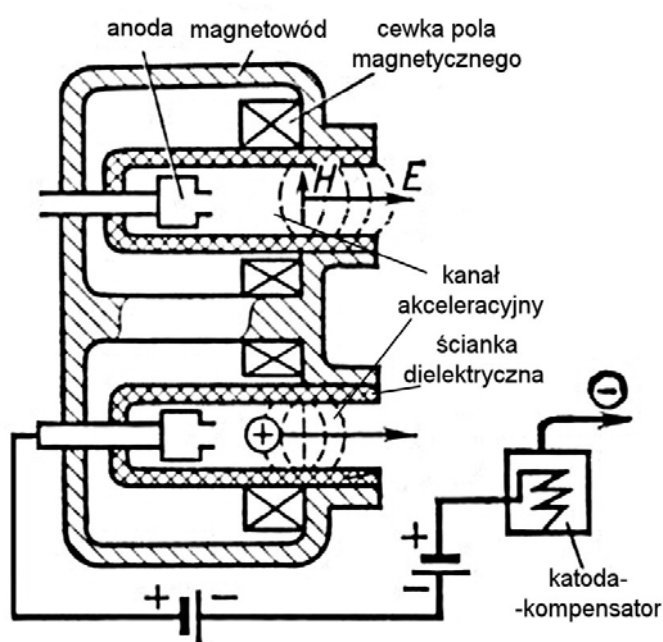
W celu ograniczenia tych niepożądanych efektów A.I. Morozow zaproponował nową koncepcję akceleratora QSPA [13]. Obejmowała ona 3 pomysły: 1) zastosowanie przyspieszenia dwustopniowego, w celu eliminacji wpływu niestabilności z obszaru jonizacji gazu; 2) przejście do reżymu pracy z jonowym prądem wyładowania w głównym kanale przyspieszającym, aby w ten sposób zapewnić jak najlepsze dopasowanie ekwipotencjalnych elektrod z polami elektrycznym i magnetycznym w plazmie; 3) zastosowanie magnetycznej osłony stałych elementów elektrod dla ich ochrony przed szybkimi strumieniami plazmy. W wyniku takich zmian akceleratory typu QSPA stały się konstrukcjami stosunkowo skomplikowanymi (patrz Rys. 1.3.8), ale zapewniają zarówno magnetyczną osłonę elektrod przed ich erozją, jak również

warunki dla uzyskania reżymu z prądem jonowym, w którym jony dostarczane są do kanału akceleracyjnego od strony anody i usuwane od strony katody.

Ta nowa koncepcja sprawdzona została kolejno w kilku układach typu QSPA z uproszczoną wersją elektrod, a następnie w kompletnych układach QSPA. Eksperymenty te zademonstrowały możliwość zapewnienia quasi-stacjonarnego reżymu przyspieszania i osiągnięcia dość wysokich parametrów wyjściowych plazmy [14].

1.3.2. Akceleratory plazmowe z zewnętrznym polem magnetycznym

Akceleratory plazmowe z tzw. „zamkniętym dryfem” (przedstawione schematycznie na Rys. 1.3.9) są przydatne do otrzymywania stacjonarnych strumieni plazmy małej mocy (ok. 10 kW) lub strumieni o dużych prędkościach (rzędu 10^8 cm/s).



Rys. 1.3.9. Schemat akceleratora plazmowego z „zamkniętym dryfem”. W tym wypadku pole magnetyczne H wytwarzane jest za pomocą cewek i jarzma magnetycznego [1].

Jak widać na Rys. 1.3.9. omawiany AP stanowi osiowo-symetryczny układ z radialnym polem magnetycznym w pierścieniowym kanale akceleracyjnym, w którym wytwarzana jest plazma. Sposób pracy AP z „zamkniętym dryfem” łatwo zrozumieć rozpatrując dynamikę elektronów i jonów.

Jeśli między anodą i katodą przyłożymy różnicę potencjałów, to elektrony zaczną dryfować (tj. poruszać się w przybliżeniu ze stałą prędkością) prostopadle do pól elektrycznego E i magnetycznego H , kreśląc krzywe zbliżone do cykloidy. Długość kanału przyspieszającego L dobiera się tak, żeby wysokość elektronicznej cykloidy h_e była dużo mniejsza od L (tj. $h_e \ll L$). W takim przypadku mówi się, że elektrony są „namagnetyzowane”. Wysokość cykloidy jonowej h_i z powodu dużej masy M_i jonu wielokrotnie (tj. M_i/m_e razy, gdzie m_e – masa elektronu) przewyższa h_e . Jeśli więc długość kanału L będzie dużo mniejsza od h_i , to jony pod wpływem pola magnetycznego będą odchylane bardzo słabo, a pod wpływem działania pola elektrycznego będą przyspieszane prawie po linii prostej. W tego typu akceleratorach uzyskiwana przez jony energia jest bliska różnicy potencjałów (przyłożonej między anodą i katodą) pomnożonej przez ładunek jonu, a prąd wyładowania jest zbliżony do prądu przyspieszanych jonów.

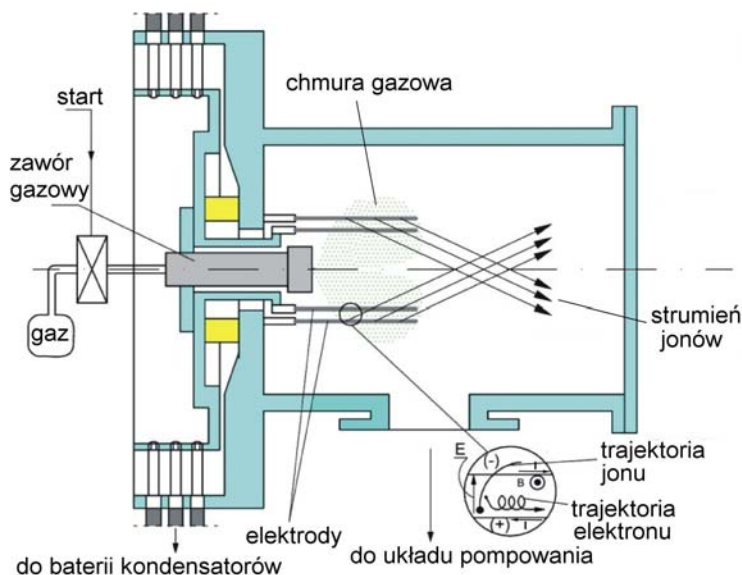
Proces akceleracji w opisywanym AP zachodzi w sposób opisany poniżej. Substancja robocza w stanie gazowym lub pary jest wpuszczana przez anodę do pierścieniowego kanału akceleracyjnego (patrz Rys.1.3.9). Wpadając do obłoku elektronów, dryfujących azymutalnie pod wpływem wzajemnie prostopadłych pól magnetycznego H i elektrycznego E , neutralne atomy ulegają jonizacji. Elektrony pochodzące z procesu jonizacji, w wyniku zderzeń z jonami, atomami, dielektryczną ścianką komory oraz pod wpływem drgań, przemieszczają się w kierunku anody. Jony przyspieszane polem elektrycznym mogą wylatywać z kanału akceleratora. Ponieważ objętościowy ładunek jonów znajdujących się w kanale cały czas jest kompensowany ładunkiem dryfujących elektronów, w tym przypadku (w odróżnieniu od klasycznych źródeł jonowych) nie ma ograniczeń na wielkość „wyciąganego” prądu jonowego. Jony po wyjściu z kanału, aby nie została naruszona quasi-neutralność strumienia plazmy, przechwytyują elektrony emitowane przez katodę tzw. kompensatora. Istnieje szereg modyfikacji AP z zamkniętym dryfem: z warstwą anodową, jednosoczewkowe, wielosoczewkowe itp.. Tego typu akceleratory pozwalają otrzymywać wiązki plazmowe z efektywnym prądem jonów o natężeniu od pojedynczych A do kilkuset A i energii od 100 eV do 10 keV (a czasem nawet większych).

Kończąc krótki przegląd różnych typów AP, należy jeszcze wymienić ważną grupę urządzeń, w których do generacji wiązek jonów wykorzystuje się silne impulsy laserowe. Działając takimi impulsami na powierzchnie wybranych tarczy można wytwarzać gęstą plazmę, z której na skutek nieliniowych procesów fizycznych

emitowane są intensywne wiązki jonów. Badania takich „akceleratorów plazmowych” są prowadzone w wielu laboratoriach, m.in. w Instytucie Fizyki Plazmy i Laserowej Mikrosyntezy w Warszawie [15]. Charakterystyki omawianych urządzeń badawczych można znaleźć w wielu publikacjach, np. [16-18]. Autor zrezygnował tu z opisu „akceleratorów laserowych” ze względu na główny kierunek podjętych badań, które dotyczyły akceleratorów typu RPI.

1.4 Akcelerator plazmowy typu RPI opracowany w IPJ

Jak wspomniano wyżej, oryginalna koncepcja **Prętowego Iniektora Plazmy RPI** (po ang. Rod Plasma Injector), nazywanego także IONOTRONEM, została opracowana w Instytucie Badań Jądrowych w Świerku (obecnie Narodowe Centrum Badań Jądrowych) w latach 50-tych ubiegłego wieku. W latach 60-tych Michał Gryziński opublikował (jeszcze przed A.I. Morozowem) pomysł budowy działu o współosiowych, „przezroczystych” elektrodach [7, 19] i wykorzystania go do badań nad syntezą termojądrową. Z czasem układ tego typu został zastosowany także do badań materiałowych [20]. Schemat budowy i działania układu typu RPI został przedstawiony na Rys. 1.4.1.



Rys. 1.4.1. Zasada działania akceleratora plazmowego typu RPI, który wykorzystuje magnetyczną izolację elektronów.

W odróżnieniu od akceleratorów typu QSPA, akceleratory typu RPI przystosowane są do pracy impulsowej przy bardzo niskich ciśnieniach początkowych,

a wyładowanie jest inicjowane (przez przyłożenie wysokiego napięcia) z pewnym opóźnieniem po impulsowym napuszczeniu gazu roboczego.

Przy omawianiu układów typu RPI należy przypomnieć, że w klasycznych iniektorach koaksjalnych z pełnymi elektrodami w postaci metalowych rur, jony dodatnie, których promień Larmora są większe od odległości między elektrodami, padają na powierzchnię elektrody wewnętrznej (przy jej ujemnej polaryzacji), zaś swobodne elektrony wiązane są przez ruch dryfowy w azymutalnym polu magnetycznym i radialnym polu elektrycznym. W układach typu RPI zastosowanie „przepuszczalnych” elektrod złożonych z wielu współosiowych prętów, umożliwiło ruch dodatnich jonów w kierunku osi układu i przy odpowiednich parametrach początkowych wyładowania - zwiększenie gęstości plazmy na osi iniektora. Mechanizm wytwarzania jonów w układach typu RPI polega (podobnie jak w zwykłych iniektorach koaksjalnych) na wytworzeniu silnoprądowego wyładowania w gazie znajdującym się obszarze międzyelektrodowym. Następnie powstałe jony przyspieszane są przez radialne pole elektryczne E_r w obecności azymutalnego pola magnetycznego B_θ , które towarzyszy przepływowi prądu przez pręty iniektora. W rezultacie, przy silnym ograniczeniu ruchu radialnego składowej elektronowej przez pole magnetyczne, ruch dryfowy elektronów (w kierunku prostopadłym do pól E i B) prowadzi do pojawienia się dodatkowej różnicy potencjałów w plazmie, która powoduje dodatkową akcelerację składowej jonowej. Proces ten zachodzi bez naruszenia quasi-neutralności plazmy, ponieważ niedobór elektronów w strumieniu jonów kompensowany jest przez ich emisję z powierzchni elektrod oraz jonizację gazu w obszarze między prętami iniektora.

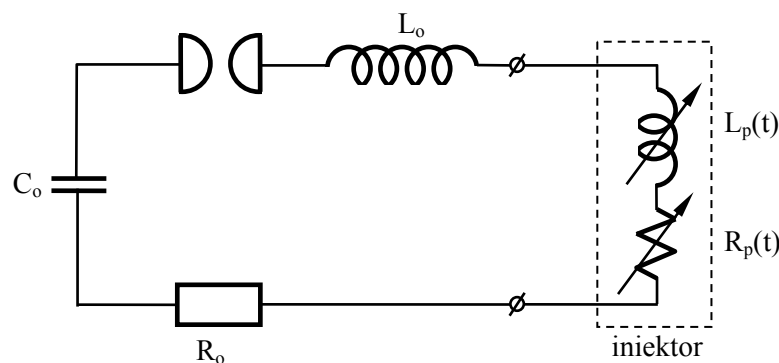
Obserwacje wyładowań w układach typu RPI, przeprowadzone dla różnych ciśnień gazu roboczego w obszarze „aktywnym” iniektora, wykazują występowanie różnorodnych mechanizmów akceleracji plazmy. Przy stosunkowo wysokich ciśnieniach początkowych (osiąganych np. po dłuższym czasie po iniekcji gazu) układ RPI działa jak konwencjonalny iniektor koaksjalny. W takich przypadkach formowana jest warstwa prądowa i przeważa ruch poosiowy plazmy. Przy niższych ciśnieniach początkowych (przy krótszym czasie opóźnienia impulsu wysokonapięciowego i przy ujemnie spolaryzowanej elektrodzie wewnętrznej) jony mogą wnikać do środka układu przez „przepuszczalną” elektrodę prętową i na osi iniektora formowany jest dobrze ogniskowany strumień plazmowy. W obu rozpatrywanych przypadkach występuje zasadnicza różnica w mechanizmie akceleracji plazmy.

W pierwszym przypadku główną przyczyną akceleracji jest siła $j \times B$, co odpowiada akceleracji MHD (magnetohydrodynamicznej). W drugim przypadku

akcelerację powoduje głównie radialne pole elektryczne E_r i przeważa akceleracja elektrodynamiczna. Jony, przyspieszane w aktywnym obszarze iniektora (w polach E i B istniejących pomiędzy elektrodami), po wejściu do obszaru pasywnego (tj. do obszaru w środku wewnętrznej elektrody, gdzie $E = 0$) poruszają się dalej inercyjnie w kierunku osi symetrii układu. W rezultacie w centralnej części iniektora formowany jest obszar plazmowy o dużej gęstości. Główna idea urządzenia typu RPI polega zatem na wykorzystaniu znanego zjawiska, że Larmorowskie promienie trajektorii jonów poruszających się w skrzyżowanych polach elektrycznym i magnetycznym są znacznie większe niż dla elektronów. „Uwięzienie” elektronów w obszarze między-prętowym stwarza warunki efektywnej akceleracji jonów [21], co uwidoczniono na Rys.1.4.1.

Akcelerator typu RPI składa się zwykle z dwóch cylindrycznych i współosiowych, wielo-prętowych elektrod umieszczonych wewnątrz komory próżniowej, a także z impulsowego układu zasilania gazowego (doprowadzającego gaz roboczy do obszaru międzyelektrodowego) oraz układu wytwarzającego próżnię w komorze eksperymentalnej i generatora impulsów wysoko-napięciowych i silno-prądowych.

Elektrody układów RPI (zdjęcie elektrod układu IBIS przedstawiono w Rozdziale 4 na Rys. 4.1.2) zbudowane są najczęściej z 16 lub 32 prętów wykonanych z molibdenu, tytanu lub wolframu. Pręty mają najczęściej średnicę $0.8 \div 2$ mm i długość ok. 200 mm, a średnice elektrod wewnętrznej i zewnętrznej wynoszą odpowiednio 90 mm i 130 mm. Wyładowania plazmowe w układach RPI zasilane są zwykle za pomocą specjalnych generatorów udarów prądowych [22]. Uproszczony schemat elektryczny obwodu zasilania iniektora typu RPI został przedstawiono na Rys. 1.4.2.



Rys. 1.4.2. Uproszczony schemat elektryczny obwodu iniektora typu RPI [21].

Przedstawiony schemat elektryczny można opisać równaniem:

$$L_o \frac{dI}{dt} + \frac{d}{dt} [L_p(t) \cdot I] + \frac{1}{C_o} \int I dt + [R_o + R_p(t)] I = 0 \quad (1.4.1)$$

gdzie $R_p(t)$ i $L_p(t)$ zmienne w czasie oporność czynna i indukcyjność wyładowania plazmowego, C_o , L_o , R_o – stałe obwodu elektrycznego pojemnościowego zasobnika energii, opisujące odpowiednio: pojemność baterii kondensatorów, indukcyjność obwodu i oporność wewnętrzna generatora.

Energię dostarczaną do wyładowania E_o określić można prostym wzorem $E_o = C_o U_o^2 / 2$, gdzie C_o pojemność baterii kondensatorów, a U_o wielkość napięcia ładowania tej baterii. Wartość maksymalnego natężenia prądu wyładowania oblicza się ze wzoru $I_{mo} \cong U_o \sqrt{C_o / L_o}$.

Zasilanie gazowe układów typu RPI realizuje się zwykle przez wprowadzenie gazu głównie do obszaru międzyelektrodowego, dążąc do tego aby izolator znajdował się w obszarze niskiego ciśnienia (rzędu 10^{-5} hPa). W tym celu stosuje się elektrodynamiczne zawory gazowe (tzw. impulsatory gazowe), które umożliwiają impulsowe wprowadzanie małych ilości gazu do obszaru międzyelektrodowego. Rozchodząca się „chmura gazowa” pozwala na uzyskanie odpowiednich gęstości gazu w momencie przyłożenia wysokiego napięcia do elektrod układu. Czas opóźnienia τ pomiędzy zadziałaniem impulsatora gazowego, a przyłożeniem impulsu napięcia jest jednym z podstawowych parametrów eksploatacyjnych tego typu urządzeń [23].

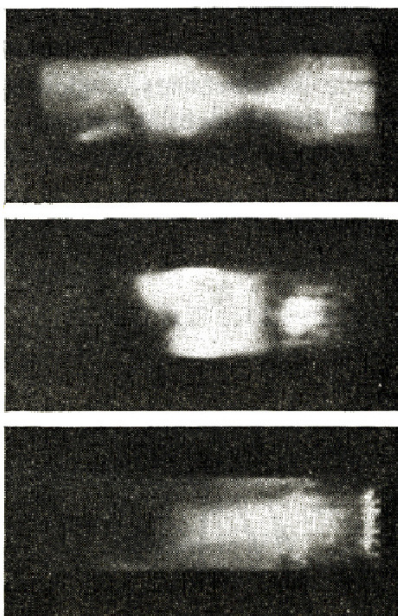
Przedstawiony wyżej opis różnych AP ukazuje bardzo dużą różnorodność tych urządzeń i miejsce jakie wśród nich zajmują układy typu RPI. Biorąc pod uwagę tradycje badań plazmowych w Świerku oraz możliwości prowadzenia badań eksperymentalnych autor tej rozprawy skupił swoją uwagę głównie na akceleratorach typu RPI. Przed podsumowaniem wyników badań układów RPI i sformułowaniu głównej tezy rozprawy potrzebne jest jednak bardziej szczegółowe omówienie najważniejszych wyników uzyskanych uprzednio tj. bez udziału autora.

2. Najważniejsze wyniki badań układów RPI z lat 1966-2004

Wiele lat intensywnych badań nad kolejnymi układami typu RPI, które prowadzono w Instytucie Badań Jądrowych, a później Instytucie Problemów Jądrowych w Świerku, pozwoliło na poznanie działania tego typu układów i ustalenie parametrów dla ich optymalnej pracy. Wyniki eksperymentalne tych badań przedstawiono w licznych artykułach i opracowaniach, z których kilka najważniejszych (dotyczących głównie pomiarów optycznych i korpuskularnych) opisano poniżej.

2.1 Wyniki pomiarów optycznych i korpuskularnych

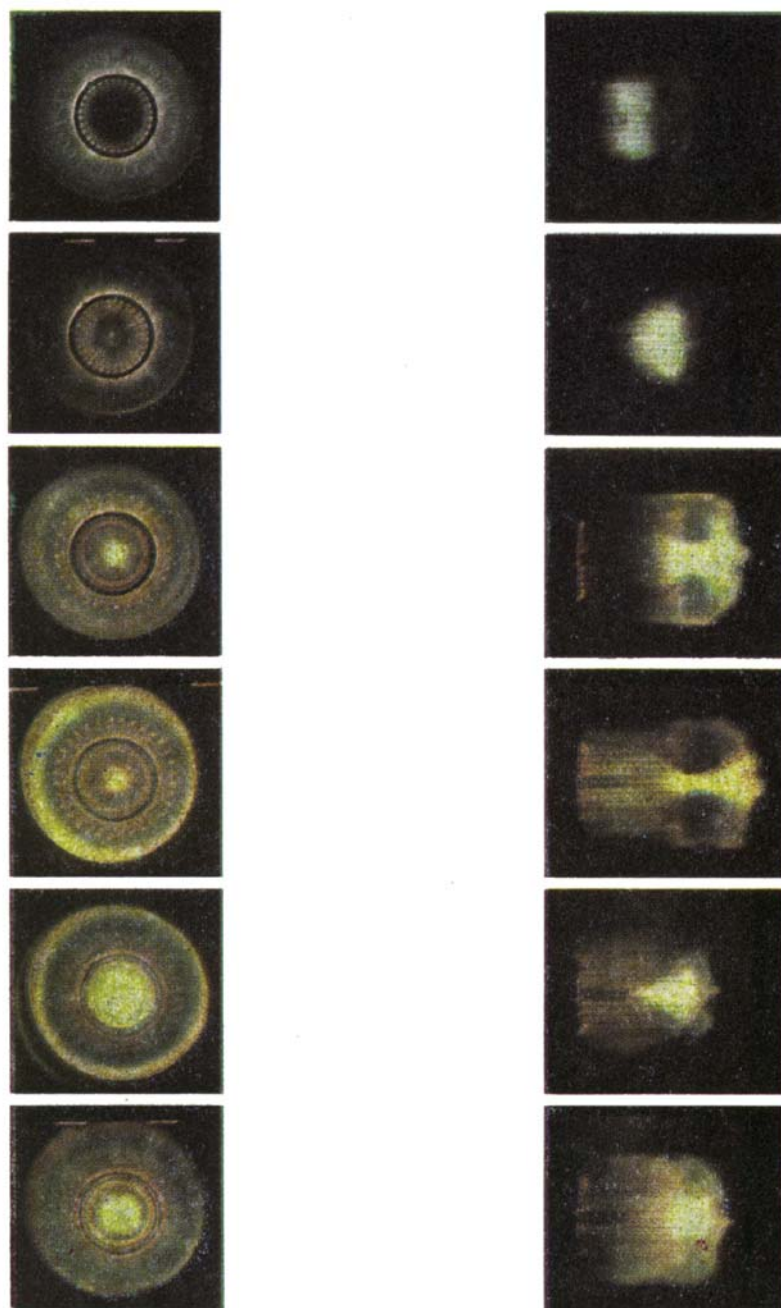
W eksperymentalnej części pracy [19] przedstawione zostały wyniki rejestracji świecenia plazmy wytwarzanej w prętowym dziale plazmowym RPI, które uzyskano za pomocą ultraszybkiej kamery filmowej typu SFR-2M. Otrzymane obrazy potwierdziły przewidywania rozważań teoretycznych na podstawie modelu jednocząstkowego. Potwierdzono występowanie reżymu tzw. akceleracji magneto-hydrodynamicznej przy ciśnieniu ok. 1.3×10^{-1} hPa oraz istnienie mechanizmu akceleracji magnetoelektrycznej, przy której pojawia się charakterystyczny strumień plazmy zogniskowany wokół osi iniektora przy ciśnieniach $1.3 \times 10^{-2} - 1.3 \times 10^{-3}$ hPa, jak pokazano na Rys. 2.1.1.



Rys. 2.1.1. Zdjęcia strumienia plazmowego, charakterystycznego dla procesów akceleracji magneto-elektrycznej w układzie RPI [19].

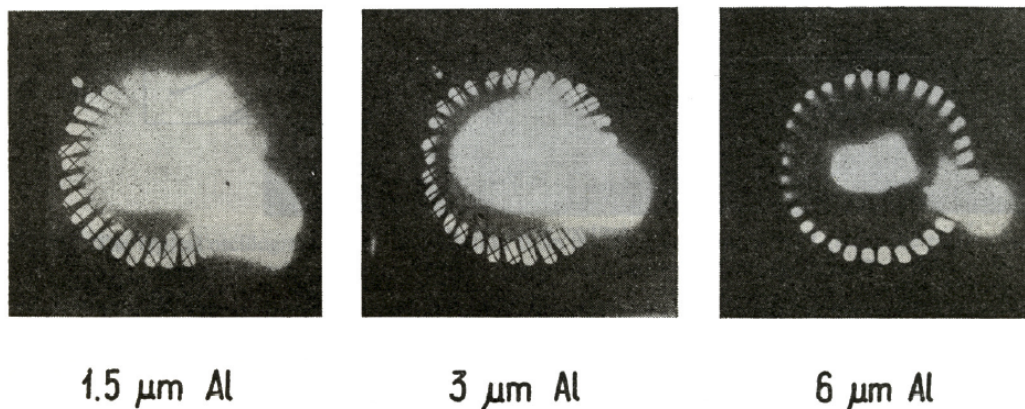
Ponadto w pracy [19] przedstawiono również pewne obserwacje w obecności dodatkowego osiowego pola magnetycznego rzędu 5 kGs.

W pracy [24] przedstawiono wyniki dalszych badań nad nowym wówczas typem iniektora plazmowego RPI. Badania przeprowadzone zostały najpierw przy użyciu ultraszybkiej kamery fotograficznej, jak pokazano na Rys. 2.1.2.

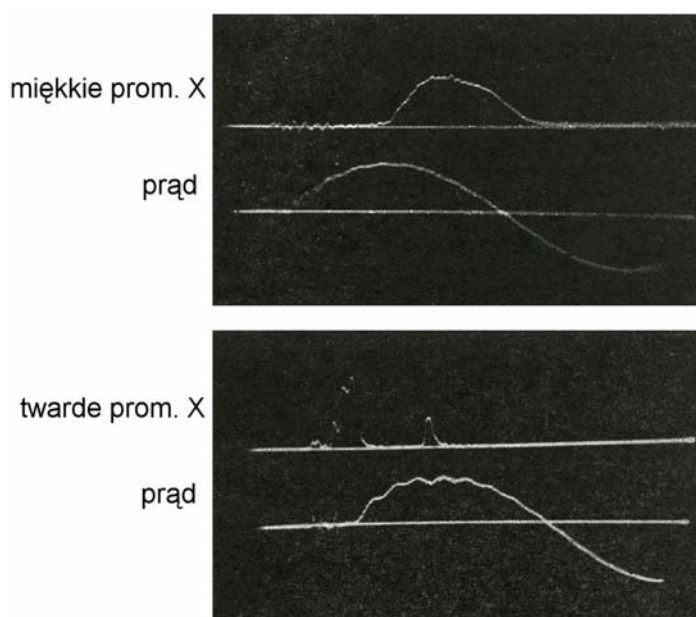


Rys. 2.1.2. *Fotografie typowego wyładowania w układzie RPI przy względnie stosunkowo wysokim ciśnieniu (zdjęcia wykonano w odstępach 2 μ s): po lewej zdjęcia wzdłuż osi elektrod, po prawej – zdjęcia z boku [24].*

W omawianej pracy [24] przedstawiono także pomiary promieniowania rentgenowskiego i określono charakterystyki prądowo-napięciowe, które zilustrowano na Rys. 2.1.3 i Rys. 2.1.4.



Rys. 2.1.3. Obrazy wyładowania układu RPI w świetle promieniowania X wykonane wzdłuż osi iniektora kamerą typu pinhole z filtrami absorpcyjnymi Al o różnej grubości dla dynamicznych warunków gazowych [24].



Rys. 2.1.4. Typowe oscylogramy porównawcze prądu wyładowania i miękkiego promieniowania X z obszaru strumienia plazmowego (obraz górny) oraz twardego promieniowania X z obszaru elektrod (obraz dolny) [24].

Wyniki przedstawione w pracy [24] pokazały, że stosując ulepszoną konstrukcję elektrod wielo-prętowych uzyskano istotną poprawę parametrów wytwarzanej plazmy.

Rezultaty kolejnego ważnego etapu badań układu RPI opublikowano w pracy [25]. Przedstawiono tam wyniki badań struktury strumieni jonowych generowanych w układzie typu RPI MAJA-60, który był wyposażony zamiennie w iniektor z wieloprętowymi elektrodami cylindrycznymi lub stożkowymi. Za pomocą kamer typu pinhole wyposażonych w jądrowe detektory śladowe stwierdzono, że w określonych warunkach na osi symetrii układu, w pobliżu wylotu iniektora - tworzy się ognisko jonowe o średnicy ok. 40 mm i długości ok. 80 mm, jak pokazano na Rys. 2.1.5.

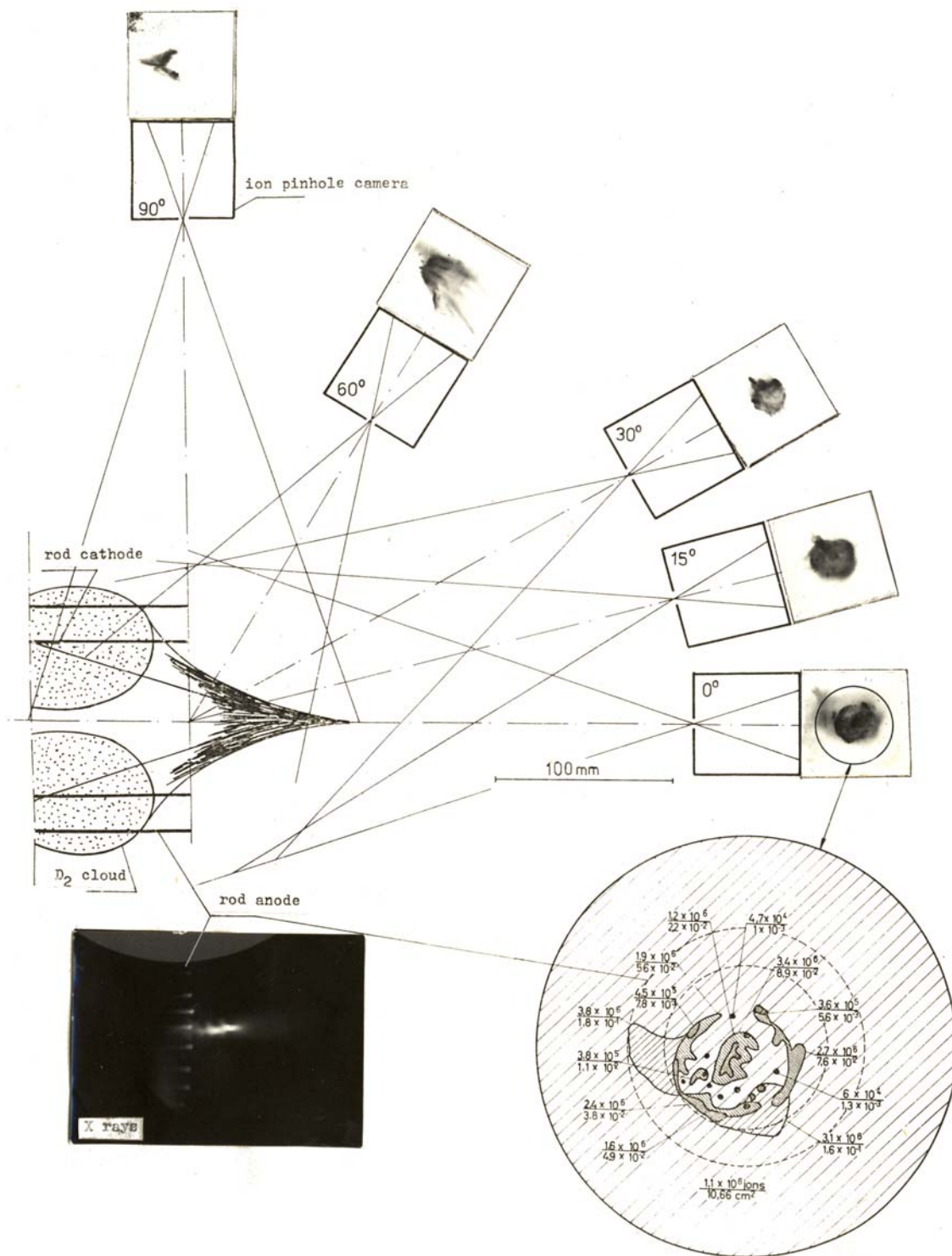
W pracy [25] wykazano również, że obszar ogniska jonowego jest źródłem silnej emisji promieniowania rentgenowskiego. Źródło rentgenowskie (o średnicy ok. 10 mm i długości ok. 60 mm) występuje zwykle w wyładowaniach o stosunkowo dużej wydajności neutronowej - rzędu 10^9 /wyładowanie.

Badania eksperymentalne opisane w pracach [26] i [27] wykonane zostały na układzie RPI-IBIS, który po wielu modyfikacjach jest eksploatowany do dzisiaj i którego dotyczy niniejsza rozprawa. W pracy [26] przedstawiono wyniki integralnych pomiarów wiązek jonowych emitowanych z układu IBIS, wyposażonego w iniektor plazmowy RPI z cylindrycznymi elektrodami wieloprętowymi. Badania wykonano za pomocą spektrometru typu Thomsona, którego układ analizujący jony był umieszczony na zewnątrz komory eksperymentalnej. Zbadane zostały 3 różne reżimy pracy układu. Stwierdzono, że układ IBIS generuje wiązki deuteronów o energiach w przedziale od kilku do kilkuset keV, jak pokazano na Rys. 2.1.6.

W pracy [26] stwierdzono także, że średnia energia emitowanych deuteronów wynosi (zależnie od reżimu pracy) – od ok. 8 keV do ok. 46 keV. Natomiast w pracy [27] kontynuowano badania energii wiązek jonowych w funkcji warunków eksperymentalnych, jak przedstawiono na Rys. 2.1.7.

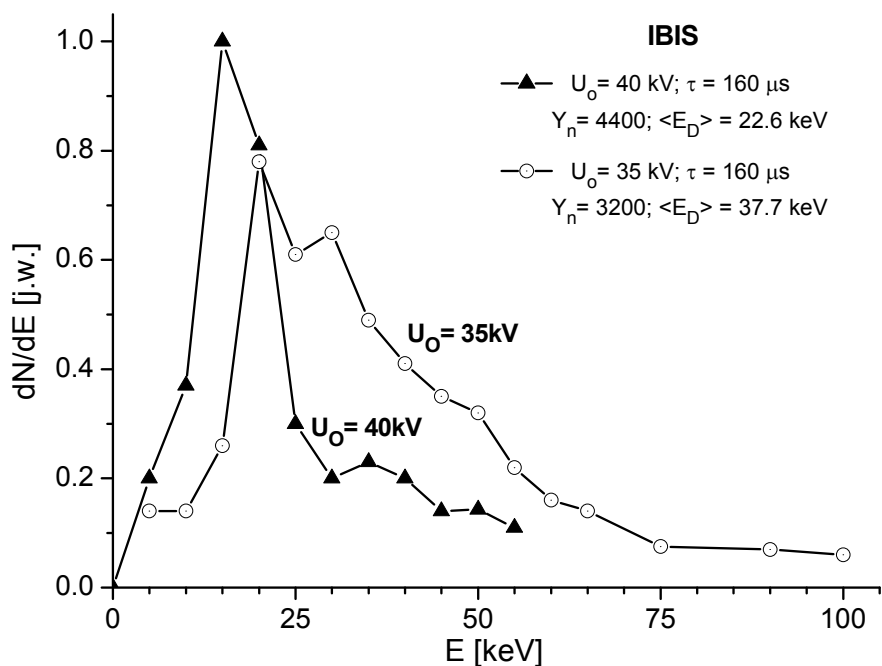
Za pomocą zestawu kamer typu pinhole z jądrowymi detektorami śladowymi stwierdzono, że w określonych warunkach gazowych (w tzw. reżimie wolnym”) następuje transport dobrze uformowanego zgęstka plazmowego wzdłuż osi układu, a potem jego rozpad, jak pokazano na Rys. 2.1.8.

Ponadto, stosując dodatkowe tarcze metalowe stwierdzono powstawanie intensywnego źródła twardego promieniowania X o średnicy do 20 mm i długości ponad 30 mm. Dodatkowo w pracy [27] zbadano wpływ pojemności generatora prądowego IBIS (przez odłączanie poszczególnych sekcji) na przebieg (m.in. półokres) prądu wyładowania.

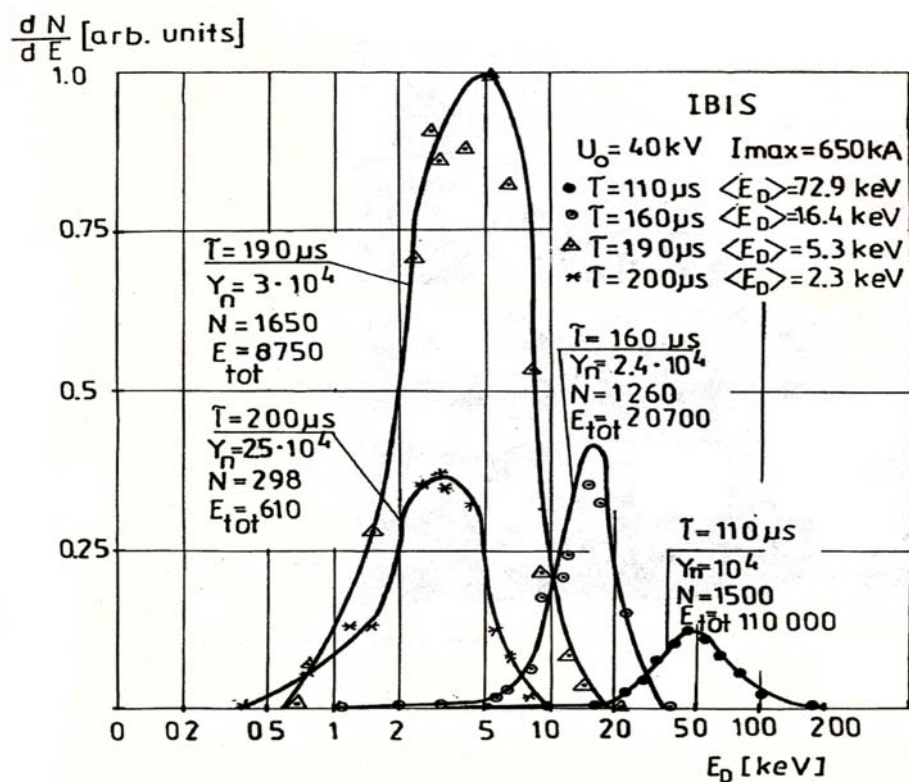


Rys. 2.1.5. Obrazy jonowe otrzymane za pomocą kamer typu pinhole w układzie MAJA-60, pracującym w tzw. „reżymie wolnym” przy czasie opóźnienia $\tau = 210 \mu\text{s}$.

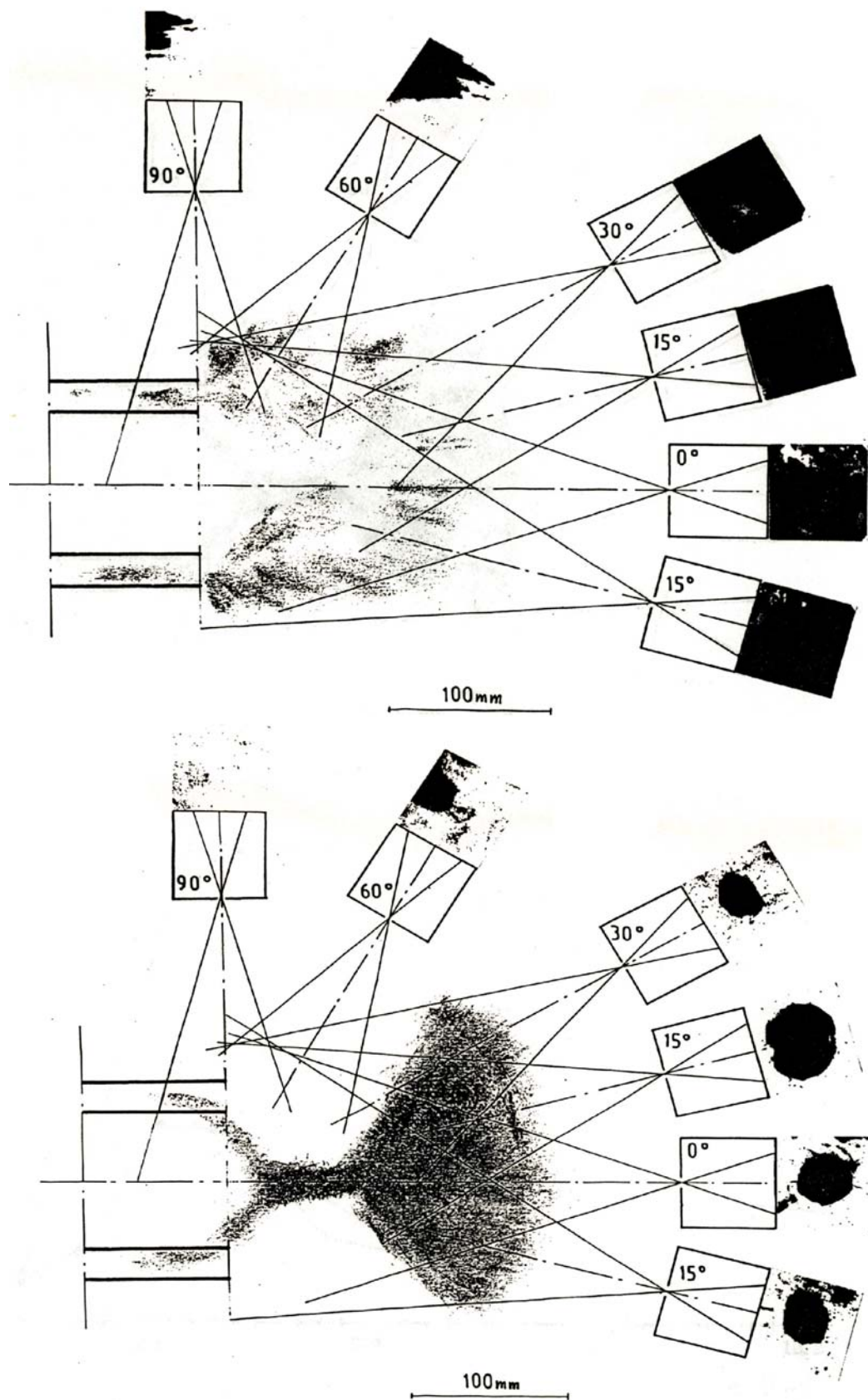
Poniżej obraz z rentgenowskiej kamery pinhole zarejestrowany z boku oraz powiększona mapa gęstości jonów zarejestrowanych wzdłuż osi układu [25].



Rys. 2.1.6. Porównanie energetycznych rozkładów deuteronów emitowanych z wyładowań w układzie RPI-IBIS realizowanych przy $U_0 = 35 \text{ kV}$ i 40 kV oraz przy czasie opóźnienia $\tau = 160 \mu\text{s}$ [26].

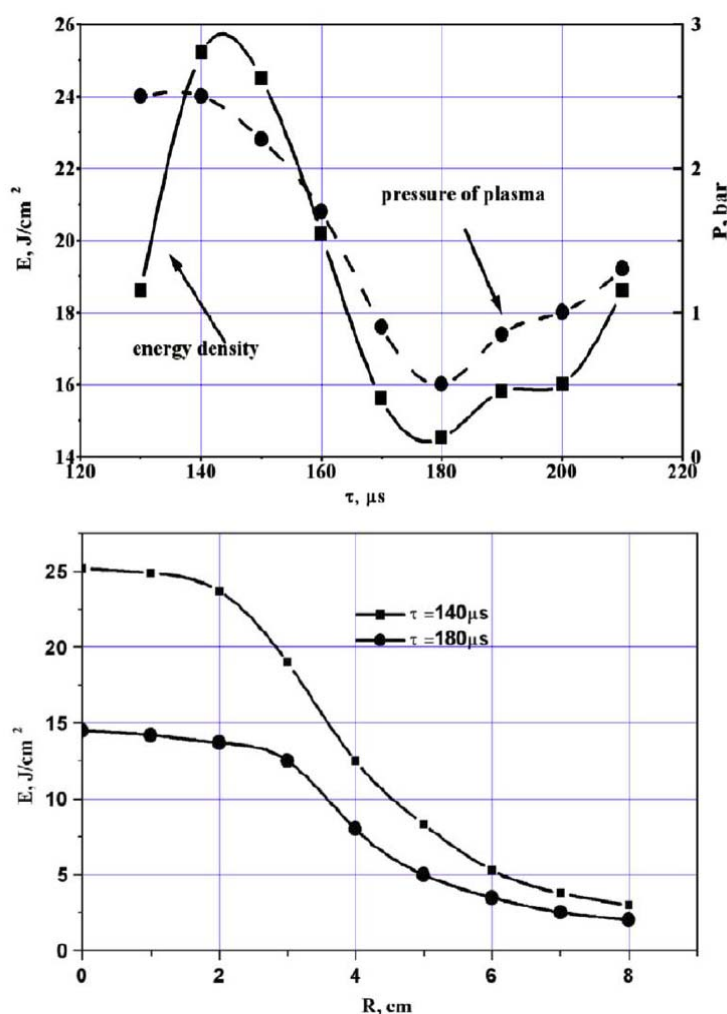


Rys. 2.1.7. Porównanie energetycznych rozkładów deuteronów emitowanych z układu RPI-IBIS, które uzyskano przy $U_0 = 40 \text{ kV}$ dla różnych reżimów pracy układu [27].



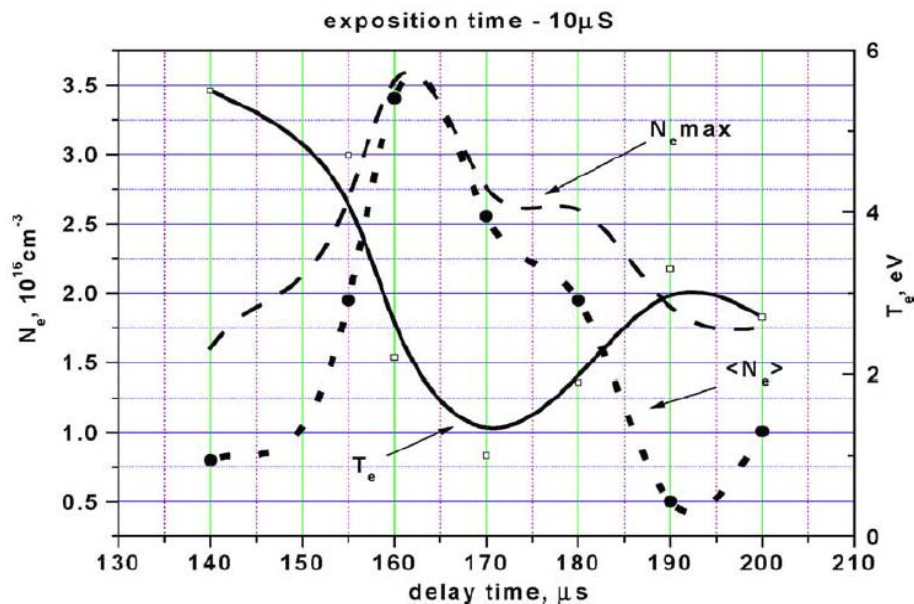
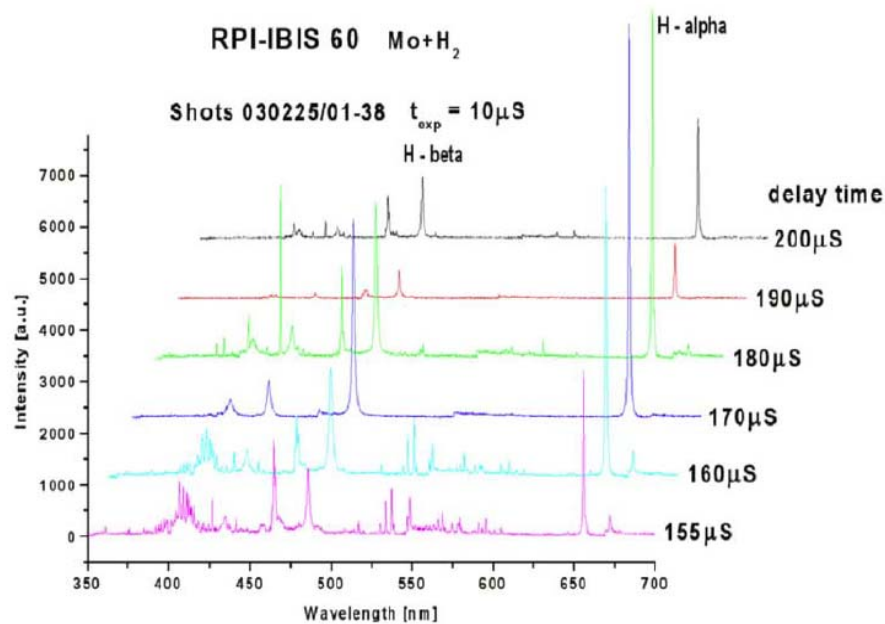
Rys. 2.1.8. Kątowe charakterystyki emisji strumieni plazmy uzyskane za pomocą kamer typu pinhole w układzie RPI-IBIS, działającym w trybie szybkim (przy $\tau = 110 \mu s$ – obraz górny) lub w trybie wolnym (przy $\tau = 200 \mu s$ – obraz dolny) [27].

Ważnym etapem badań była następnie praca [28], która dotyczyła pomiarów parametrów wiązek plazmowo-jonowych generowanych w układzie RPI-IBIS potrzebnych do ich zastosowań w inżynierii materiałów. Pomiary te wykazały, że gęstości energii generowanych wiązek mogą osiągać wartości od 5 do 25 J/cm² (a odpowiadające im ciśnienia plazmy od 0.5×10³ hPa do 2.5×10³ hPa, jak pokazano na Rys. 2.1.9.



Rys. 2.1.9. Gęstość energii i ciśnienie plazmy zmierzone dla różnych reżymów operacyjnych układu RPI-IBIS (zależnych od czasu τ) oraz wartość strumienia w funkcji odległości radialnej (R) od osi z [28].

Na podstawie przeprowadzonych w ramach pracy [28] wstępnych pomiarów spektroskopowych oceniono, że koncentracja elektronowa plazmy (N_e) zmieniała się w granicach $1.5 \div 3.5 \times 10^{16}$ cm⁻³, a temperatura elektronowa (T_e) – w granicach 1.5÷6 eV, jak pokazano na Rys. 2.1.10.



Rys. 2.1.10. Widma optyczne zarejestrowane w układzie RPI-IBIS z elektrodami z prętów molibdenowych dla wyładowań realizowanych z czystym wodorem (wykres górny) oraz wyniki oszacowań średnich wartości N_e i T_e dla różnych reżymów pracy tego układu (tj. dla różnych wartości czasu opóźnienia τ) [28].

Na podstawie przedstawionego wyżej przeglądu badań eksperymentalnych układów RPI z lat 1966-2004 widać, że w omawianym okresie zgromadzono dużo danych doświadczalnych i wiele informacji potrzebnych do planowania eksperymentów typu RPI. Badaniom tym towarzyszyły wstępne badania teoretyczne, których podsumowanie będzie przedstawione w następnym punkcie.

2.2 Opis wczesnych badań teoretycznych układów RPI

Jak wspomniano wyżej, w pracy [19] Michał Gryziński przedstawił opis koncepcji i bardzo prosty model teoretyczny działania koncentrycznego akceleratora plazmowego z elektrodami „przepuszczalnymi” dla cząstek naładowanych, a także projekt jego praktycznej realizacji.

2.2.1 Opis fenomenologiczny

M. Gryziński uwzględnił, że w typowym iniektorze współosiowym z pełnymi elektrodami, amplituda cykloidy y_c toru cząstek naładowanych plazmy nie może być większa od odległości między elektrodami [19, 29], co określa warunek:

$$b = R_2 - R_1 > 2 \frac{Mc^2}{q} \frac{E_r}{B_\theta^2} = y_c, \quad (2.2.1)$$

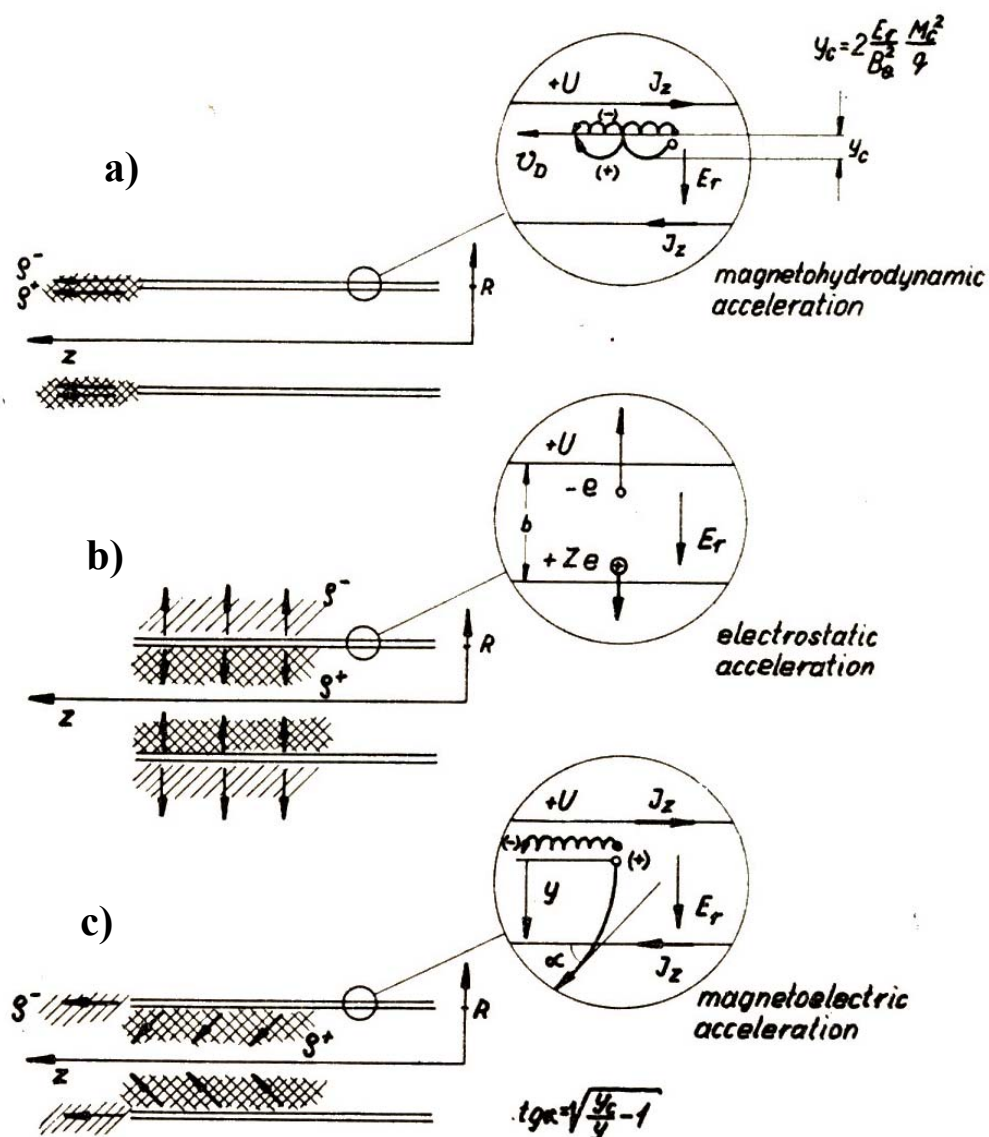
gdzie R_2 i R_1 oznaczają odpowiednio promień zewnętrznej i wewnętrznej elektrody, M i q masę i ładunek cząstki, E_r – pole elektryczne między elektrodami, B_θ – pole magnetyczne pochodzące od prądu płynącego przez elektrody. W takiej konfiguracji jony dodatnie poruszające się po promieniu Larmora większym od odległości międzyelektrodowej padają na powierzchnię elektrody wewnętrznej (przy jej ujemnej polaryzacji). Uwzględniając powyższe M. Gryziński stwierdził, że umożliwienie przenikania jonów przez wewnętrzną elektrodę i ich dalszego ruchu w kierunku radialnym mogłyby doprowadzić do wzrostu gęstości plazmy na osi układu. Jednocześnie poprzez zmniejszenie odległości między elektrodami możliwe byłoby zmniejszenie wpływu ładunków przestrzennych, co z kolei pozwoliłoby utrzymać duże wartości pola E_r i zbliżyć się do idealnego przyspieszania naładowanych cząstek plazmy w sposób elektrostatyczny (przy idealnie przepuszczalnych elektrodach).

W zależności od stosunku E_r/B_θ , czyli od stosunku y_c/b można było zatem wyróżnić trzy podstawowe zakresy pracy takiego inektora:

$y_c/b \rightarrow 0$ - zakres akceleracji magnetohydrodynamicznej w warunkach konwencjonalnego działu koaksjalnego (Rys. 2.2.1a);

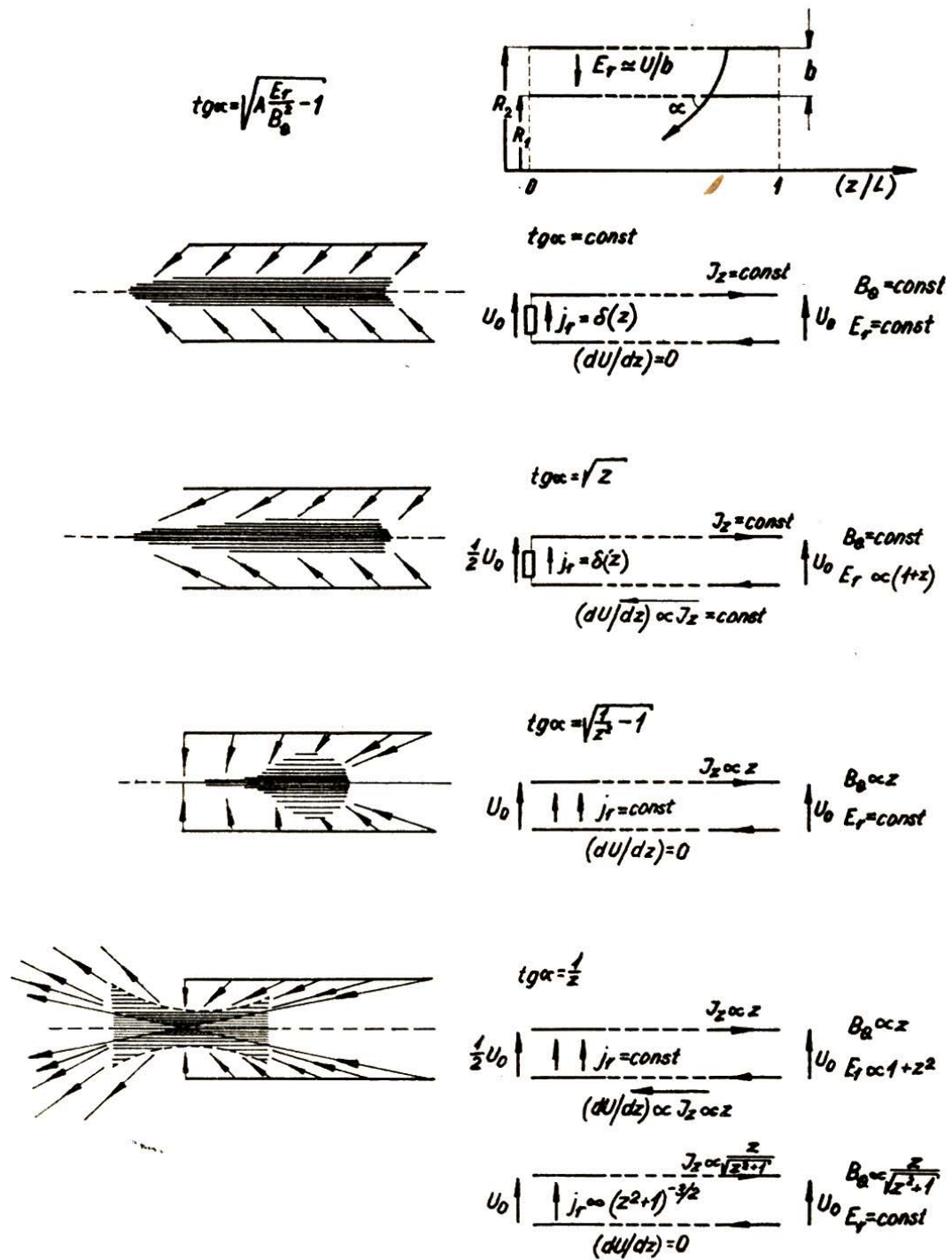
$y_c/b \rightarrow \infty$ - zakres akceleracji elektrostatycznej o działaniu mocno asymetrycznym względem polaryzacji elektrod (Rys. 2.2.1b);

$y_c/b \approx 1$ - zakres akceleracji magnetoelektrycznej (Rys. 2.2.1c), właściwy dla pracy inektora z przezroczystymi elektrodami.



Rys. 2.2.1. Trzy podstawowe typy akceleracji cząstek plazmy w układzie dwóch „przepuszczalnych” współosiowych elektrod przewodzących prąd I_z , między którymi istnieje różnica potencjałów U [19].

W ostatnim rozważanym przypadku kształt tworzącego się strumienia plazmowego zależy od rozkładu prądów osiowych w elektrodach. W ogólnym przypadku wartości prądu osiowego I_z oraz pól E_r i B_θ zmieniają się wzdłuż elektrod. Stąd trajektorie cząstek mogą być skierowane pod różnymi kątami w stosunku do osi iniektora, formując strumień plazmowy (jet) o różnych kształtach, jak pokazano na Rys. 2.2.2.



Rys. 2.2.2. Rysunek wyjaśniający ogniskowanie cząstek względem współrzędnej z [19].

Obrazy przedstawione na Rys. 2.2.2 są prawdziwe, jeśli występujące ładunki przestrzenne (odgrywające zwykle istotną rolę ze względu na zasadę działania akceleratora) są pomijalnie małe, a potencjały odpowiadające tym ładunkom są małe w stosunku do energii cząstek.

Dla prawidłowej pracy rozpatrywanego iniektora niezbędna jest więc kompensacja ładunku przestrzennego. Kompensacja taka jest stosunkowo prosta, ponieważ obszar wewnątrz centralnej elektrody cylindrycznej (o mniejszej średnicy) pozbawiony jest pola magnetycznego, które mogłoby utrudniać swobodne wyrównywanie się potencjałów. W najbardziej interesującym przypadku ujemnej polaryzacji elektrody centralnej, gdy w pobliżu osi systemu występuje kumulacja jonów dodatnich, wyrównywanie potencjałów może być zapewnione przez dopływ elektronów emitowanych z metalicznej powierzchni elektrody pod wpływem kwantów promieniowania lub bombardowania jonami.

2.2.2. Próby wykorzystania modelu jednocząstkowego

Jak wiadomo, model jednocząstkowy (model cząstek niezależnych) może opisywać ruch plazmy w dziale plazmowym jako ruch zbioru cząstek swobodnych, przyspieszanych przez występujące w akceleratorze pola elektryczne E i magnetyczne B , które zależą m.in. od kształtu elektrod. Prace [30-32] pokazały, że przynajmniej dla plazmy o niezbyt dużej gęstości podejście takie może być stosowane. W pracy [19] oszacowano w ten sposób stopień wpływu wewnętrznej elektrody wieloprętowej (zamiast idealnie przezroczystej) na właściwości ogniskujące układu RPI. W tym celu, w pierwszym przybliżeniu rozpatrzono ruch cząstki startującej z punktu (x, y) płaskiej ekwipotencjalnej elektrody, położonej w odległości b od płaskiej siatki, jaką tworzą równoległe pręty o promieniach a i odległościach między prętami l , jak przedstawiono na Rys. 2.2.3.

Różnicę potencjałów między siatką a płaską elektrodą oznaczono U_o , a prąd płynący przez każdy z prętów I . Otrzymano zależność na kąt rozproszenia ϑ cząstek na siatce [19]:

$$\chi \cdot \tan \vartheta \approx \left(\frac{\pi x}{l} \right) \frac{\sin \left(2\pi \frac{x}{l} \right)}{1 - \cos \left(2\pi \frac{x}{l} \right)} \approx \frac{\sin \left(\pi \frac{x}{l} \right) \sin \left(2\pi \frac{x}{l} \right)}{1 - \cos \left(2\pi \frac{x}{l} \right)}, \quad (2.2.1)$$

gdzie:

$$\chi = \left[-\ln F(a, b) \frac{y}{l} \frac{1 - (y/y_c)}{k_o} \right], \quad (2.2.2)$$

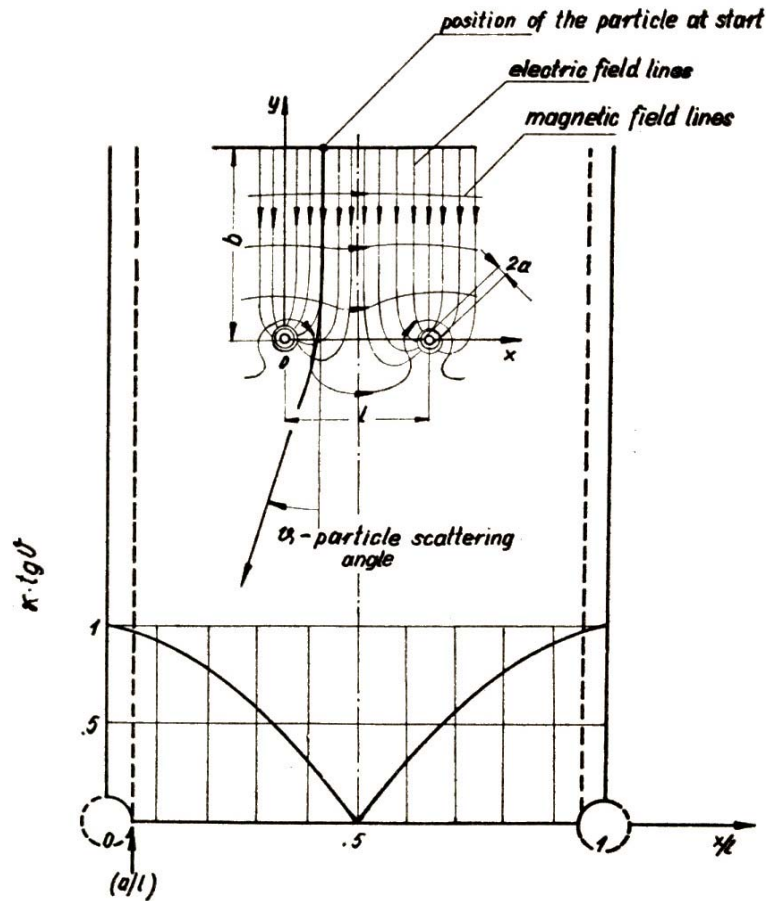
$$k_o = 1 - \frac{v_{z0}}{c^2} \frac{I}{U_o}, \quad (2.2.3)$$

$$F(x, y) = \frac{\exp[2(b-y)/l] - 2p \exp[(b-y)/l] \cos\left(2\pi \frac{x}{l}\right) + p^2}{p^2 \exp[2(b-y)/l] - 2p \exp[(b-y)/l] \cos\left(2\pi \frac{x}{l}\right) + 1} \quad (2.2.4)$$

oraz

$$p = \cosh\left(\frac{b}{l}\right) \cos\left(2\pi \frac{a}{l}\right) + \sqrt{\cosh^2\left(\frac{b}{l}\right) \cos^2\left(2\pi \frac{a}{l}\right) - 1}. \quad (2.2.5)$$

Omówioną wyżej zależność (2.2.1) przedstawiono także na Rys. 2.2.3.



Rys. 2.2.3. Szkic ilustrujący rozpraszanie cząstek na elemencie siatki prętowej oraz zależność pomiędzy kątem rozpraszania i pozycją startową cząstki [19].

Należy tu zauważyć, że jeśli kompensacja obu pól jest niewielka (przy $\frac{k_0}{1-b/y_c} \approx 1$), to o rozproszeniu decyduje przede wszystkim geometria układu.

Wówczas rozpraszanie zależy tylko od stosunku l/b . Mając wartości funkcji $\mathcal{S} = f(x/l)$, po przejściu do układu cylindrycznego, w pracy [19] oszacowano także radialną gęstość cząstek. Przyjmując, że strumień cząstek padających na siatkę po całym obwodzie jest jednorodny, dla obszaru niezbyt oddalonego od osi gęstość ta może być opisana wzorem:

$$n(r) \approx n_0 \chi \frac{2}{\pi} \begin{cases} K\left(\chi \frac{r}{R}\right) & \text{dla } \chi \frac{r}{R} < 1 \\ \frac{R}{r} \frac{1}{\chi} K\left(\frac{R}{r} \frac{1}{\chi}\right) & \text{dla } \chi \frac{r}{R} > 1, \end{cases} \quad (2.2.6)$$

gdzie K – całka pewnej zależności opisanej dokładnie w pracy [19].

Dla $\chi \rightarrow \infty$, co odpowiada zanikowi własności rozpraszających, otrzymuje się:

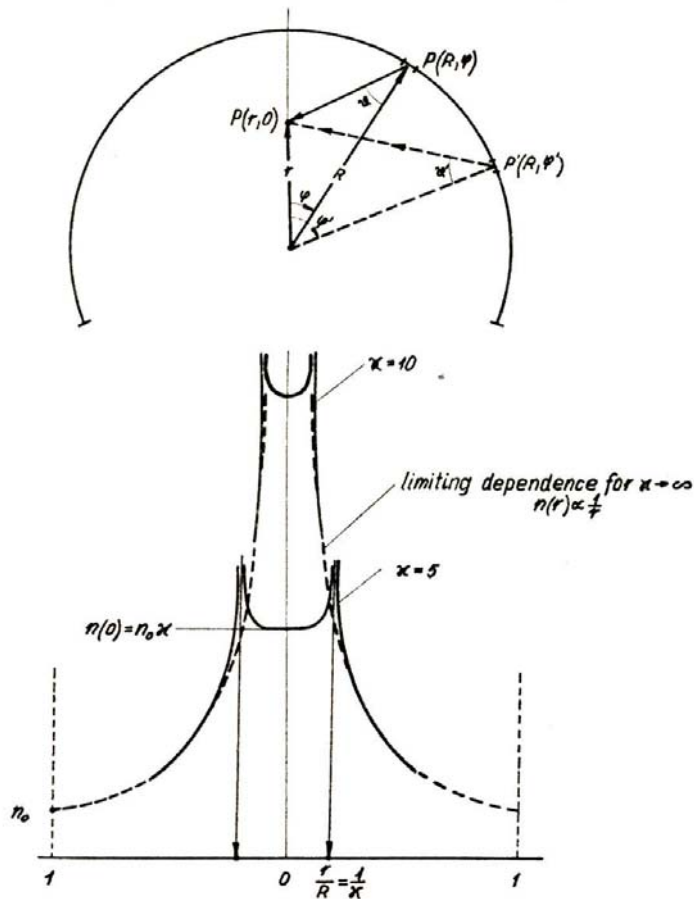
$$n(r) \rightarrow n_0 \cdot \frac{R}{r}, \quad (2.2.7)$$

z gęstością nieskończenie rosnącą przy zbliżaniu się do osi. Przy skończonej wartości współczynnika rozpraszania χ , skończona jest również gęstość cząstek na osi i wynosi:

$$n(0) = n_0 \cdot \chi, \quad (2.2.8)$$

a promień ogniska: $r_f \approx R \cdot \frac{r}{\chi}. \quad (2.2.9)$

Wykres gęstości radialnej cząstek dla różnych wartości występujących parametrów przedstawiono Rys. 2.2.4.

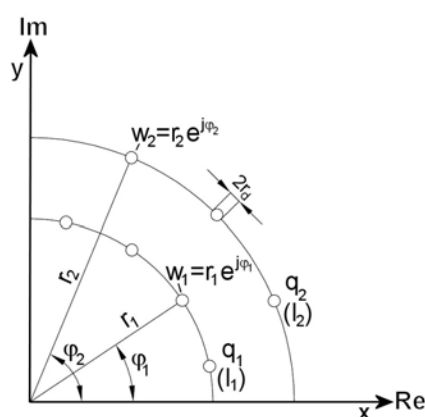


Rys. 2.2.4. Wykres przedstawiający radialną gęstość cząstek w iniektorze prętowym przy różnych wartościach parametru b/lk , który określa właściwości rozpraszające „przepuszczalnych” elektrod [19].

W pracy [33] S. Kuliński obliczył rozkład pola elektrycznego i magnetycznego w prętowym dziale plazmowym „DP” o parametrach przyjętych w pracy [34] (tj. $r_1 = 2.25$ cm, $r_2 = 3.2$ cm, $l = 7.4$ cm, $n = 16$, $r_d = 0.04$ cm, $U = 1$ kV, $I = 50$ kA), a następnie rozpatrzył ruch cząstek w takich polach. W obliczeniach posłużył się płaszczyzną zmiennej zespolonej w , gdzie

$$w = x + jy = re^{j\varphi} \quad (2.2.10)$$

Układ elektrod w płaszczyźnie zmiennej zespolonej przedstawiony został na Rys. 2.2.5.



Rys. 2.2.5. Ładunki i prądy na płaszczyźnie zmiennej zespolonej $(x + jy)$ [33].

W wyniku obliczeń wykonanych w pracy [33] otrzymano zależności na składową radialną i azymutalną natężenia pola elektrycznego (oznaczone odpowiednio E_r i E_φ) dla układu $2n$ współosiowych elektrod prętowych.

Składowe radialną i azymutalną natężenia pola magnetycznego (dla rozpatrywanego układu elektrod) w pracy [33] określono ze znanych zależności:

$$B_r = \frac{1}{V_{EP}} E_\varphi, \quad B_\varphi = -\frac{1}{V_{EP}} E_r \quad (2.2.11)$$

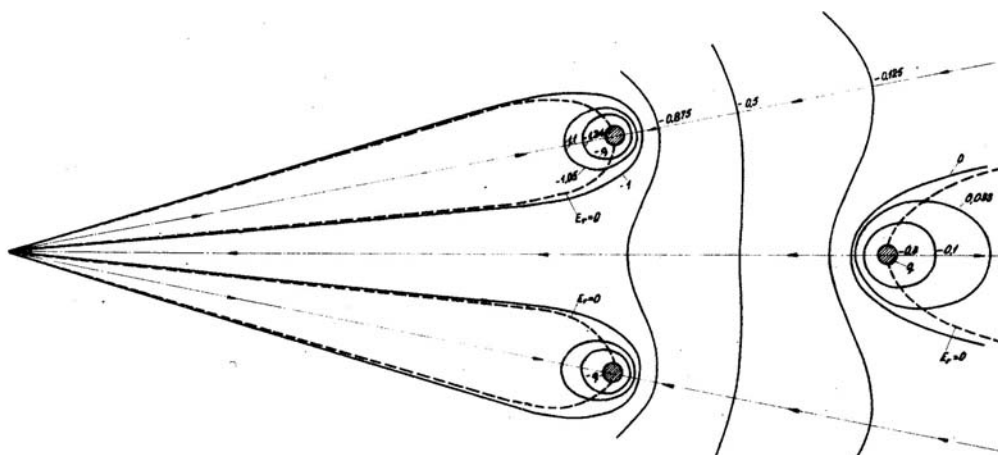
gdzie:

$$V_{EP} = \frac{U}{\ln(a/b)} \frac{2\pi}{\mu_o I}, \quad (2.2.12)$$

a I jest natężeniem całkowitego prądu płynącego przez elektrody.

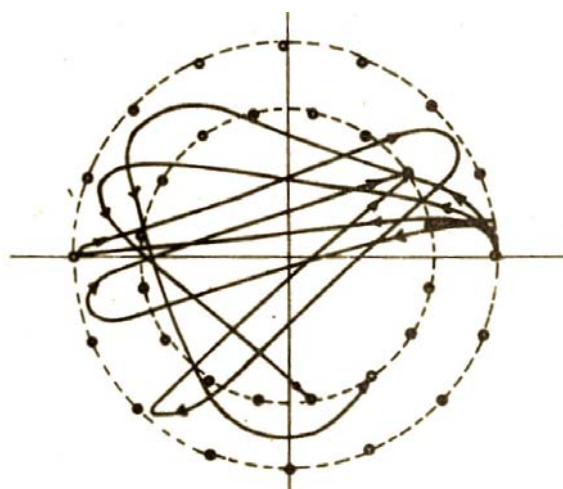
W pracy [33] wyprowadzono również równania powierzchni (linii) ekwipotencjalnych pola elektrycznego (i pokrywające się z nimi linie sił pola magnetycznego) dla analizowanego działu prętowego typu RPI. Takie ekwipotencjalne linie (powierzchnie) pola elektrycznego (i pokrywające się z nimi linie sił pola

magnetycznego) dla koaksjalnego prętowego działu plazmowego „DP” (o podanych wyżej parametrach) przedstawiono na Rys. 2.2.6.



Rys. 2.2.6. Powierzchnie ekwipotencjalne w dziale prętowym „DP”. Cyfry przy liniach podają wartość stosunku $\Phi(r, \varphi)/\Phi(0)$ dla danej linii [33].

W omawianym przypadku linie sił pola elektrycznego tworzą rodzinę linii ortogonalnych do linii ekwipotencjalnych [33]. Następnie rozpatrzono przypadek nie-relatywistyczny, gdy cząstki o masie m i ładunku q , znajdują się w polach o potencjałach A i Φ , które są tylko funkcjami r i φ , tj. $\vec{A} = \vec{A}(r, \varphi) = \vec{k}A(r, \varphi)$, a $\Phi = \Phi(r, \varphi)$. Rozpisano równania ruchu, które rozwiązano numerycznie metodą Runge-Kutta-Mersona za pomocą maszyny cyfrowej GIER. Znalaziono przykładowe tory jonów azotu przy założeniu ich różnych położen początkowych, jak pokazano na Rys. 2.2.7.



Rys. 2.2.7. Przykładowe tory jonów w płaszczyźnie (r, φ) przy założeniu, że startują one z linii $r = r_2$, a pozostałe parametry wynoszą: $I = 50 \text{ kA}$, $U = 1 \text{ kV}$, $v = 0$ [33].

Dokładne wyprowadzenia zależności na natężenia pól elektrycznego i magnetycznego oraz linie sił tych pól dla układu elektrod typu RPI, można znaleźć w pracy [33].

2.3. Uzasadnienie potrzeby dalszych badań układów typu RPI

Z przedstawionego wyżej podsumowania wcześniejszych eksperymentalnych badań akceleratorów plazmowych typu RPI wynikało, że ilość zgromadzonych wówczas danych była jednak niewystarczająca do określenia wszystkich najważniejszych charakterystyk emitowanych wiązek jonowych. W szczególności brak było dokładnych informacji o kątowych i energetycznych rozkładach emitowanych jonów. Badania nad strukturą (a właściwie mikro-strukturą) emitowanych wiązek były przeprowadzone tylko fragmentarycznie. Brak było także informacji o dynamice emisji różnych jonów, tj. pomiarów emisji jonów w funkcji czasu. Należy tutaj zauważyć, że w latach 1966-2004 niektórych charakterystyk nie można było określić, m.in. z uwagi ograniczenia używanej wówczas aparatury pomiarowej i niższą czułość dostępnych wówczas detektorów śladowych.

Podobnie, z przedstawionych wyżej wczesnych prób teoretycznej analizy zjawisk w akceleratorach typu RPI wynikało, że fenomenologiczny opis procesów zachodzących w takich urządzeniach (zaproponowany przez M. Gryzińskiego - autora koncepcji tych akceleratorów [19]) nie umożliwiał objaśnienia zjawisk akceleracji i ruchów jonów wewnątrz rozpatrywanych układów oraz określenia ich pełnych charakterystyk emisyjnych. Pierwsze próby zastosowania modelu jednocząstkowego, które wykonał S. Kuliński [32], były w praktyce ograniczone tylko do opisu rozkładu pól w obszarze międzyelektrodowym oraz bardzo wstępnych obliczeń torów jonów azotu w kilku wybranych przypadkach.

W tej sytuacji uzasadnione było podjęcie dalszych bardziej szczegółowych badań eksperymentalnych strumieni plazmowo-jonowych emitowanych z akceleratorów typu RPI oraz przeprowadzenie pełniejszej analizy teoretycznej zjawisk akceleracji i emisji jonów. Biorąc pod uwagę zapotrzebowanie na charakterystyki jonów emitowanych z układu RPI-IBIS, który był wykorzystywany do modyfikacji różnych materiałów (m.in. stali konstrukcyjnych, wybranych półprzewodników i ceramik), postanowiono skoncentrować się na eksperymentalnych i teoretycznych badaniach tego układu, a wyniki przedstawić w formie rozprawy doktorskiej.

3. Sformułowanie głównej tezy rozprawy

Na podstawie przedstawionego wyżej przeglądu najważniejszych wyników wcześniejszych badań eksperymentalnych i teoretycznych oraz konkluzji podanych w punkcie 2.4 autor tej rozprawy sformułował następującą tezę: **Właściwy dobór parametrów konstrukcyjnych i operacyjnych akceleratora plazmowego typu RPI wymaga szczegółowych pomiarów emitowanych jonów przy wykorzystaniu spektrometru typu Thomsona i jonowych kamer typu „pinhole” oraz przeprowadzenia pełniejszej analizy procesów akceleracji i emisji tych jonów w różnych reżimach pracy rozpatrywanego układu.**

Uwzględniając fakt, że ciśnienie gazu roboczego w układach typu RPI jest zwykle znacznie niższe niż w układach typu Plasma-Focus (PF), do analizy dynamiki jonów uzasadnione jest stosowanie modelu jednocząstkowego.

Dla udowodnienia tezy niniejszej rozprawy bardzo ważnym zadaniem było nie tylko określenie pełnych charakterystyk emisyjnych układu RPI-IBIS (tj. zmierzenie rozkładów masowych i energetycznych oraz rozkładów przestrzennych emitowanych jonów), ale również zbadanie w jakich warunkach można uzyskiwać wiązki jonów o energiach znacznie wyższych od amplitudy impulsów napięcia przykładanego do elektrod badanego akceleratora.

Drugim ważnym zadaniem było przeprowadzenie szczegółowych obliczeń symulacyjnych (tj. modelowania komputerowego emisji jonów) dla wyjaśnienia zgromadzonych danych eksperymentalnych i umożliwienia prognozowania eksperymentów typu RPI.

3.1 Szczegółowe zadania badawcze

Po sformułowaniu tezy pracy możliwe było określenie szczegółowego programu zadań badawczych. Uwzględniając uwarunkowania eksperymentalne, ustalono następujące zadania:

1. Wykonanie szczegółowych pomiarów jonów w układzie RPI-IBIS przy wykorzystaniu spektrometru masowego typu Thomsona wyposażonego w nowe jądrowe detektory śladowe NTD (Nuclear Track Detectors).

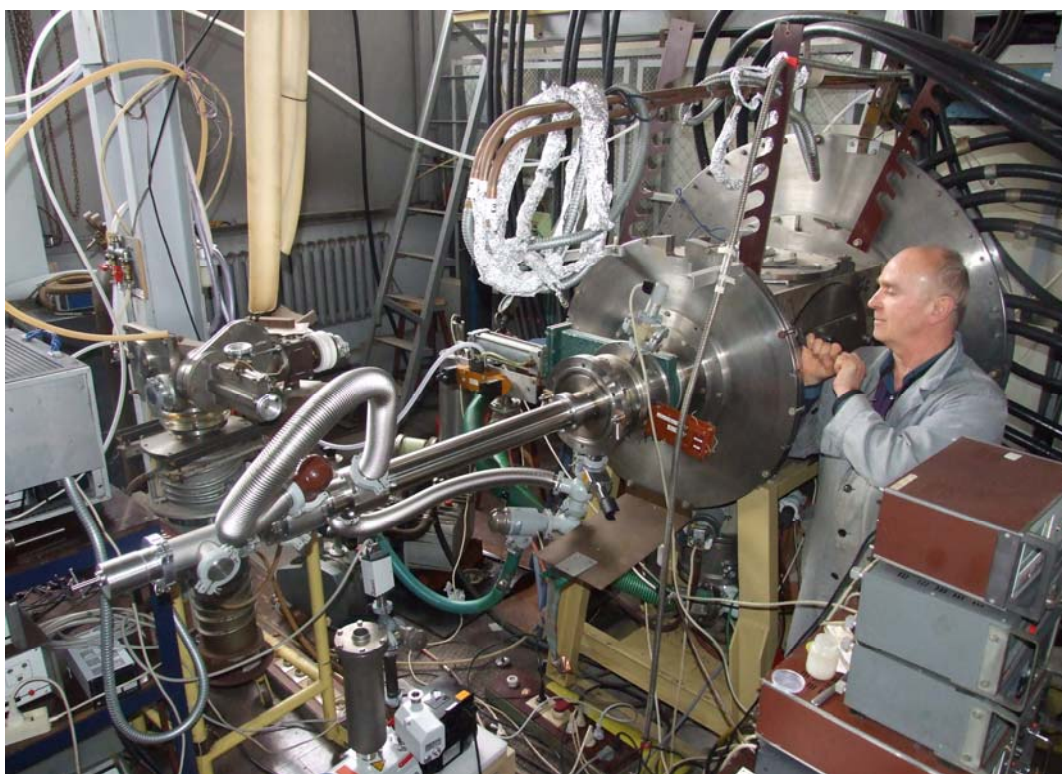
2. Określenie pełnych rozkładów energetycznych protonów i deuteronów oraz określenie charakterystyk kalibracyjnych stosowanych detektorów NTD (tj. zależności średnic śladów od rodzaju i energii rozpatrywanych jonów przy określonych warunkach trawienia tych detektorów).
3. Wykonanie szczegółowych pomiarów strumieni jonów w układzie RPI-IBIS (zwłaszcza wzdłuż osi symetrii układu) przy wykorzystaniu kamer typu „pinhole” wyposażonych w detektory NTD i odpowiednie filtry absorpcyjne (z cienkich folii metalowych).
4. Określenie przestrzennej struktury badanych strumieni jonów, a zwłaszcza identyfikacja występowania mikro-wiązek jonowych w płaszczyźnie, w której umieszczane są zwykle próbki do badań materiałowych.
5. Przeprowadzenie szczegółowych obliczeń rozkładu pól elektrycznych i magnetycznych w obszarze elektrod akceleratora plazmowego RPI-IBIS, a następnie obliczenia trajektorii jonów, które mogą osiągać określone wartości energii wylotowej.
6. Wykonanie przy wykorzystaniu metody Monte-Carlo komputerowych symulacji obrazów jonowych oraz energetycznych rozkładów jonów, które uzyskuje się dla różnych warunków (tzw. reżimów) pracy układu RPI-IBIS.
7. Porównanie wyników wykonanych pomiarów eksperymentalnych z wynikami symulacji komputerowych oraz sformułowanie wniosków odnośnie przydatności zastosowanych metod diagnostycznych i modelu teoretycznego.

4. Opis układu eksperymentalnego

Zgodnie ze sformułowaniem tezy tej rozprawy i określonymi wyżej szczegółowymi zadaniami badawczymi, prace autora zostały skoncentrowane na układzie eksperymentalnym RPI-IBIS [35], którego najważniejsze charakterystyki podano poniżej.

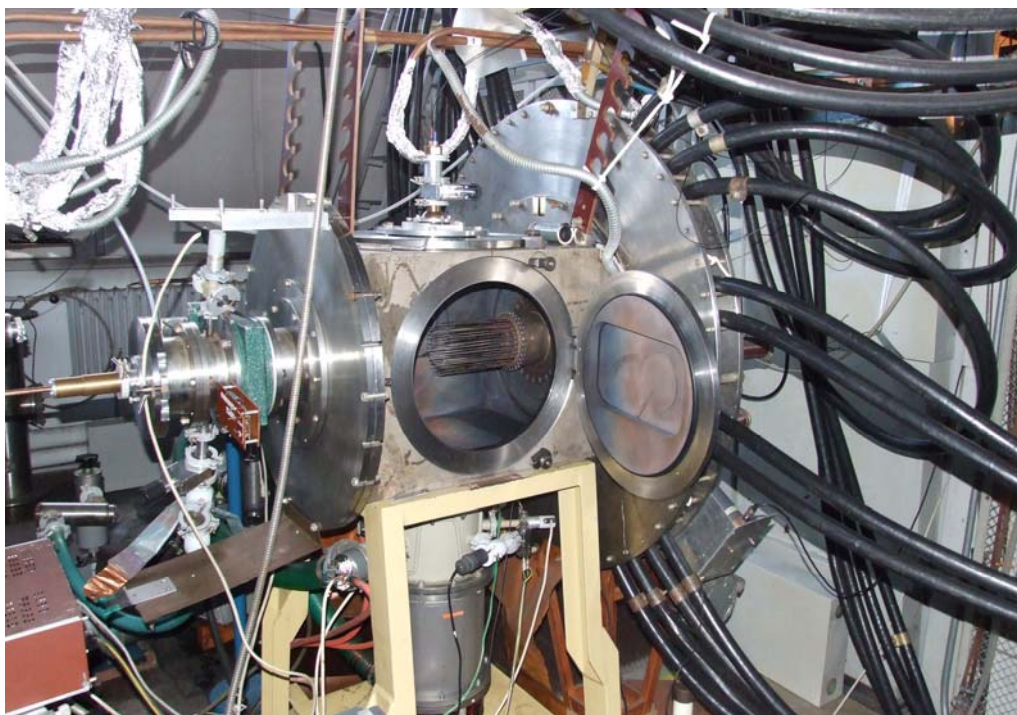
4.1 Najważniejsze dane eksploatacyjne układu RPI-IBIS

Układ RPI-IBIS, którego pierwszy opis podano w opracowaniu [35], stanowi średniej wielkości urządzenie badawcze oparte na koncepcji działa prętowego [19]. Widok ogólny tego układu przedstawiono na Rys. 4.1.1.



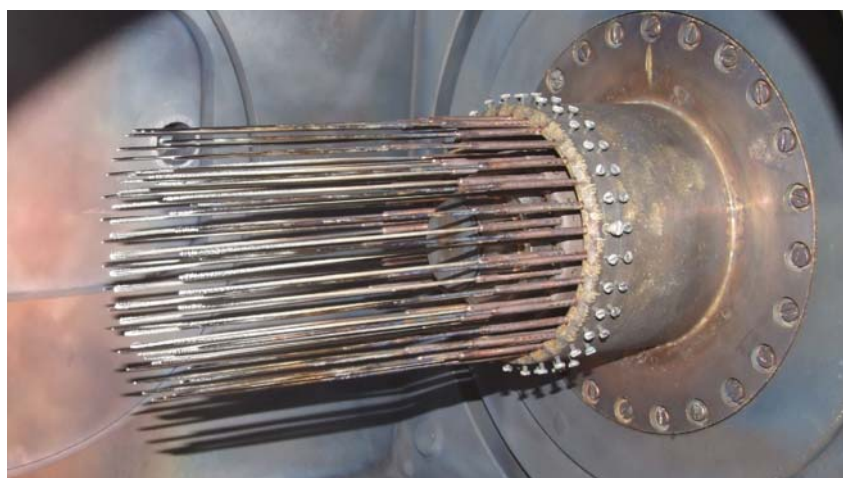
Rys. 4.1.1. Widok ogólny układu eksperymentalnego RPI-IBIS.

W komorze próżniowej układu RPI-IBIS, której pojemność wynosi 175 litrów, umieszczony został horyzontalnie iniektor typu RPI wyposażony w koaksjalne, wymienne elektrody wieloprętowe, jak można zaobserwować na Rys. 4.1.2.



Rys. 4.1.2. Fotografia głównej komory próżniowej układu RPI-IBIS, która ukazuje umieszczony w środku iniektor typu RPI.

Średnica elektrody zewnętrznej wynosi $\varnothing 130$ mm, a elektrody wewnętrznej $\varnothing 90$ mm. Każda z tych elektrod składa się z 32 prętów o długości 200 mm i średnicy $\varnothing 2$ mm, wykonanych najczęściej z czystego Mo, W lub Ti. W niektórych przypadkach stosuje się pręty z Fe, Mg, Cu lub innych metali. Budowę elektrod pokazano na Rys. 4.1.3 i 4.1.4.



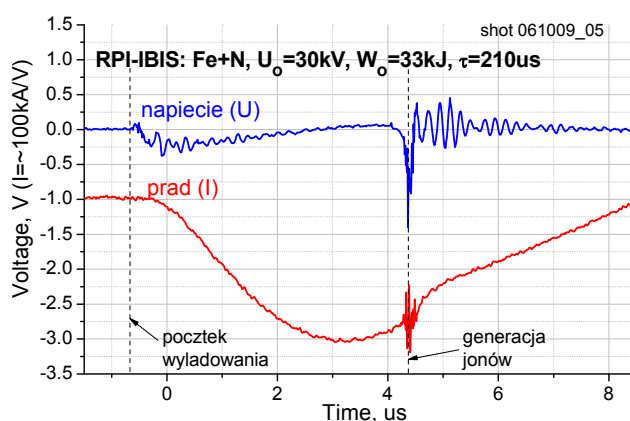
Rys. 4.1.3. Fotografia wielo-prętowych elektrod układu RPI-IBIS, wykonana z boku.



Rys. 4.1.4. Fotografia wieloprętowych elektrod i impulsowego zaworu gazowego, wykonana wzdłuż osi symetrii układu RPI-IBIS.

Po wstępnym odpompowaniu komory próżniowej (zwykle do ciśnienia poniżej 10^{-5} hPa) gaz roboczy jest wpuszczany impulsowo przez elektrodynamiczny zawór gazowy typu IZO [36], widoczny na Rys. 4.1.4. Zawór ten jest umieszczony on na osi układu, u podstawy wieloprętowych elektrod i może wprowadzać do obszaru międzyelektrodowego zadaną porcję gazu roboczego, zwykle ok. 1 cm^3 pod ciśnieniem 1.5×10^3 hPa [21]. Najczęściej gazem roboczym jest czysty H_2 lub D_2 . Czasami stosuje się N_2 , Ar lub Xe.

Układ elektrod jest zasilany z baterii kondensatorów o pojemności $32 \text{ }\mu\text{F}$, w której przy napięciu początkowym 30 kV kumulowana jest energia 30 kJ . W czasie wyładowania maksymalny prąd płynący przez iniektor osiąga około 500 kA [21]. Przykładowe przebiegi napięcia i prądu wyładowania przedstawiono na Rys. 4.1.3.



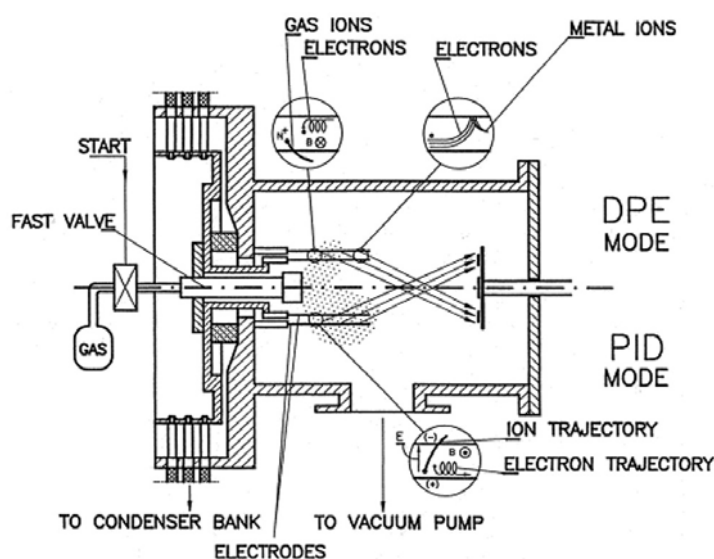
Rys. 4.1.5. Typowe przebiegi napięcia i prądu wyładowania w układzie RPI-IBIS.

Jak wspomniano w punkcie 1.4, jednym z podstawowych parametrów eksploatacyjnych układów typu RPI jest czas opóźnienia τ pomiędzy zadziałaniem

impulsowego zaworu gazowego a momentem przyłożenia napięcia do elektrod układu. W układzie RPI-IBIS czas ten wynosi zwykle od 130 μs do 210 μs . Przy wartościach τ z górnej części tego przedziału (w tzw. reżimie wolnym) gaz roboczy zdąży wypełnić całą przestrzeń międzyelektrodową i w czasie wyładowania otrzymuje się stosunkowo wolny zgęsteczenie plazmowy o energiach jonów od kilku do kilkudziesięciu keV.

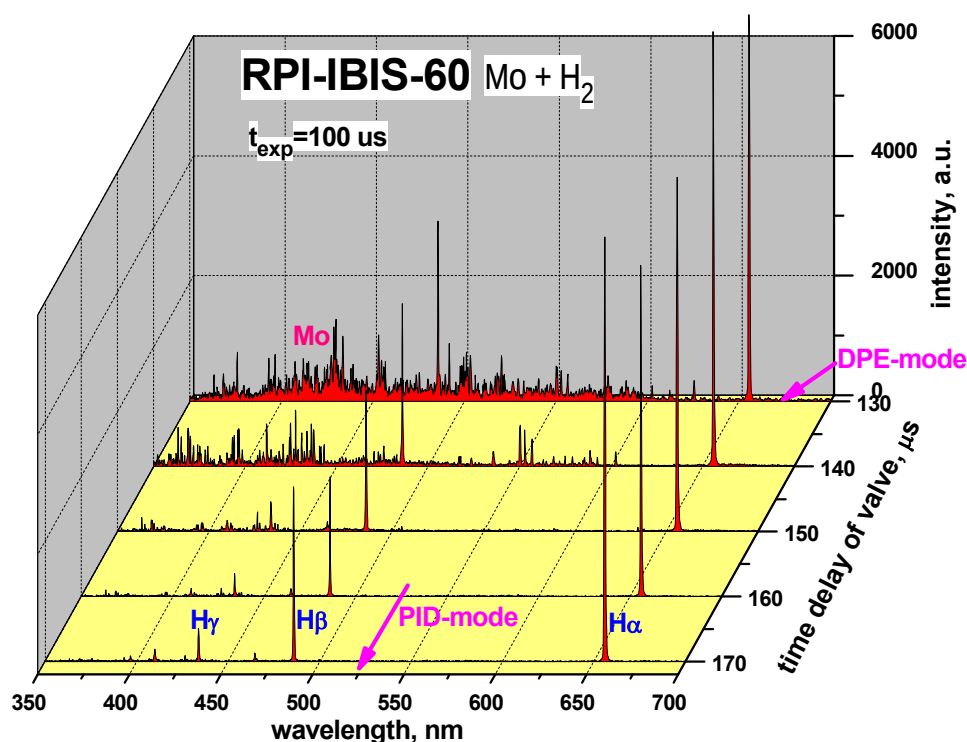
Przy wartościach τ krótszych (tj. z dolnej części podanego przedziału) w czasie przykładania impulsu napięciowego (w tzw. reżimie szybkim) występuje duży gradient ciśnienia gazu wzdłuż elektrod i generowany jest szybki zgęsteczenie plazmowy o wyższych energiach od kilkudziesięciu do stu-kilkudziesięciu keV [21]. W zależności od potrzeb, układ może pracować również w tzw. reżymie „pośrednim”, gdy τ wynosi 160–180 μs .

Układ RPI-IBIS skonstruowano na potrzeby badań nad syntezą jądrową. Z wyładowań z czystym D_2 uzyskiwano wydajność neutronową Y_n rzędu $10^9 - 10^{10}$ neutronów/ wyładowanie [27] (wartości Y_n podane na Rys. 2.1.7 należy pomnożyć przez współczynnik kalibracyjny 10^6). Później układ ten został adoptowany również do badań materiałowych [20, 28]. Uzyskiwane w układzie RPI-IBIS parametry wiązek plazmowo-jonowych stwarzały możliwość modyfikacji warstw różnych materiałów. Ze względu na to, że w opisanym wyżej reżymie „wolnym” generowany strumień plazmy powstaje głównie z gazu roboczego, a w reżymie „szybkim” zawiera w dużej części jony (i atomy) pochodzące z erozji końców elektrod, na potrzeby badań materiałowych omawianym reżymom pracy nadano odpowiednio nazwy PID (Pulse Implantation Doping) oraz DPE (Deposition by Pulse Erosion), jak pokazano na Rys. 4.1.6.



Rys. 4.1.6. Schemat układu RPI-IBIS ukazujący dwa różne reżymy pracy, wykorzystywane przy badaniach z dziedziny inżynierii materiałów [37].

Wraz ze zmianą reżimu pracy iniektora RPI-IBIS występują wyraźne zmiany widma emitowanego promieniowania optycznego. Zmiany wartości czasu opóźnienia τ , a tym samym warunków gazowych w jakich rozwijają się wyładowania plazmowe, powodują istotne zmiany w składzie wytwarzanych strumieni plazmowo-jonowych i emitowanych linii optycznych, jak pokazano na Rys. 4.1.7.



Rys. 4.1.7. Zmiany w widmie optycznym (tj. składzie) plazmy z zależności od czasu opóźnienia τ pomiędzy zadziałaniem impulsatora a momentem przyłożenia napięcia w układzie RPI-IBIS wyposażonym w elektrody z molibdenu i napełnianym czystym wodorem [38].

Warto tu dodać, że w pracy [28] (wymienionej w punkcie 2.1) określono istotne z punktu widzenia inżynierii materiałowej parametry strumienia plazmy generowanego w układzie RPI-IBIS. Zmierzono, że powierzchniowa gęstość energii zmienia się w granicach od 5 do 25 J/cm², a ciśnienie w granicach od 0.5 do 2.5×10⁵ Pa. Na podstawie wykonanych wówczas wstępnych pomiarów spektroskopii optycznej oceniono, że koncentracja elektronowa (N_e) może wynosić (1.5÷3.5)×10¹⁶ cm⁻³, a temperatura elektronowa (T_e) w granicach 1.5÷6 eV.

W opisanych niżej badaniach eksperymentalnych, w których czynnie uczestniczył autor rozprawy, stosowane było kilka różnych metod diagnostyki plazmy.

4.2 Podstawowe wyposażenie pomiarowe

Do badań właściwości strumieni plazmowych generowanych w układzie RPI-IBIS, w ramach badań objętych w tej rozprawie, zastosowano następujące urządzenia diagnostyczne:

- 1) dielektryczne jądrowe detektory śladowe SSNTD (Solid-State Nuclear Track Detectors) typu PM-355,
- 2) spektrometr masowo-energetyczny typu Thomsona, w którym analizowane jony rejestrowane były na wyżej wymienionych detektorach śladowych,
- 3) kamery jonowe typu „piniole” wyposażone w detektory śladowe i absorpcyjne filtry jonów wykonane z cienkiej folii Al.

Ad 1. Jak wiadomo, do pomiarów jonów emitowanych z różnych urządzeń plazmowych można stosować SSNTD kilku typów. Jony (jako cząstki naładowane), przenikając materiał takiego detektora, powodują zniszczenia w pewnym obszarze jego struktury wewnętrznej, który wykazuje zwiększoną reaktywność chemiczną. Obszar takich zniszczeń rozciąga się wzdłuż toru cząstki naładowanej, aż do jej pełnego wyhamowania. Jego wymiary pierwotne są rzędu $50 \text{ \AA}$, co można stwierdzić przy użyciu mikroskopu elektronowego. Po odpowiedniej obróbce chemicznej naświetlonego detektora (tj. po jego wytrawieniu w odpowiednim roztworze chemicznym), ślady jonów powiększają się do takich rozmiarów, aby były widoczne pod zwykłym mikroskopem optycznym (średnice mikro-kraterów osiągają wówczas rozmiary od kilku do kilkudziesięciu μm).

SSNTD znalazły szerokie zastosowanie w badaniach prędkich jonów emitowanych z gorącej plazmy wytwarzanej w tokamakach, urządzeniach typu Plasma-Focus i różnych działach plazmowych, a także z plazmy generowanej silnymi impulsami laserowymi [39-42]. Powodem dużej popularności SSNTD jest ich bardzo duża czułość na ciężkie cząstki naładowane, która umożliwia ich prawie 100% rejestrację (przy padaniu prostopadle do powierzchni detektora). Za pomocą SSNTD można rejestrować protony, deuterony, cząstki alfa oraz inne ciężkie jony o energiach z zakresu od kilkudziesięciu keV do kilkuset MeV . Ważną zaletą jest również możliwość rejestracji strumieni cząstek naładowanych w bardzo szerokim zakresie intensywności bez efektu nasycenia (w praktyce do 10^7 cząstek/ cm^2 w zależności od stężenia roztworu oraz temperatury i czasu trawienia oraz powiększenia stosowanego mikroskopu) [43]. Istotne jest także, że detektory te są mało czułe na prędkie elektrony [44]. Inną zaletą tych

detektorów jest fakt, że nie wymagają one jakichkolwiek urządzeń elektronicznych. Dzięki temu pomiary naładowanych cząstek nie są zakłócane przez impulsy promieniowania elektromagnetycznego (X , γ) i szumy emitowane zwykle przez każde urządzenie plazmowe. Główną wadą detektorów dielektrycznych jest fakt, że nie można przy ich użyciu wykonywać pomiarów z rozdzielczością czasową, a wynik rejestracji jest dostępny dopiero po pewnym czasie - zwykle po kilku godzinach potrzebnych na wytrawienie detektora i jego analizę pod mikroskopem.

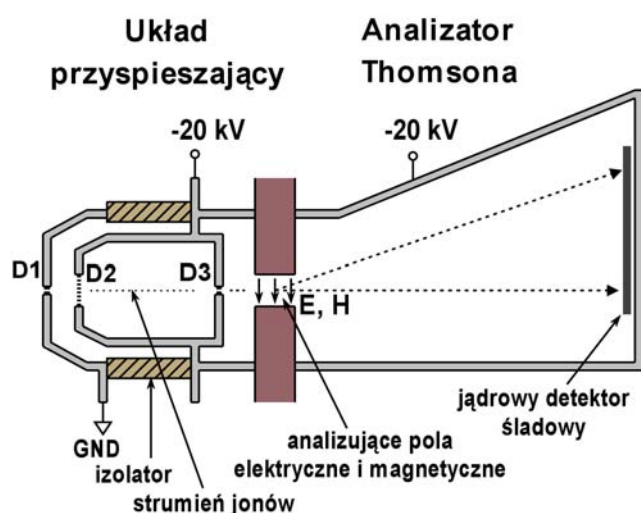
W badaniach przeprowadzonych w ramach niniejszej rozprawy stosowane były SSNTD typu PM-355 Super-Grade (nazywane dalej w pracy detektorami PM-355), będące nowszą wersją detektora CR-39. Detektory takie są produkowane przez firmę Pershore Mouldings Limited w Anglii i stanowią one złożoną kompozycję chemiczną: $C_{12}H_{18}O_7$ (poliwęglan allilo-diglikolowy).

W opisywanych badaniach próbki detektora PM-355 (po ich naświetleniu w układzie RPI-IBIS) były trawione w wodnym roztworze NaOH o stężeniu 6.25 N i temperaturze 70 $^{\circ}C$. Trawienie trwało od godziny do kilku godzin, w zależności od parametrów rejestrowanych jonów (ich masy, energii) oraz gęstości śladów na powierzchni detektora), po czym detektory były płukane w wodzie destylowanej i suszone. Wytrawione i wysuszone detektory poddawano następnie analizie za pomocą mikroskopu optycznego lub skanera.

Ad 2. Spektrometr masowy typu Thomsona, który stosowano do masowej i energetycznej analizy wiązek plazmowo-jonowych, był zbudowany i wykalibrowany w Świerku ponad 30 lat temu [45], ale jest w pełni sprawny. W spektrometrze tym pomiędzy dwoma pierwszymi diafragmami wejściowymi o średnicach 0,5 i 1,0 mm, umieszczonymi w odległości 8 mm, przykładano napięcie (-20kV), wytwarzając pomiędzy nimi pole elektryczne o natężeniu ok. 25 kV/cm, które zwiększało energię przechodzących jonów o stałą wartość ($Z \times 20$ keV), nie zmieniając w zasadzie charakteru rozkładu energetycznego. Druga diafragma, rozdzielająca składowe plazmy (jony od elektronów), pokryta była wolframową siatką o otworach ok. 50 μm i pełniła rolę filtru zatrzymującego elektrony. Trzecia z kolei diafragma o średnicy 0.5 mm pełniła rolę dodatkowego kolimatora wiązki analizowanych jonów. Za tą diafragmą, zgodnie z zasadą działania spektrometru Thomsona, wiązka jonów wchodziła w obszar analizujących pól: elektrycznego i magnetycznego. Pola te były zorientowane równolegle, ale prostopadle do kierunku analizowanej wiązki jonowej. Dzięki temu tory jonów o różnych masach i energiach ulegały odpowiednim odchyleniom, tworząc na

powierzchni detektora (umieszczanego zwykle w odległości 30 cm za obszarem pól analizujących) charakterystyczne parabole Thomsona. Parabole te przedstawiały rozkłady masowe i energetyczne analizowanych jonów (odpowiednio do wartości stosunków m_i/Z_e oraz E_i/Z_e). Do rejestracji parabol jonowych w opisywanym spektrometrze stosowano również detektory PM-355.

Schemat budowy spektrometru Thomsona oraz jego widok ogólny przedstawiono na Rys. 4.2.1 i Rys. 4.2.2.



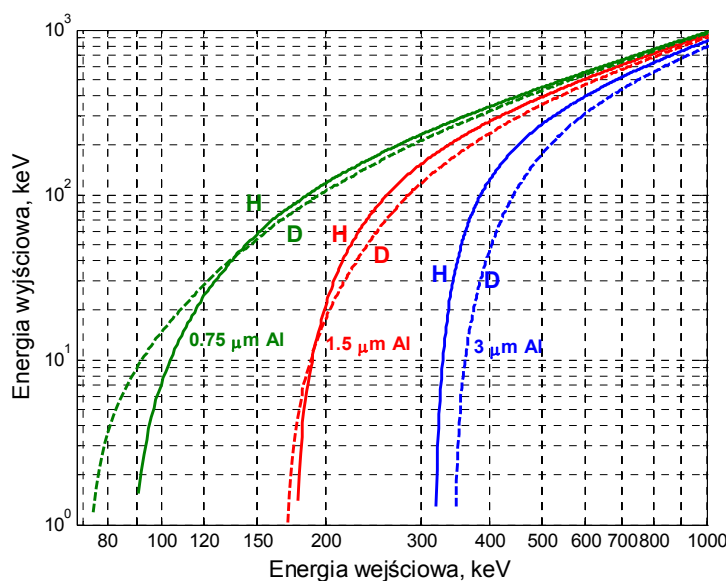
Rys. 4.2.1. Schemat spektrometru Thomsona (wraz z układem przyspieszającym), który stosowano do pomiarów rozkładu masowego i energetycznego jonów, wydzielanych z badanych strumieni plazmowo-jonowych.



Rys. 4.2.2. Fotografia spektrometru Thomsona, zbudowanego w Świerku i stosowanego m.in. do pomiarów przedstawionych w niniejszej pracy.

Ad 3. Kamery jonowe typu pinhole, które stosowano w opisywanych pomiarach, miały otwory wejściowe (pinhole) o średnicy 0,2 mm, średnicę komory - 24 mm i długość - 34 mm. Kamery te były wyposażone w detektory śladowe PM-355. Umocowanie kamery w pewnej odległości od końca elektrod, na osi symetrii układu RPI-IBIS, pozwalało otrzymywać obrazy przestrzennego rozkładu badanych strumieni plazmowo jonowych.

W celu umożliwienia selektywnej rejestracji obrazów wiązek jonowych o energiach powyżej pewnej wartości progowej, przed detektorami umieszczano dodatkowe filtry absorpcyjne wykonane z folii z czystego aluminium (Al) o odpowiednio dobranej grubości. W opisywanych pomiarach stosowano filtry aluminiowe o grubościach: 0,75 μm , 1,5 μm oraz 3 μm . Umożliwiało to wycięcie z padającej wiązki jonowej deuteronów o energiach wynoszących odpowiednio $E_D < 72$ keV, 168 keV i 346 keV, a w przypadku protonów - $E_p < 90$ keV, 175 keV i 320 keV. Zależność energii wyjściowej od wejściowej padających protonów i deuteronów dla trzech stosowanych filtrów absorpcyjnych przedstawiono na Rys. 4.2.3.



Rys. 4.2.3. Zależność energii wyjściowej od energii wejściowej padających protonów (H) i deuteronów (D) dla trzech stosowanych filtrów aluminiowych. Krzywe otrzymano na podstawie obliczeń przeprowadzonych za pomocą programu SRIM [46].

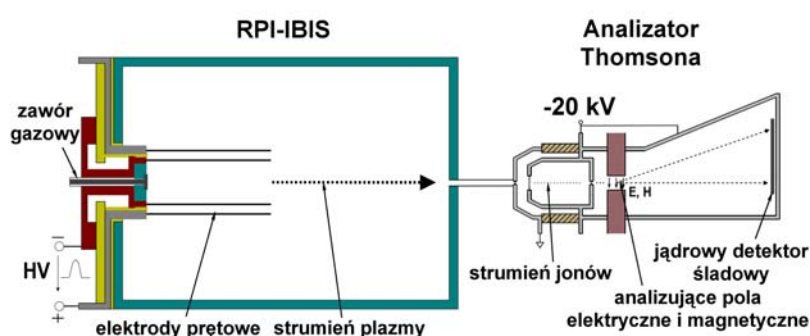
5. Wyniki badań eksperymentalnych wykonanych w układzie RPI-IBIS w ostatnich latach

Wyniki przedstawione w tym rozdziale uzyskane zostały w trakcie kilku sesji eksperymentalnych, przeprowadzonych na układzie RPI-IBIS w latach 2005-2011. Badania prowadzone były przez autora tej rozprawy w ścisłej współpracy z Dr E. Składnik-Sadowską, pod opieką naukową Prof. dr hab. M.J. Sadowskiego.

5.1. Porównanie charakterystyk detektorów śladowych LR115A, CR39 oraz PM355 pod kątem ich przydatności do pomiarów impulsowych strumieni plazmowo-jonowych w układzie RPI-IBIS

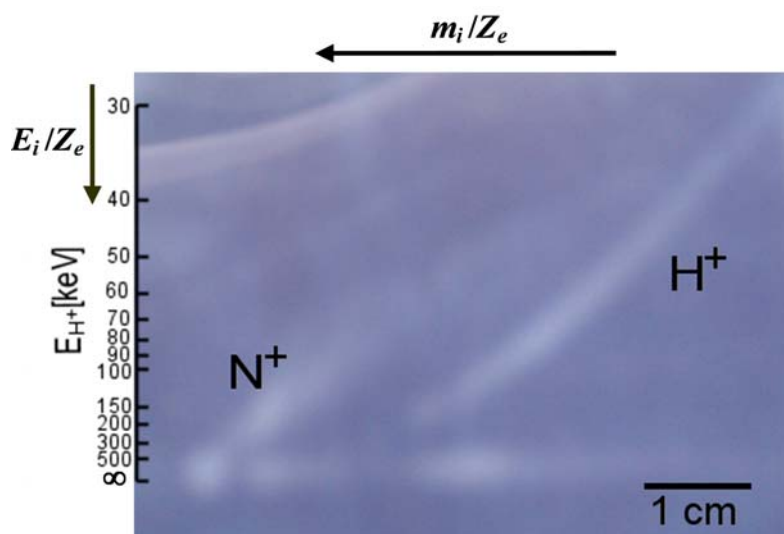
W celu wyboru spośród dostępnych najlepszego detektora śladowego (SSNTD) do badań wiązek jonowych w układzie RPI-IBIS, przeprowadzono pomiary porównawcze detektorów trzech różnych typów: LR115A, CR39 i PM355. Detektor typu LR115A był produkowany przez firmę Kodak w formie folii wykonanej z trójazotanu celulozy, natomiast detektory typu CR39 i PM355 - produkowane były przez firmę Pershore – stanowiły folie wykonane z poliwęglanu allilo-diglikolowego (PADC). W rzeczywistości detektor PM355 był najnowszą, ulepszoną wersją detektora CR39.

W pomiarach wykonanych w układzie RPI-IBIS szczególną uwagę zwrócono na porównanie rozkładów energetycznych protonów oraz określenie wydajności trzech badanych detektorów w zakresie energii od 30 keV do 300 keV. Badane detektory naświetlono w spektrometrze Thomsona wiązką plazmy wodorowej, jak przedstawiono na Rys. 5.1.1.



Rys. 5.1.1. Schemat układu eksperymentalnego, który wykorzystano do rejestracji parabol protonowych na detektorach umieszczanych w spektrometrze Thomsona.

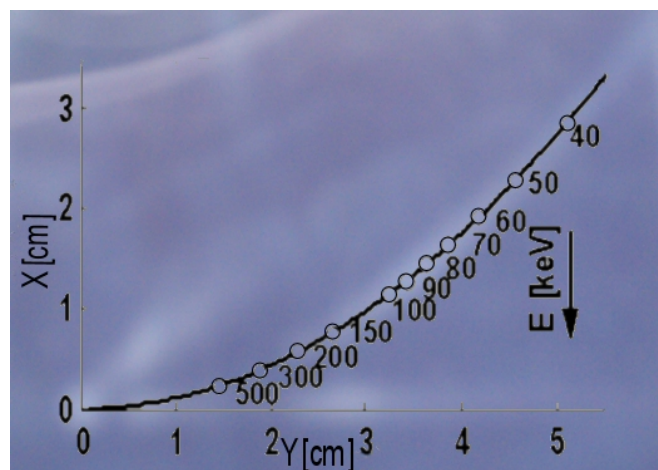
W opisywanych eksperymentach strumień plazmy wodorowej (zawierającej dużą liczbę protonów) był generowany za pomocą układu RPI-IBIS, który pracował z impulsową iniekcją czystego wodoru i optymalnym czasem opóźnienia $\tau = 160 \mu\text{s}$. Wlot spektrometru Thomsona był umieszczony w odległości około 80 cm od końca elektrod działa plazmowego. W czasie kolejnych wyładowań i pomiarów wykonywanych z różnymi próbkami detektorów – rejestrowane były charakterystyczne parabole protonowe, które po wytrawieniu poddawano analizie za pomocą mikroskopu optycznego. Próbkę detektora typu LR115A (po ich naświetleniu) były trawione w wodnym roztworze NaOH o stężeniu 2,5 N i temperaturze 60°C . Proces trawienia był przerywany po 30 minutach oraz po 1 i 2 godzinach w celu analizy śladów pod mikroskopem optycznym. Pozostałe dwa rodzaje detektorów (CR39 i PM355) trawione były w wodnym roztworze NaOH o stężeniu 6,25 N i temperaturze 70°C . W tym wypadku proces trawienia przerywano po 1, 2, 4 i 8 godzinach w celu dokonania kolejnych analiz. Przykładowe zdjęcie parabol jonowych, zarejestrowanych na jednej z badanych próbek detektora PM355, przedstawiono na Rys. 5.1.2.



Rys. 5.1.2. *Obraz parabol protonów (H^+) i jonów zanieczyszczeń (N^+), który uzyskano na detektorze PM355 po 4 godzinach trawienia. Linie horyzontalną (oś m_i/Z_e) uzyskano przez naświetlenie tego samego detektora wewnątrz spektrometru Thomsona bez włączania elektrycznego pola analizującego.*

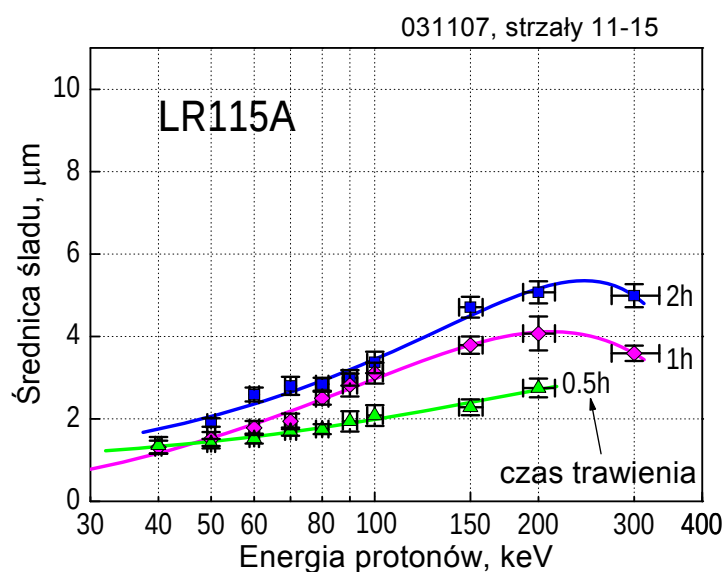
Analiza ilościowa wytrawionych śladów (tj. mikro-kraterów) jonowych na parabolach Thomsona wykonana została za pomocą mikroskopu optycznego wyposażonego w kamerę CCD, podłączoną do komputera z oprogramowaniem

stosowanym do analizy zdjęć (Image ProPlus). Dla ułatwienia analizy ilościowej śladów protonów na paraboli Thomsona, wykonano również wzorzec punktów odpowiadających konkretnym energiom protonów, który przedstawiono na Rys. 5.1.3.

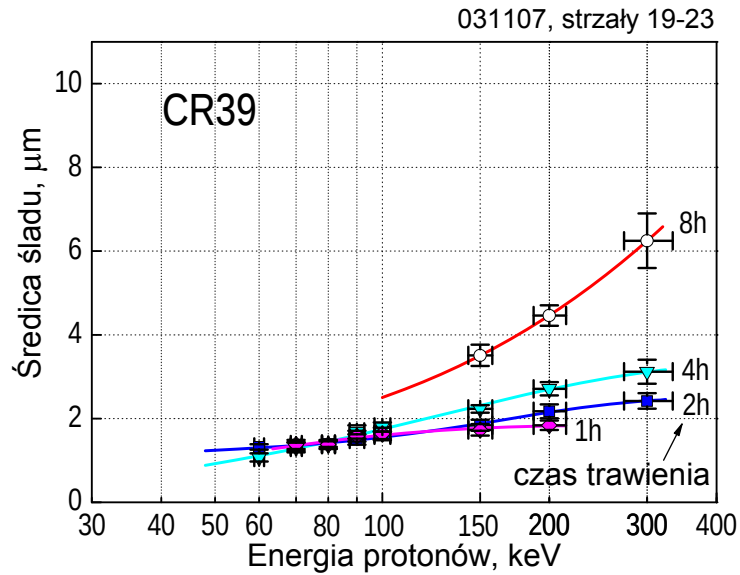


Rys. 5.1.3. Szablon paraboli protonowej z punktami odpowiadającymi wybranym wartościom energii protonów, wykonany dla zastosowanego spektrometru Thomsona.

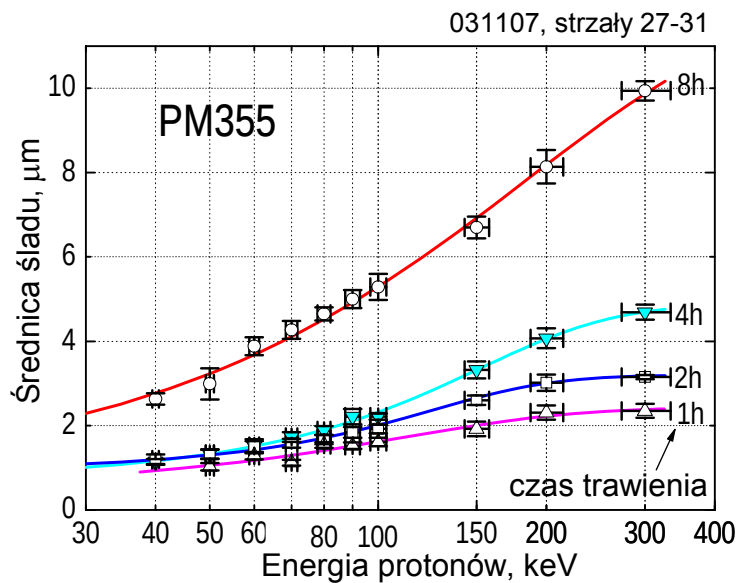
Dokładne pomiary gęstości zarejestrowanych śladów i ich średnic wykonano tylko w wybranych punktach (pokazanych na Rys. 5.1.3). Zależności średnic mikrokraterów od energii protonów, padających na powierzchnię badanych detektorów LR115A, CR39 i PM355, które otrzymano dla różnych czasów trawienia, zostały przedstawione na Rys. 5.1.4, 5.1.5 i 5.1.6.



Rys. 5.1.4. Średnice śladów w funkcji energii protonów, zmierzone na detektorze LR115A po 30 minutach oraz po 1 i 2 godzinach trawienia.

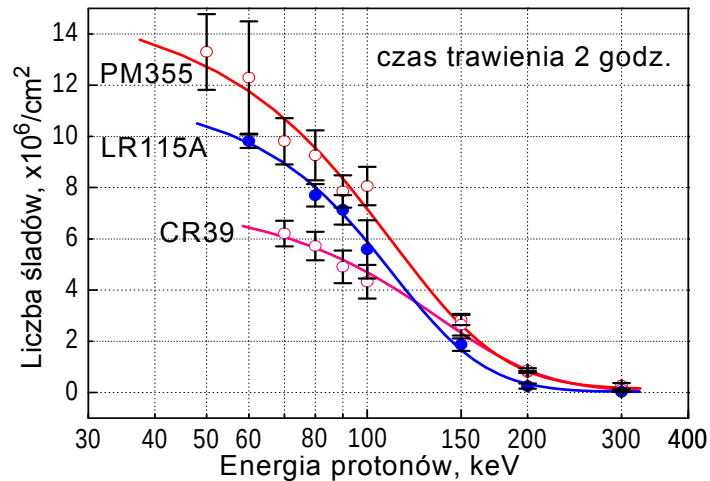


Rys. 5.1.5. Średnice śladów w funkcji energii protonów, zmierzone na detektorze CR39 po 1, 2, 4 i 8 godzinach trawienia.



Rys. 5.1.6. Średnice śladów w funkcji energii protonów zmierzone dla detektora PM355 po 1, 2, 4 i 8 godzinach trawienia.

Na podstawie przeprowadzonych pomiarów określono również liczbę śladów przypadających na jednostkę powierzchni (tj. powierzchniowa gęstość strumienia protonów) w funkcji ich energii, dla wszystkich porównywanych detektorów. Otrzymane wartości, zmierzone wzdłuż parabol protonowych otrzymanych w wyniku pięciu wyładowań w układzie RPI-IBIS każda, przedstawiono na Rys. 5.1.7.



Rys. 5.1.7. Liczba śladów na jednostkę powierzchni detektora w zależności od energii protonów, którą zmierzono po 2 godzinach trawienia na parabolach protonowych uzyskanych z pięciu wyładowań w układzie RPI-IBIS.

Jak wspomniano wyżej, charakter rozkładu energetycznego protonów po ich przejściu przez system akcelerujący spektrometru Thomsona nie ulegał zasadniczej zmianie, ale następowało jego przesunięcie w kierunku wyższych energii o około 20 keV (tzn. proton o energii 30 keV, który wpadał do spektrometru, miał przy powierzchni detektora energię 50 keV). Wejściowa diafragma spektrometru miała kształt stożkowy, aby maksymalnie ograniczyć odbicia strumienia plazmy. Średnica tej diafragmy była wystarczająco mała dla separacji wiązki plazmowej i wydzielenia wiązki jonów [47]. Ze względu na zastosowanie omówionej wyżej dodatkowej akceleracji jonów, dolny próg energetyczny dla rejestracji protonów wynosił około 30 keV. Górny próg energetyczny, który osiągał wartość ok. 300 keV, zależał natomiast od rozciągłości widma energetycznego protonów emitowanych z układu RPI-IBIS.

Należy tu zauważyć, że zaznaczone na Rys. 5.1.4, 5.1.5 i 5.1.6 błędy zmierzonych wartości energii protonów były większe dla wyższych energii (mimo, że mierzony pod mikroskopem obszar dla wszystkich analizowanych punktów był identyczny). Przyczyną tego był fakt, że skala energetyczna rejestrowanych parabol Thomsona była silnie nieliniowa. Nie wpływało to w sposób istotny na wyniki ilościowe, ponieważ błędy względne ($\Delta E_i/E_i$) były prawie takie same.

Na podstawie wyników przedstawionych na Rys. 5.1.4-5.1.6 stwierdzono, że ślady (mikro-kratery) pochodzące od protonów mają średnice od 1 μm do około 10 μm , zależnie od rodzaju użytego detektora i czasu trawienia. Uzyskane wykresy są zgodne z

charakterystykami badanych detektorów, jakie określono dla wyższych energii protonów w innych pracach [44, 48]. Ogólnie biorąc, w zakresie energii protonów emitowanych z układu RPI-IBIS ze wzrostem energii obserwuje się tworzenie kraterów o coraz większych średnicach. Wzrost średnic kraterów następuje także przy wydłużaniu czasu trawienia. Zaobserwowane różnice w charakterystykach badanych detektorów mogą być wytłumaczone pewnymi różnicami w ich składzie chemicznym i czułości tych detektorów. Dla detektora LR115A (Rys. 5.1.4) maksimum charakterystyki i początek zmniejszania się średnic kraterów (ze wzrostem energii) widoczne jest przy energiach protonów rzędu 200÷300 keV. Dla detektorów CR39 i PM355 maksimum występuje przy energii protonów ok. 500 keV i dlatego nie jest widoczne na Rys. 5.1.5 i 5.1.6. Ważnym wynikiem było również stwierdzenie, że dla protonów o energiach poniżej 100 keV, rejestrowana liczba śladów zależy silnie od typu detektora, jak pokazano na Rys. 5.1.7. Zgodnie z oczekiwaniem potwierdzono, że detektor PM355 wykazuje najlepszą wydajność detekcji strumieni niskoenergetycznych protonów.

Odnosnie detektora CR39 zaobserwowano, że powstające w nim kratery, w porównaniu do innych detektorów, były najmniejsze i naj płytsze. Dla detektora tego typu dolny próg energetyczny detekcji protonów wynosił ok. 60 keV i ulegał podwyższeniu wraz z wydłużaniem czasu trawienia.

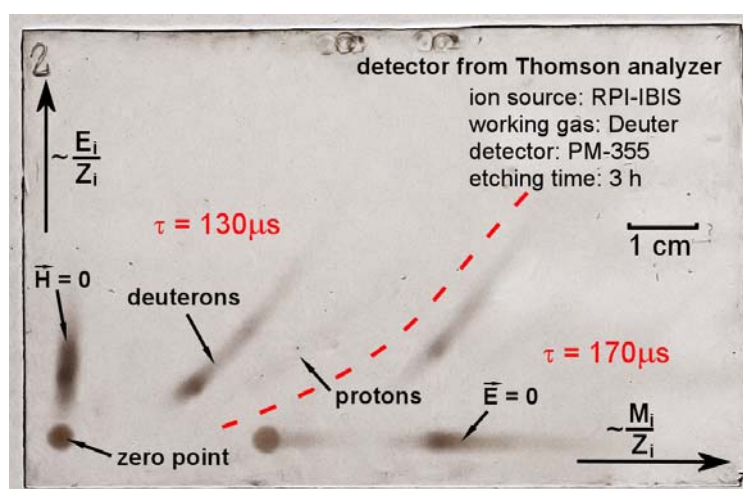
Mikro-kratery powstające w detektorze LR115A były stosunkowo duże, ale intensywne tło i jego czerwone zabarwienie czyniły analizę tego detektora znacznie trudniejszą. W tym wypadku dolny próg energetyczny rejestrowanych protonów wynosił około 40÷50 keV.

Mikro-kratery obserwowane w detektorze PM355 były zdecydowanie największe i najgłębsze. Dolny próg energetyczny detekcji protonów wynosił w tym wypadku ok. 30÷40 keV i nawet po 8 godzinach trawienia ślady protonów były dobrze widoczne w zakresie energii od 30 do 400 keV.

Porównując trzy badane detektory stwierdzono, że do detekcji protonów o energiach poniżej 300 keV najlepszy jest detektor PM355. Należy jednak zauważyć, że rozkłady energetyczne protonów, które zmierzono na porównywanych detektorach przy zachowaniu identycznych warunków eksperymentalnych w układzie RPI-IBIS, wyglądają bardzo podobnie, szczególnie dla protonów o wyższych energiach. Należy dodać, że najważniejsze wyniki opisanych wyżej badań parametrów dostępnych detektorów śladowych zostały podsumowane w publikacji [50].

5.2. Badania impulsowych strumieni plazmowo-jonowych w układzie RPI-IBIS za pomocą spektrometru Thomsona

Badania przeprowadzone za pomocą masowo-energetycznego spektrometru typu Thomsona miały na celu określenie rodzaju jonów i ich rozkładu energetycznego, jakie mogą być emitowane z układu RPI-IBIS w określonych reżimach jego pracy. Pod koniec lat 80-tych w układzie RPI-IBIS przeprowadzono dosyć obszerne pomiary widm energetycznych jonów [26-27], ale od tamtego czasu układ przeszedł wiele modyfikacji (wymieniono wiele elementów, m.in. zawór gazowy, a układ przystosowano do pracy przy niższym napięciu). Dlatego wykonanie nowych pomiarów jonowych było wręcz konieczne. Układ eksperymentalny RPI-IBIS, w którym wykonano pomiary, wyglądał podobnie jak przedstawiono na Rys. 5.1.1. Szczegółowy opis układu podano w poprzednim punkcie. Omawiane pomiary przeprowadzono dla dwóch reżimów pracy układu (szybkiego i pośredniego) oraz dla dwóch rodzajów gazu roboczego (wodoru i deuteru). Dla reżimu szybkiego czas opóźnienia τ wynosił 130 μs , a dla pośredniego - 170 μs (patrz punkt 4.1). Przykładowe wyniki przedstawiono na Rys. 5.2.1.

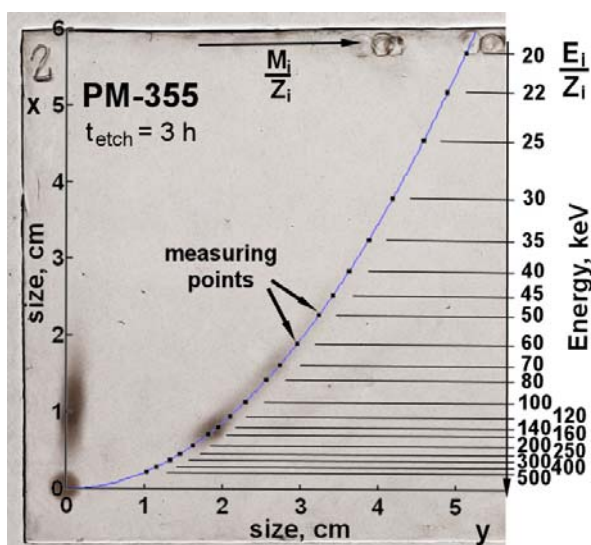


Rys. 5.2.1. Detektor naświetlony w spektrometrze Thomsona wiązkami deuterowymi emitowanymi z układu RPI-IBIS, pracującego w reżimie szybkim (lewa strona zdjęcia) oraz w reżimie pośrednim (prawa strona zdjęcia - oddzielona linią przerywaną).

Przedstawione w lewej części Rys 5.2.1 charakterystyczne parabole deuteronów i protonów zarejestrowano dla dwóch wyładowań przy pracy układu RPI-IBIS w reżymie szybkim, a parabole na prawej części uzyskano dla dwóch wyładowań w reżymie pośrednim (po przesunięciu detektora o około 3,5 cm w kierunku osi M_i/Z_i).

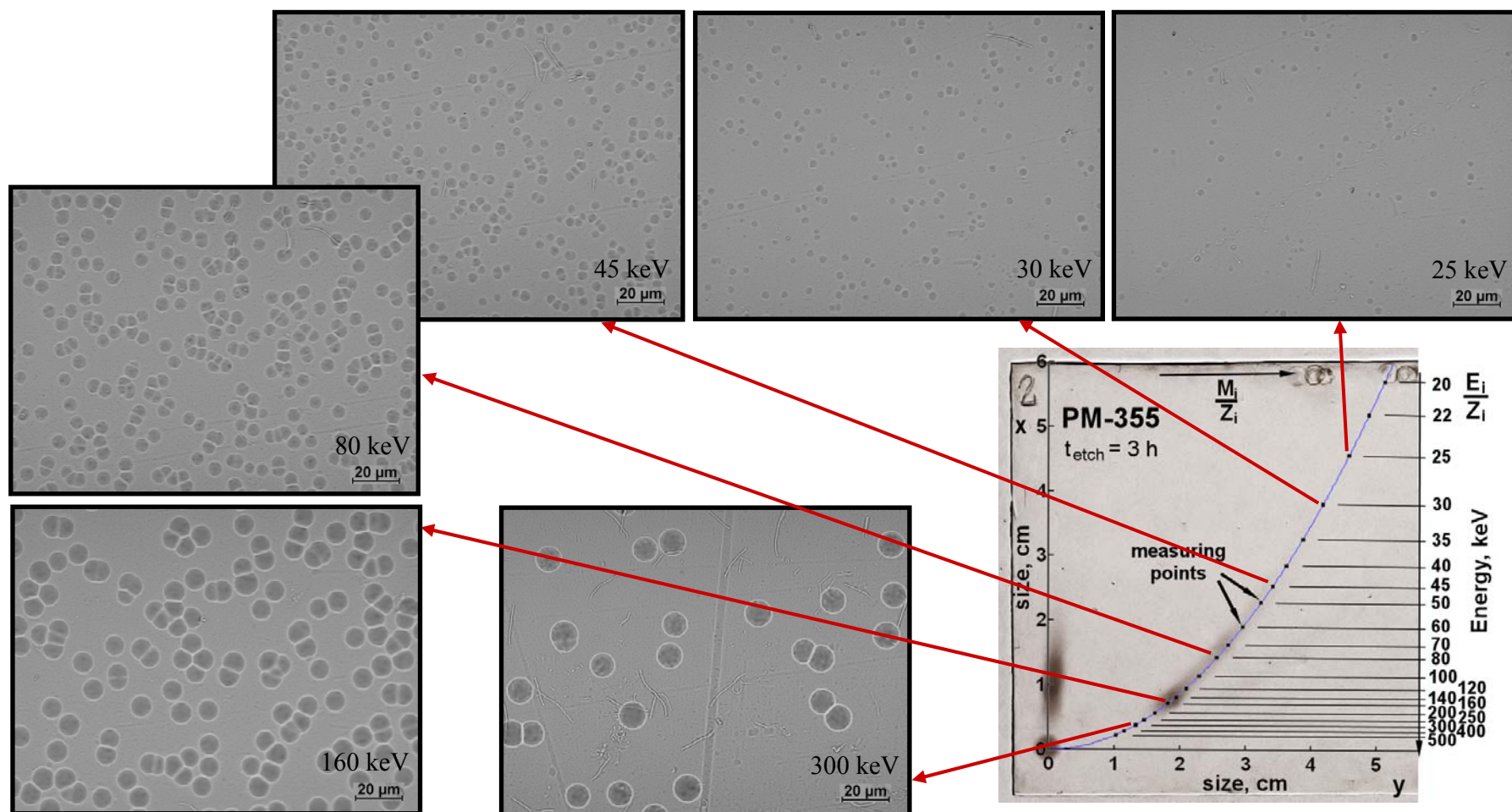
Widoczne linie pomocnicze (osie: pozioma i pionowa), które ułatwiły późniejszą analizę detektora, zarejestrowano po wyłączeniu odpowiednio pola elektrycznego i magnetycznego. Przedstawiony na Rys. 5.2.1 detektor PM355 był trawiony przez 3 godziny w warunkach standardowych (tj. w wodnym roztworze NaOH o stężeniu 6,25 N i temperaturze 70 °C).

W celu dokładnego określenia energii jonów rejestrowanych na stosowanych detektorach, konieczne okazało się najpierw zbadanie charakterystyk nowo zakupionych detektorów PM-355, tzn. zależności średnicy śladów od energii padających protonów lub deuteronów. Należy tu zauważyć, że taka kalibracja jest w zasadzie konieczna dla każdego zestawu detektorów pochodzących z nowej partii produkcyjnej, gdyż parametry detektorów z różnych partii produkcyjnych mogą się istotnie różnić [49]. W tym celu (podobnie jak w punkcie 5.1) na zarejestrowanych parabolach protonów oraz deuteronów parabolach wybrano punkty pomiarowe odpowiadające różnym wartościom energii (a właściwie stosunkowi E_i/Z_e) rejestrowanych jonów. Przykład paraboli deuteronowej z zaznaczonymi punktami pomiarowymi i skalą energetyczną przedstawiono na Rys. 5.2.2.



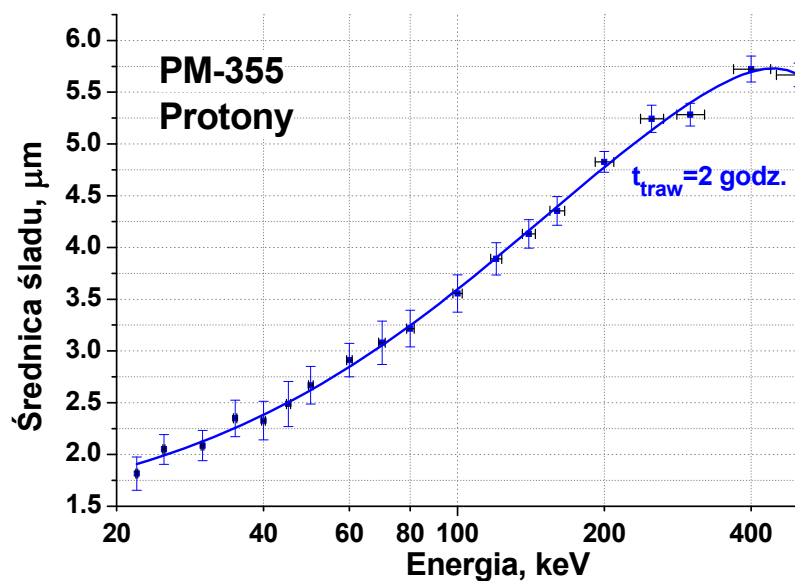
Rys. 5.2.2. Detektor PM-355 z widoczną parabolą deuteronową oraz zaznaczonymi punktami pomiarowymi i skalą energetyczną.

Przykładowe obrazy śladów (mikro-kraterów) deuteronów, które obserwowano i analizowano w kilku punktach pomiarowych po 8 godzinach trawienia naświetlonego detektora, przedstawiono na Rys. 5.2.3.



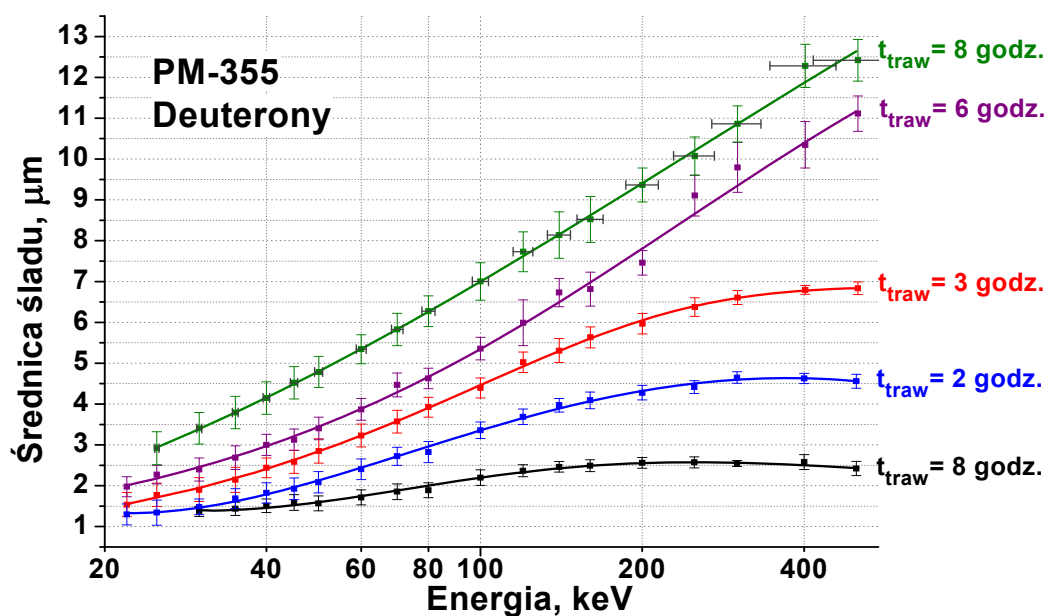
Rys. 5.2.3. Ślady zaobserwowane w kilku punktach pomiarowych na paraboli deuteronowej po 8 godzinach trawienia detektora PM-355.

Następnie w wybranych punktach paraboli pod mikroskopem przeprowadzono dokładne pomiary średnic śladów. Pomiary, które wykonano dla paraboli protonowej na detektorze wytrawionym przez 2 godziny, przedstawiono na Rys. 5.2.4.



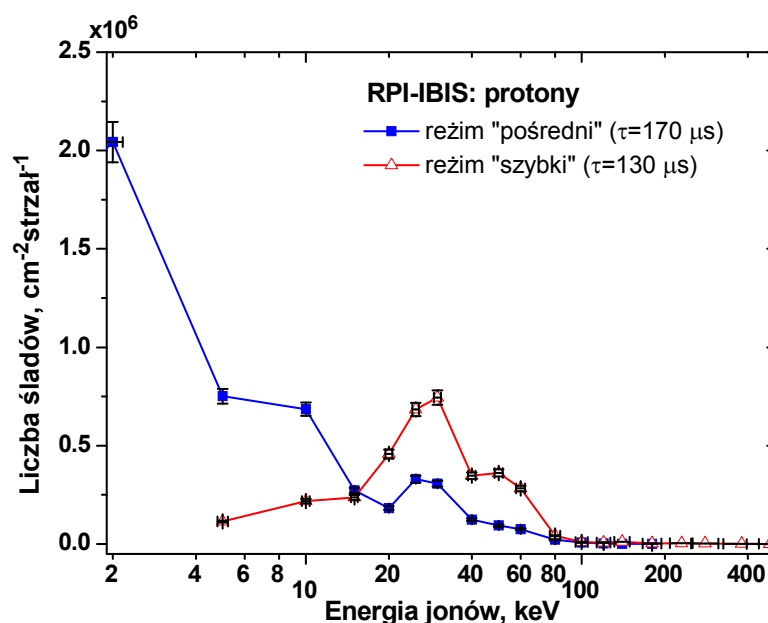
Rys. 5.2.4. Krzywa kalibracyjna (odpowieź) detektora PM-355 dla protonów od 25 do 500 keV, dla czasu trawienia 2 godziny.

Wyniki analogicznych pomiarów, które wykonano dla paraboli deuteronowej dla czasów trawienia 1, 2, 3, 6 i 8 godzin, przedstawiono na Rys. 5.2.5.

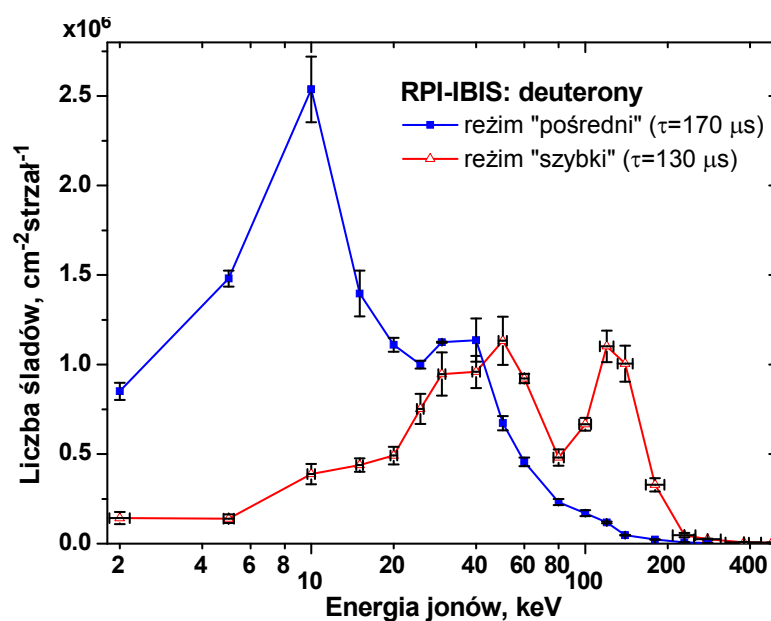


Rys. 5.2.5. Krzywe kalibracyjne (responses) detektora PM-355 dla deuterionów o energii od 25 do 500 keV, które uzyskano przy czasie trawienia od 1 do 8 godzin.

Na parabolach protonowych i deuteronowych, które uzyskano dla dwóch reżimów pracy układu RPI-IBIS, dokonano również zliczeń gęstości śladów w określonych wcześniej punktach pomiarowych. W efekcie otrzymano rozkłady (widma) energetyczne wiązki protonów i deuteronów (w odległości około 80 cm od końca elektrod na osi układu), które przedstawiono na Rys. 5.2.6 i 5.2.7.



Rys. 5.2.6. Rozkłady energetyczne protonów emitowanych z układu RPI-IBIS, które otrzymano dla dwóch reżimów pracy tego urządzenia.



Rys. 5.2.7. Rozkłady energetyczne deuteronów emitowanych z układu RPI-IBIS, które otrzymano dla dwóch reżimów pracy tego urządzenia.

Różnice w wartościach energii jonów w układzie RPI-IBIS, które podano na parabolach i na wykresach rozkładów energetycznych, wynikają (jak wspomniano w punkcie 5.1) z uwzględnienia wpływu zastosowanego w spektrometrze układu spolaryzowanych diafragm, który zwiększa energię jonów o ok. 20 keV.

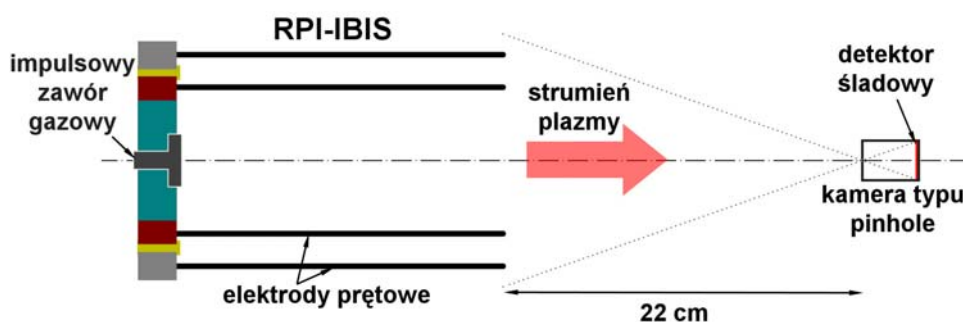
Można stwierdzić, że opisane wyżej pomiary wiązek deuteronów i protonów w układzie RPI-IBIS (wykonane za pomocą spektrometru Thomsona) potwierdziły, że w reżimie szybkim (dla krótkich czasów τ) widmo emitowanych jonów przesunięte jest w stronę wyższych energii. Na parabolach protonów oraz deuteronów zaobserwowano ślady jonów o energiach 22–25 keV, co wskazuje, że najniższe energie generowanych jonów były rzędu kilku keV. Najwyższe energie jonów sięgały ok. 500 keV.

Otrzymane krzywe kalibracyjne pokazały, że w badanym zakresie energii protonów i deuteronów średnice mikro-kraterów na trawionym detektorze śladowym rosną wraz ze wzrostem energii jonów. Krzywe te mają maksima w okolicach 300-500 keV. W zakresie jeszcze wyższych energii (niewidocznym na przedstawionych wykresach) średnice śladów maleją wraz ze wzrostem energii jonów [39]. Ślady o takich samych średnicach odpowiadające różnym częściom krzywej kalibracyjnej, tj jej wzrostowi i opadaniu, różnią się jednak głębokością krateru i mogą być rozróżnione.

Część wyników badań opisanych w tym punkcie, a w szczególności kalibracja detektora PM-355 dla deuteronów - została opublikowana w pracy [51].

5.3. Badania impulsowych strumieni plazmowo-jonowych w układzie RPI-IBIS za pomocą jonowych kamer typu „pinhole”

W celu uzyskania informacji o przestrzennym rozkładzie i energii wiązek jonowych emitowanych wzdłuż osi symetrii układu RPI-IBIS, przeprowadzono pomiary jonową kamerą typu „pinhole”. Schemat układu pomiarowego pokazano na Rys. 5.3.1.



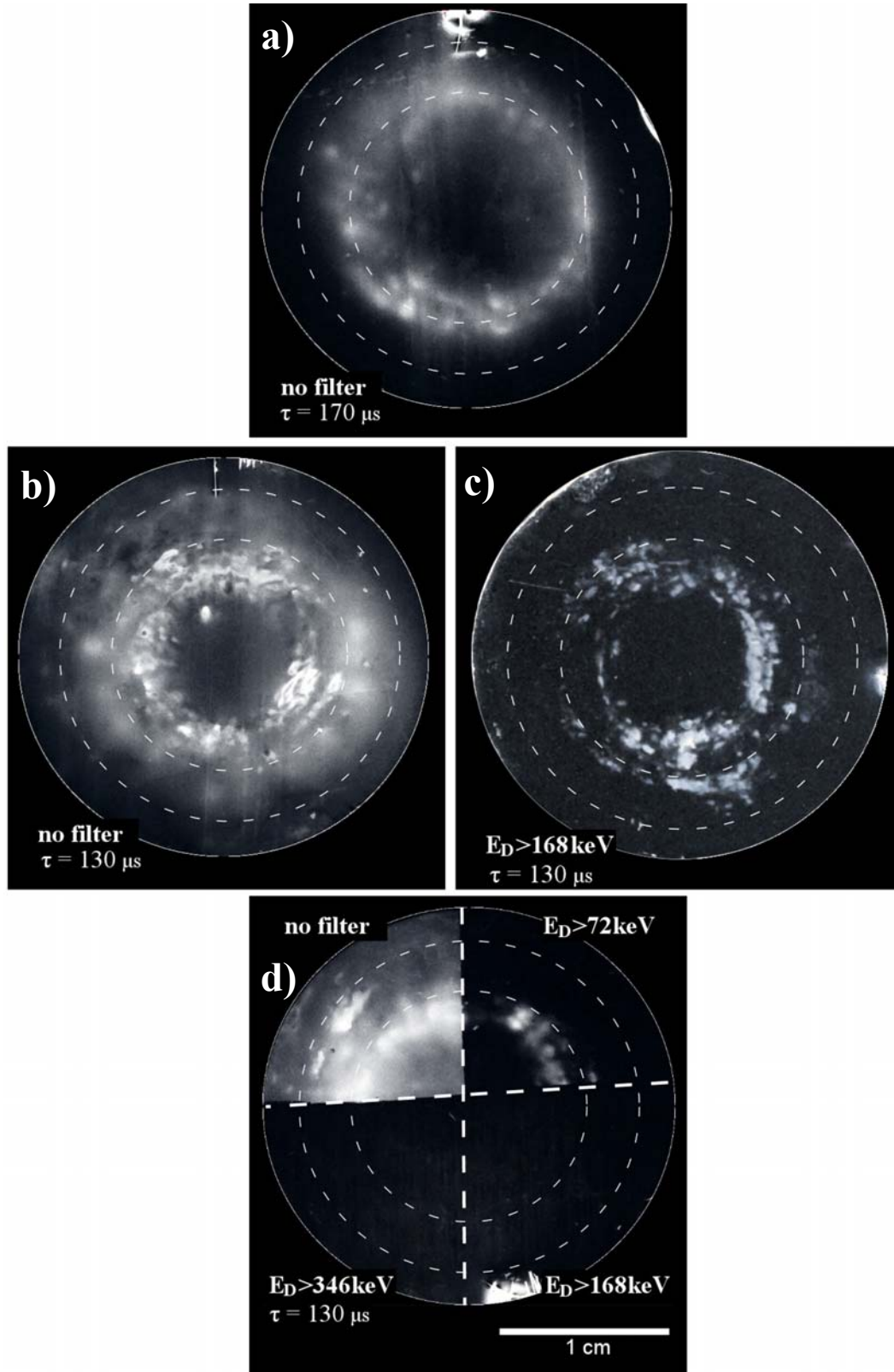
Rys. 5.3.1. Schemat układu eksperymentalnego z jonową kamerą typu pinhole.

Jonowa kamera typu pinhole, której budowę opisano wcześniej w punkcie 4.2, została umieszczona na osi układu RPI-IBIS, w odległości 22 cm od końca elektrod. W efekcie rozmiar obrazu, uzyskiwanego w kamerze w stosunku do płaszczyzny końców elektrod, był zmniejszony w stosunku 1:6,5. Pomiary jonowe, podobnie jak w poprzednim punkcie 5.2, przeprowadzono dla dwóch reżimów pracy układu, tj. dla reżimu szybkiego (przy $\tau = 130 \mu\text{s}$) i dla reżimu pośredniego (przy $\tau = 170 \mu\text{s}$) oraz dla dwóch rodzajów gazu roboczego: wodoru i deuteru.

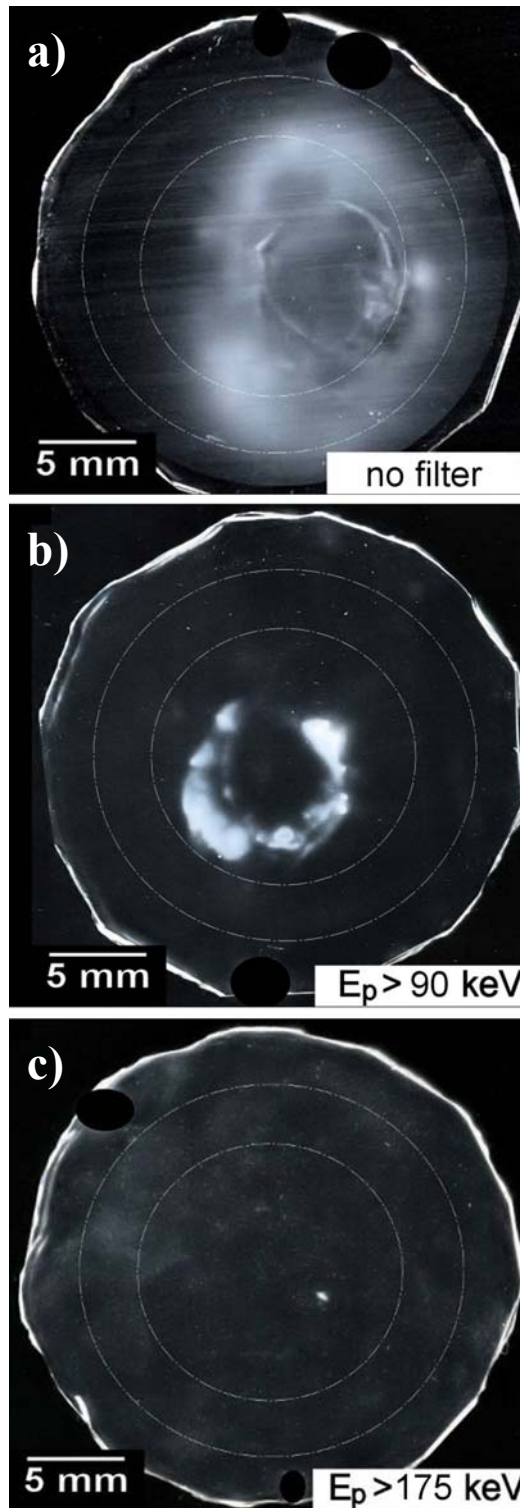
Obrazy wiązek deutronowych emitowanych z układu RPI-IBIS, które uzyskano po naświetleniu detektora w kamerze i jego dwu-godzinnym wytrawieniu, przedstawiono na Rys. 5.3.2.

Prezentowane obrazy a) i b) odpowiadają przypadkom bezpośredniego naświetlenia detektora PM355 w kamerze pinhole (tj. bez zastosowania filtru absorpcyjnego) dla wymienionych wyżej dwóch reżimów pracy układu RPI-IBIS. Trzeci obraz (Rys. 5.3.2c) otrzymano po zasłonięciu powierzchni detektora folią Al o grubości $1,5 \mu\text{m}$ (która przepuszczała deuterony o energii $E_d > 168 \text{ keV}$) i naświetleniu tego detektora jonami z wyładowania zrealizowanego w reżimie szybkim. Czwarty obraz (Rys. 5.3.2d) uzyskano także przez naświetlenie detektora deutronami emitowanymi z wyładowania w reżimie szybkim, ale w tym wypadku jedna ćwiartka powierzchni detektora była bez żadnego filtru, a pozostałe ćwiartki detektora były pokryte foliami Al o różnych grubościach: $0,75 \mu\text{m}$, $1,5 \mu\text{m}$ i $3 \mu\text{m}$. W ten sposób różne części powierzchni detektora mogły zarejestrować deuterony o energiach powyżej: 0 keV, 72 keV, 168 keV i 346 keV (patrz Rys. 4.2.3). Kolor biały na przedstawionych obrazach odpowiada obszarom o maksymalnym nasyceniu śladami (powyżej 10^7 cm^{-2}), a przerywaną białą linią oznaczono rzuty końców elektrod.

Analogiczne pomiary jonowe wykonano również dla wyładowań realizowanych w układzie IBIS z impulsowym napuszczaniem wodoru. W tym wypadku wytwarzany strumień plazmy zawierał głównie szybkie protony. Obrazy wiązek protonowych emitowanych przy pracy układu RPI-IBIS w reżimie pośrednim (tj. przy $\tau = 170 \mu\text{s}$) zarejestrowano dla trzech różnych przypadków. W pierwszym przypadku zastosowano w kamerze ekspozycję detektora PM355 bez filtru, a w pozostałych przypadkach - ekspozycję takiego detektora po założeniu filtrów absorpcyjnych Al o grubości $0,75 \mu\text{m}$ lub $1,5 \mu\text{m}$ (tj. przepuszczających protony o energii $E_p > 90 \text{ keV}$ lub $E_p > 175 \text{ keV}$). Otrzymane obrazy wiązek protonów przedstawiono na Rys. 5.3.3.



Rys. 5.3.2. Obrazy wiązek deuteronowych emitowanych z układu RPI-IBIS, które uzyskano dla różnych progów energetycznych padających jonów. Najbardziej intensywne wiązki deuteronów (powyżej 10^7 cm^{-2}) są widoczne jako kolor biały. Koła zaznaczone linią przerywaną - odpowiadają rzutom końców elektrod.



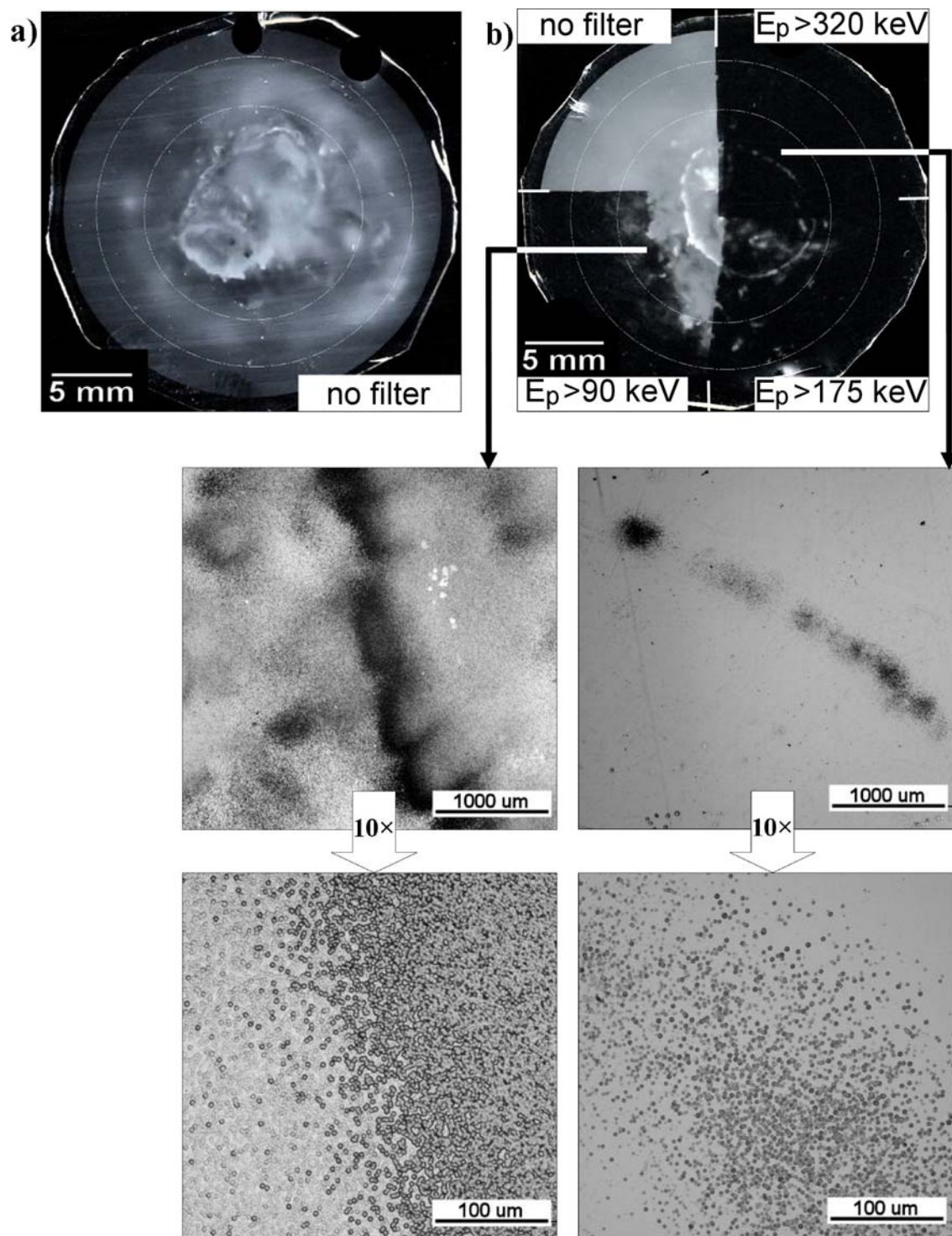
Rys. 5.3.3. Obrazy wiązek protonowych emitowanych z układu RPI-IBIS pracującego w reżimie pośrednim (przy $\tau = 170 \mu\text{s}$), które otrzymano po zastosowaniu różnych filtrów absorpcyjnych. Najbardziej intensywne wiązki deuteronów (powyżej 10^7 cm^{-2}) są widoczne jako obszary o kolorze białym. Koła zaznaczone linia przerywaną odpowiadają rzutom końców elektrod.

Rozpatrując obrazy protonowe przedstawione na Rys. 5.3.3 należy zauważyć, że detektor bez filtra zarejestrował bardzo dużą liczbę protonów (w praktyce wszystkie protony o energii > 30 keV, uwzględniając próg czułości detektora). Protony te zostały wyemitowane w postaci dwóch quasi-koncentrycznych strumieni, które zostały zarejestrowane jako struktury quasi-pierścieniowe (wyraźnie widać pierścień wewnętrzny i rozmyty pierścień zewnętrzny). Omawiane struktury były nieco przesunięte względem osi, na skutek naruszenia symetrii wielo-prętowych elektrod i symetrii wyładowania między tymi elektrodami. Można również zauważyć, że obydwie struktury pierścieniowe posiadały pewną mikrostrukturę, związaną z emisją mikro-wiązek protonowych. Na obrazie protonowym, który otrzymano na detektorze osłoniętym filtrem Al o grubości $0,75\ \mu\text{m}$, można zaobserwować wyraźny pierścień wewnętrzny utworzony przez protony o energii > 90 keV. Pewne różnice widoczne w quasi-pierścieniowych strukturach na Rys. 5.3.3a i 5.3.3b można wytłumaczyć faktem, że porównywane obrazy uzyskano z różnych wyładowań, a emisja jonów z wyładowań plazmowych ma charakter powtarzalny w skali makro, a nie jest powtarzalna w skali mikro. Należy też pamiętać, że w przypadku drugiego detektora wyeliminowano wszystkie protony o energii < 90 keV. Należy również zauważyć, że na obrazie uzyskanym na detektorze osłoniętym filtrem Al o grubości $1,5\ \mu\text{m}$ zarejestrowano tylko jedną mikro-wiązkę protonów o energii > 175 keV. Można stąd wnioskować, że jony o wyższych energiach emitowane są w formie wąskich mikro-wiązek, a ich populacja maleje wraz ze wzrostem wartości energii jonów.

Obrazy strumieni protonowych, które były emitowane z układu RPI-IBIS pracującego w reżimie szybkim (przy $\tau = 130\ \mu\text{s}$), przedstawiono na Rys. 5.3.4.

W rozpatrywanym przypadku różne części (ćwiartki) detektora były także naświetlane bez filtra absorpcyjnego, albo z filtrami o różnej grubości: $0,75\ \mu\text{m}$ Al ($E_p > 90$ keV), $1,5\ \mu\text{m}$ Al ($E_p > 175$ keV) oraz $3\ \mu\text{m}$ Al ($E_p > 320$ keV). Na Rys. 5.3.4 pokazano także powiększone zdjęcia wybranych obszarów detektora, które były analizowane za pomocą mikroskopu optycznego.

Opisane wyżej pomiary potwierdziły, że w szybkim reżimie pracy układu RPI-IBIS emitowane strumienie (mikro-wiązki) protonów miały wyższe energie niż w reżimie pośrednim. Struktura mikro-wiązek protonów emitowanych w reżimie szybkim, zarejestrowana na detektorze bez filtra (Rys. 5.3.4a), różniła się znacznie od struktury zaobserwowanej w reżimie pośrednim (Rys. 5.3.3a). W pierwszym przypadku była ona bardziej niejednorodna i pokazywała występowanie licznych mikro-wiązek.

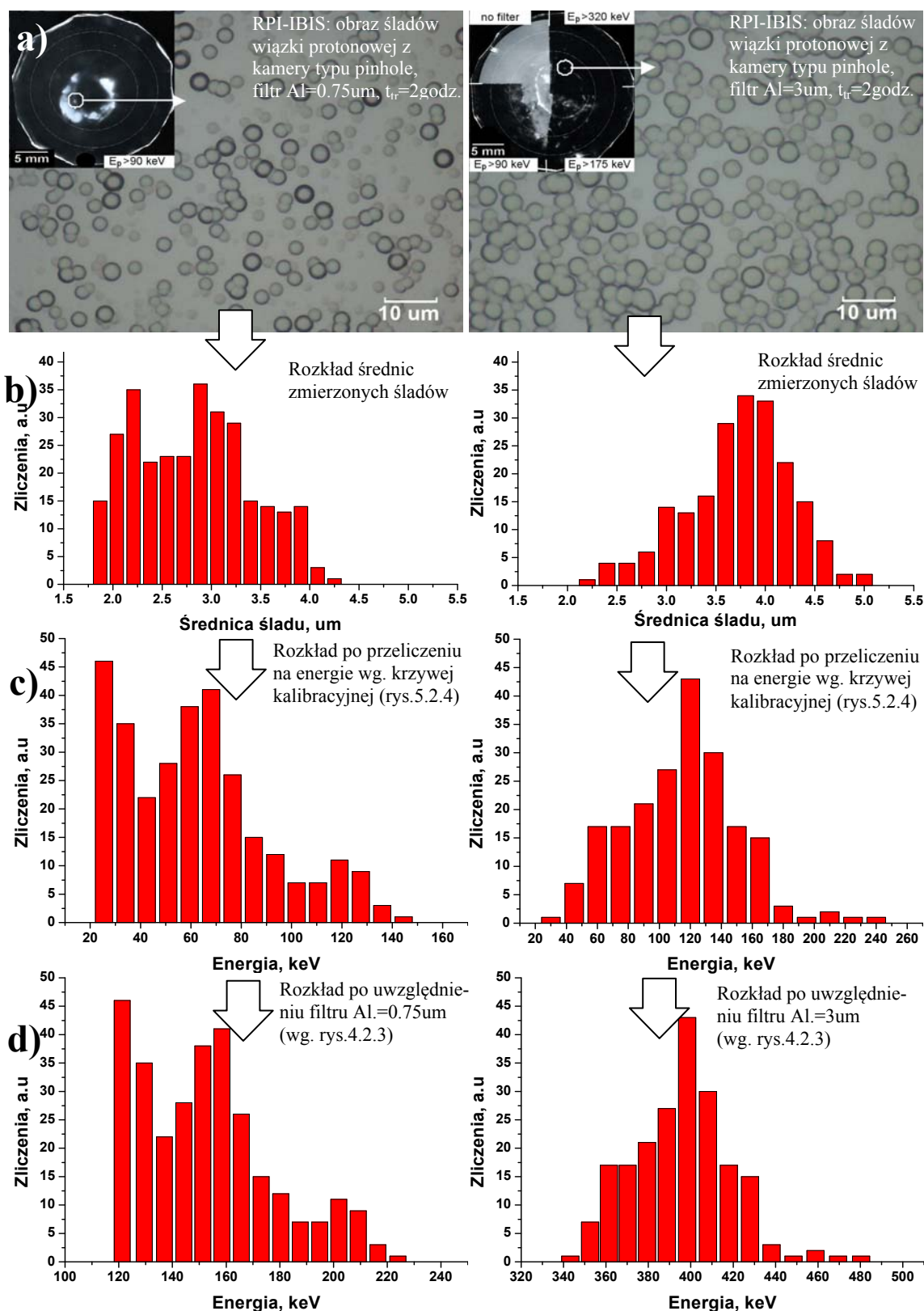


Rys. 5.3.4. Obrazy strumieni (mikro-wiązek) protonów emitowanych z układu RPI-IBIS w reżimie szybkim (przy $\tau = 130 \mu\text{s}$), które zarejestrowano na detektorze bez filtru (a) oraz na detektorze pokrytym filtrami o różnej grubości (b). W dolnej części pokazano powiększenia wybranych obszarów detektora, które analizowano pod mikroskopem optycznym.

Analizując obraz protonowy, pokazany na Rys. 5.3.4b, można łatwo zauważyć, że w reżimie szybkim wewnętrzna struktura strumienia jonów (o kształcie rury w przestrzeni i kształcie pierścienia na powierzchni detektora) zawierała wiele mikro-wiązek protonów. Rozpatrywane mikro-wiązki przeszły przez filtr Al o grubości 3 μm , co potwierdzają szczegółowe zdjęcia mikroskopowe, pokazane w dolnej części Rys. 5.3.4. Można stąd oszacować, że energie mikro-wiązek były rzędu 350-500 keV. Należy również zauważyć, że we wszystkich przypadkach można było zidentyfikować pojedyncze mikro-wiązki także w pobliżu rurowej (pierścieniowej) struktury.

Powyższe uwagi odnoszą się również do obrazów deuteronów przedstawionych na Rys. 5.3.2. Przy porównaniach należy zwrócić uwagę na obrazy deuteronowe 5.3.2c i 5.3.2d oraz obrazy protonowe 5.3.3c i 5.3.4b. Dla części wspólnej dla tych par detektorów, która pokryta była filtrem Al o grubości 1,5 μm (z progiem energetycznym ok. 170 keV), obserwowano znaczące różnice w liczbie i intensywności rejestrowanych mikro-wiązek deuteronów i protonów. Różnice te były rezultatem pewnej niepowtarzalności warunków fizycznych podczas wyładowań wykonywanych w układzie RPI-IBIS, która wynikała m.in. z kilkudniowych przerw w eksperymentach, z małych różnic w działaniu szybkiego zaworu gazowego, a także niepowtarzalności wyładowań w skali mikro. Wszystko to powodowało pewne różnice w przestrzennych i energetycznych rozkładach emitowanych strumieni plazmowo-jonowych.

W czasie omawianych badań przeprowadzono także dokładniejszą analizę widma energetycznego zarejestrowanych protonów. W tym celu wybrano dwa obrazy: obraz protonowy otrzymany dla $\tau = 170 \mu\text{s}$ i $E_p > 90 \text{ keV}$ (z Rys. 5.3.3b) oraz obraz z części detektora z Rys. 5.3.4b, odpowiadający $\tau = 170 \mu\text{s}$ i $E_p > 320 \text{ keV}$. Pod mikroskopem optycznym wykonano zdjęcia mikro-wiązek protonowych widocznych na tych detektorach na powierzchni ok. $5.5 \times 10^3 \mu\text{m}^2$ i policzono powierzchniowe gęstości śladów. Pomiarzy te wykazały, że gęstość śladów na detektorze osłoniętym filtrem 0,75- μm Al i naświetlonym w reżimie pośrednim wynosiła ok. 6.9×10^6 śladów/ cm^2 , a na detektorze osłoniętym filtrem 3- μm Al i naświetlonym w reżimie szybkim – ok. 8.7×10^6 śladów/ cm^2 . Następnie zmierzono populację średnic analizowanych śladów i posługując się krzywą kalibracyjną (z Rys. 5.2.4) oraz zależnościami $E_{wy}(E_{we})$ dla filtrów Al o grubości 0,75 μm i 3 μm (z Rys. 4.2.3), dokonano transformacji rozkładu średnic na rozkład energetyczny rejestrowanych mikro-wiązek protonowych za i przed filtrem, jak pokazano na Rys. 5.3.5.



Rys. 5.3.5. Mikro-obszary wybrane do analizy ilościowej i odpowiadające im zdjęcia mikroskopowe śladów protonów (a), a poniżej zmierzone rozkłady średnic śladów (b) i obliczone rozkłady energetyczne protonów po i przed ich przejściu przez filtr Al.

Opisana wyżej analiza wykazała, że w reżimie pośrednim pracy układu RPI-IBIS badane mikro-wiązki protonowe (o energii $E_p > 90$ keV) miały średnią energię ok. 150 keV, a maksymalna energia protonów osiągała ok. 220 keV. W reżimie szybkim działania tego układu badane mikro-wiązki protonowe (o energii $E_p > 320$ keV) miały średnią energię rzędu 400 keV, a maksymalna energia protonów przekraczała 440 keV.

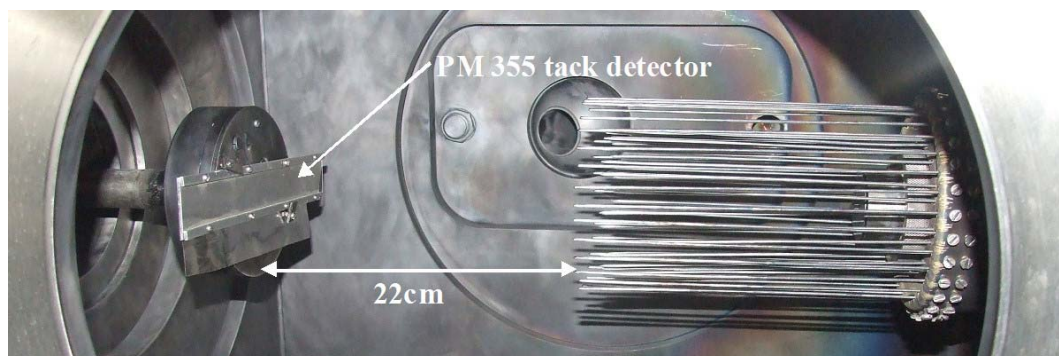
Można stwierdzić, że opisane wyżej badania - wykonane za pomocą jonowej kamery typu pinhole - pozwoliły uzyskać nowe i cenne informacje o emisji jonów z układu RPI-IBIS. Zarejestrowane obrazy jonowe pokazały, że (zależnie od użytego gazu roboczego) protony lub deuterony o wyższych energiach są emitowane są w postaci licznych mikro-wiązek, tworzących w przestrzeni strumień o kształcie rury. Informacja ta jest bardzo ważna dla zastosowań układów typu RPI do modyfikacji powierzchni różnych materiałów. Przeprowadzone pomiary potwierdziły również silną zależność strumieni plazmowo-jonowych od parametrów pracy układu RPI-IBIS.

Histogramy energii protonów, które zostały określone na podstawie analizy zarejestrowanych obrazów z kamer typu pinhole, krzywych kalibracyjnych detektorów śladowych PM-355 oraz charakterystyk osłabiania zastosowanych filtrów z folii Al (jak przedstawiono na Rys. 5.3.5), pozwoliły otrzymać dokładniejsze informacje o rzeczywistych rozkładach energetycznych badanych jonów. Ułatwiły one również określenie uśrednionych charakterystyk energetycznych wiązek jonowych, co ma istotne znaczenie dla różnych badań podstawowych i aplikacyjnych.

Należy dodać, że pewna część wyników opisanych w tym punkcie rozprawy została już opublikowana w dwóch pracach [52 i 53]. Pierwsza z tych prac poświęcona była pomiarom impulsowych wiązek deuteronów, a druga – wiązek protonów.

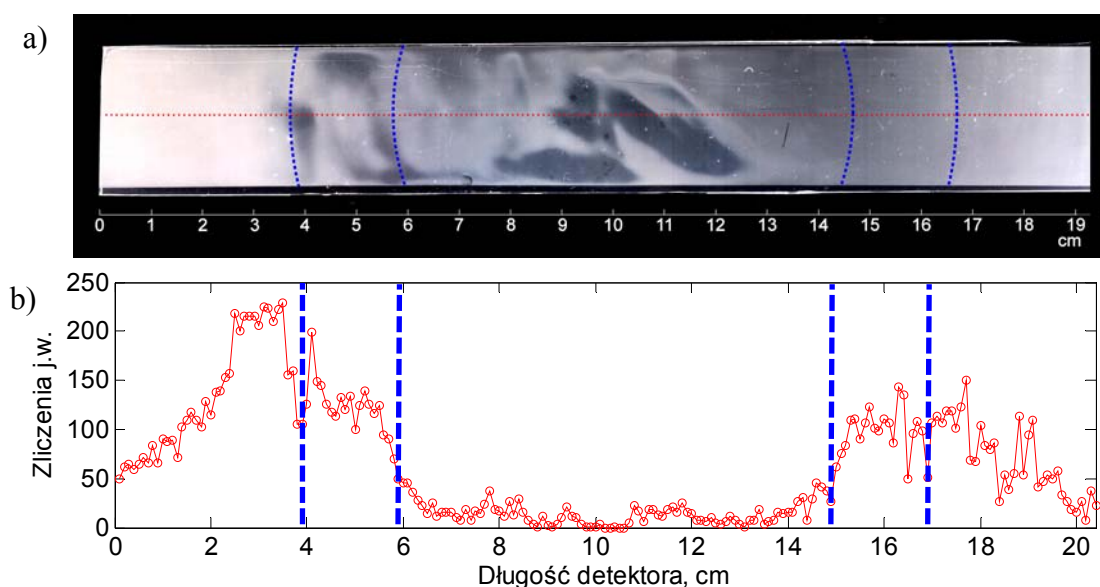
5.4. Badania impulsowych strumieni plazmowo-jonowych w układzie RPI-IBIS przez bezpośrednie pomiary jonów detektorem PM-355

W celu potwierdzenia wniosków o strukturze strumieni plazmy emitowanych w układzie RPI-IBIS, które uzyskano z pomiarów kamerą typu pinhole i przedstawiono w poprzednim punkcie rozprawy, postanowiono dodatkowo wykonać bezpośrednie ekspozycje detektorów śladowych PM-355 w układzie RPI-IBIS. W tym celu zastosowano detektor o stosunkowo dużej powierzchni (o rozmiarach ok. 3 cm × 19 cm), który umieszczono w odległości 22 cm od końca elektrod, w płaszczyźnie prostopadłej do osi symetrii układu, jak pokazano na Rys. 5.4.1.



Rys. 5.4.1. Fotografia wnętrza komory układu RPI-IBIS, którą wykonano w trakcie przygotowań do eksperymentu z dużym detektorem PM-355.

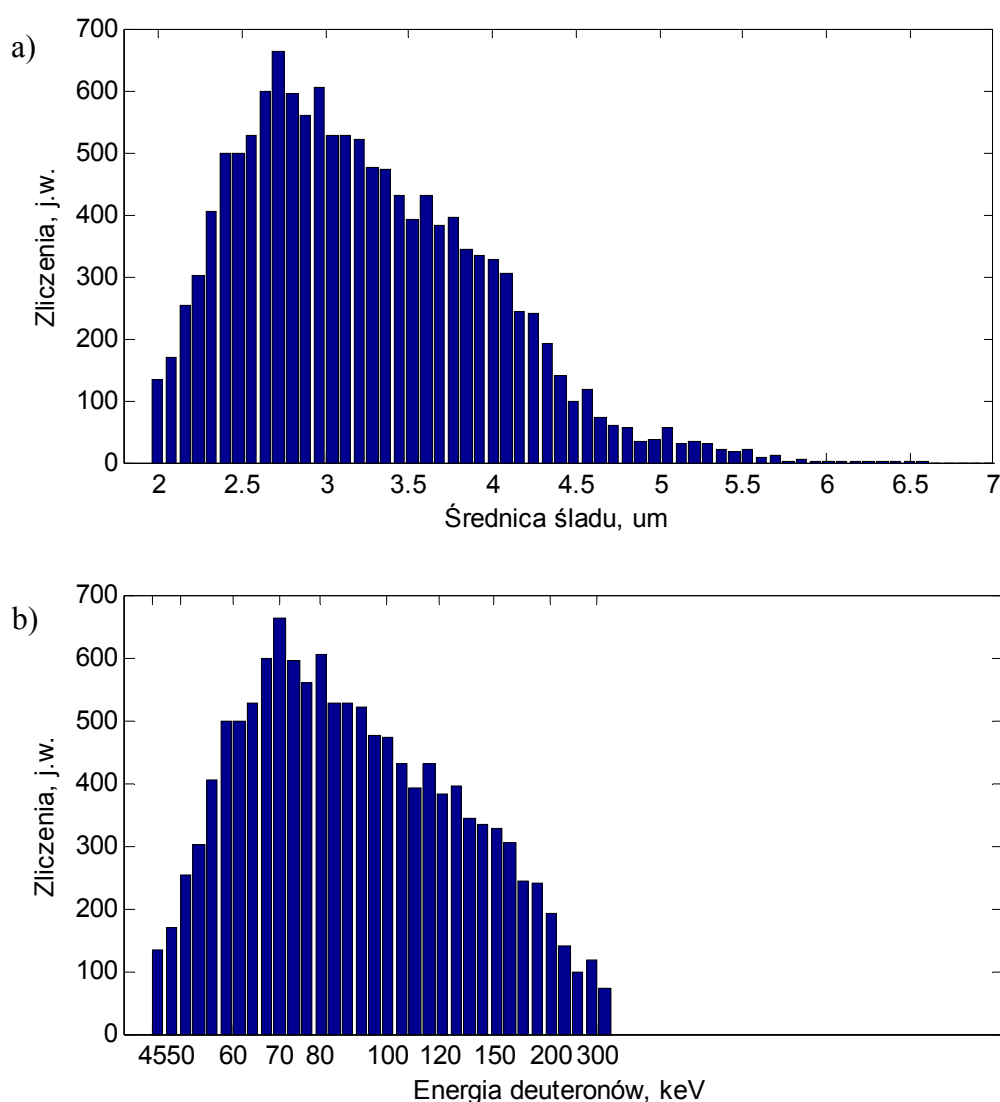
Omówione wyżej pomiary pozwoliły zarejestrować ślady jonów na dużym obszarze w płaszczyźnie $z = 22$ cm, a tym samym określić rozbieżność strumienia plazmowo-jonowego. Opisany detektor PM355 został naświetlony podczas jednego wyładowania w układzie RPI-IBIS działającym w reżimie szybkim, z iniekcją czystego deuteru. Detektor ten wytrawiono w warunkach standardowych przez 2 godziny. Obraz śladów został następnie zeskanowany i korzystając z mikroskopu optycznego (wyposażonego w stół z automatycznym przesuwem) dokonano zliczeń liczby śladów (o średnicach powyżej $2\text{ }\mu\text{m}$) wzdłuż wybranej osi detektora, w punktach co 1 mm. Pozwoliło to określić rozkład śladów wzdłuż wybranej linii, jak pokazano na Rys. 5.4.2.



Rys. 5.4.2. Skan powierzchni detektora PM-355 naświetlonego strumieniem plazmy deuterowej w układzie RPI-IBIS (przy $\tau = 130\text{ }\mu\text{s}$) i wytrawionego przez 2 godziny (a) oraz wykres liczby śladów w polu mikroskopu (b) na osi zaznaczonej linią czerwoną.

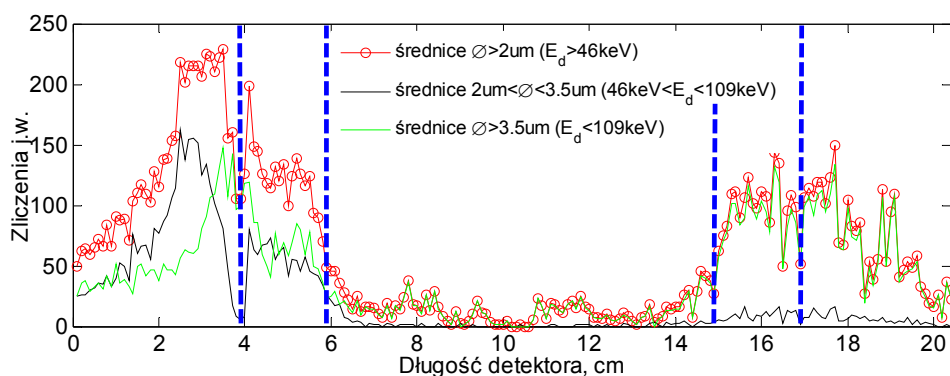
Na przedstawionym wyżej Rys. 5.4.2 zaznaczono również (niebieskimi liniami kropkowanymi i przerywanymi) miejsca, które odpowiadały geometrycznym rzutom końców elektrod. Nie było to istotne z punktu widzenia analizy ilościowej, ale pozwoliło ocenić rozmiary kątowe emitowanego strumienia jonów.

W czasie dalszej analizy danych, na podstawie statystyki średnic zliczonych śladów wykreślono ich histogram, a następnie (korzystając z krzywej kalibracyjnej detektora PM355 przedstawionej na Rys. 5.2.5) określono rozkład energetyczny zarejestrowanych deuteronów, jak pokazano na Rys. 5.4.3.



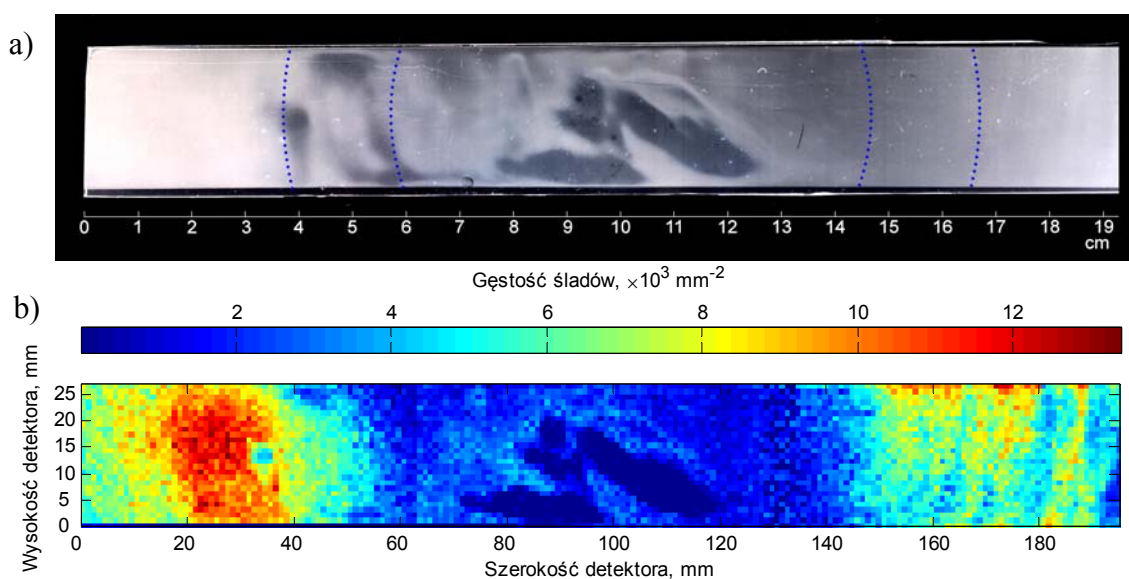
Rys. 5.4.3. Histogram rozkładu wielkości średnic śladów zliczonych na detektorze w punktach pokazanych na Rys. 5.4.2a (wykres a) oraz obliczony na podstawie krzywej kalibracyjnej detektora (z Rys 5.2.5) rozkład energetyczny deuteronów (wykres b).

Następnie zmierzone ślady o średnicach $\varnothing > 2,0 \mu\text{m}$ (z Rys. 5.4.2) zostały podzielone na dwie grupy wg wielkości, tj. ślady o średnicach $2,0 \mu\text{m} < \varnothing < 3,5 \mu\text{m}$ ($E_d < 109 \text{ keV}$) oraz ślady o średnicach $\varnothing > 3,5 \mu\text{m}$ ($E_d > 109 \text{ keV}$), i określono rozkłady ich gęstości przedstawione na Rys. 5.4.4.



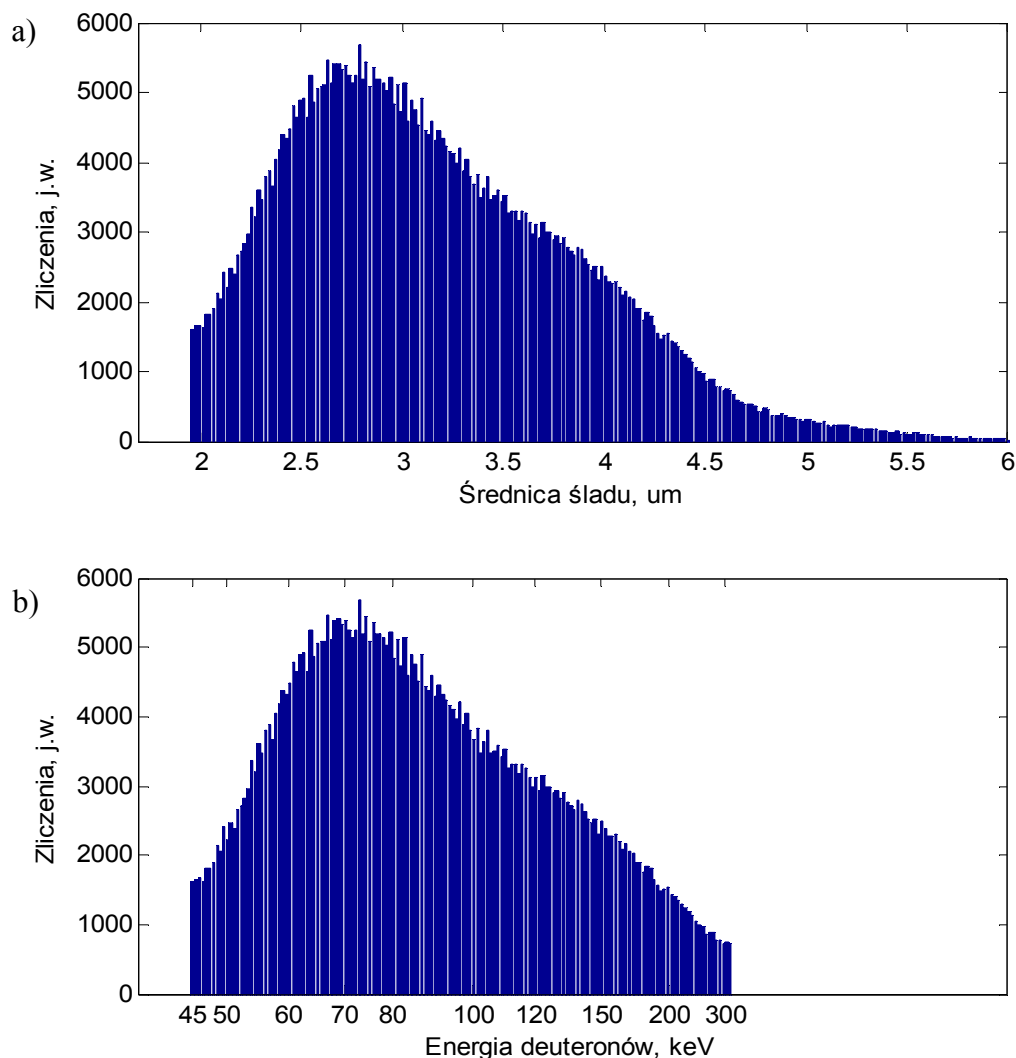
Rys. 5.4.4. Rozkłady gęstości śladów o średnicach $\varnothing > 2 \mu\text{m}$ ($E_d > 46 \text{ keV}$) (krzywa czerwona) oraz śladów o średnicach $2,0 \mu\text{m} < \varnothing < 3,5 \mu\text{m}$ ($46 \text{ keV} < E_d < 109 \text{ keV}$) (krzywa czarna) i dla śladów o średnicach $\varnothing > 3,5 \mu\text{m}$ ($E_d > 109 \text{ keV}$) (krzywa zielona).

Dla zwiększenia dokładności analizy przeprowadzono mikroskopowy skanিং całej powierzchni detektora, określając gęstości śladów $\varnothing > 2 \mu\text{m}$ w punktach (wzdłuż osi x i y) oddalonych od siebie co 1 mm. Otrzymana w ten sposób mapa gęstości śladów na całej powierzchni detektora została przedstawiona na Rys. 5.4.5.



Rys. 5.4.5. Skan powierzchni detektora z Rys. 5.4.2 oraz odpowiadająca mu mapa gęstości śladów sporządzona za pomocą mikroskopu optycznego (w punktach co 1 mm).

Biorąc pod uwagę średnice zmierzonych śladów oraz krzywe kalibracyjne zastosowanego detektora (z Rys. 5.2.5), w następnym kroku obliczono rozkłady energetyczne zarejestrowanych deuteronów, które zostały przedstawione na Rys. 5.4.6.



Rys. 5.4.6. Rozkład wielkości śladów zliczonych na całej powierzchni naświetlonego detektora (a) oraz odpowiadający mu rozkład energii zarejestrowanych deuteronów (b).

Z przedstawionych wyżej wyników widać, że deuterony padające na detektor (umieszczony w odległości 22 cm od końców elektrod układu RPI-IBIS, działający przy $\tau = 130 \mu\text{s}$, tj. w reżimie szybkim) miały energie w przedziale od ok. 40 keV do powyżej 300 keV, z maksimum w okolicach 70 keV. Rejestrowany strumień deuteronów miał jednak charakter niejednorodny. W przestrzeni miał kształt rurowy, a na detektorze – kształt pierścieniowy. Dla potwierdzenia tego spostrzeżenia, w układzie RPI-IBIS dokonano również naświetlenia tarczy o średnicy ok. 17 cm, wykonanej z

gładkiej blachy miedzianej, którą umieszczono na osi układu, w odległości 22 cm od końców elektrod). Po naświetleniu - na powierzchni tarczy zaobserwowano wyraźne ślady erozji o nieregularnym kształcie pierścieniowym, jak pokazano na Rys. 5.4.7.



Rys. 5.4.7. *Fotografia erozji powierzchni tarczy wykonanej z miedzianej blachy, którą umieszczono na osi układu RPI-IBIS (w odległości 22 cm od końców elektrod) i naświetlono podczas jednego wyladowania.*

Przedstawione wyżej rezultaty, otrzymane za pomocą tarcz wykonanych z detektora śladowego oraz czystej miedzi, potwierdzają wyniki otrzymane za pomocą pomiarów kamerą pinhole, a szczególności wnioski o rurowej strukturze strumienia jonów generowanego w układzie RPI-IBIS. Przedstawiony na Rys. 5.4.2 rozkład gęstości śladów zmierzonych wzdłuż linii prostopadłej do osi układu pokazuje, że największą liczbę śladów zarejestrowano w rejonach położonych w pobliżu, ale na zewnątrz rzutów elektrod wewnętrznych. Położenie tych rejonów i ich rozmiary radialne pokazują, że w odległości 22 cm od końca elektrod emitowany strumień plazmowo-jonowy miał maksymalne natężenie w obszarze o kształcie quasi-pierścienia o promieniu wewnętrznym ok. 4.5 cm (odpowiadającym rzutowi końców elektrod wewnętrznych) i promieniu zewnętrznym wynoszącym ok. 9.5 cm.

Mapa gęstości śladów przedstawiona na Rys. 5.4.5 potwierdza powyższe obserwacje i pokazuje niejednorodność obszaru naświetlonego jonami oraz występowanie wąskich strumieni jonów (mikro-wiązek). Przedstawione na tej mapie gęstości nie przedstawiają rzeczywistych gęstości jonów, które padały na powierzchnię

detektora, ponieważ bezpośrednie oddziaływanie strumienia plazmy miało pewien wpływ na formowanie śladów. Należy pamiętać, że zliczono tylko nie nakładające się ślady o stosunkowo dużych średnicach ($\varnothing > 2 \mu\text{m}$). Zaprezentowane wyniki dostarczają jednak informacji o względnych wartościach gęstości deuteronów w strumieniu plazmowym. Dotyczy to w szczególności deuteronów o wyższych energiach ($E_d > 46 \text{ keV}$).

Przedstawione na Rys. 5.4.3b i 5.4.6b rozkłady energetyczne pokazują, że widmo emitowanych deuteronów (dla zarejestrowanego wyładowania) miało wyraźne maksimum w okolicach 70 keV i sięgało powyżej 300 keV. Wyniki te są w dobrej zgodności z prezentowanymi wcześniej rezultatami pomiarów wykonanych za pomocą spektrometru Thomsona (patrz widmo energetyczne deuteronów na Rys. 5.2.7 dla $\tau = 130 \mu\text{s}$). Natomiast pokazane na Rys. 5.4.4 rozkłady gęstości śladów o średnicach $2,0 \mu\text{m} < \varnothing < 3,5 \mu\text{m}$ (odpowiadających deuteronom o energii $46 \text{ keV} < E_d < 109 \text{ keV}$) oraz śladów o średnicach $\varnothing > 3,5 \mu\text{m}$ (odpowiadających deuteronom o energii $E_d > 109 \text{ keV}$) potwierdzają występowanie znacznych lokalnych różnic widma energetycznego w strumieniu plazmowo-jonowym emitowanym z układu RPI-IBIS. Wszystkie wymienione wyżej obserwacje eksperymentalne wymagają pełniejszej analizy teoretycznej, co będzie przedmiotem następnej części rozprawy.

6. Analiza wyników eksperymentalnych

Jak wspomniano wyżej, w kilku pracach [30-32] do opisu ruchu jonów w plazmie o niezbyt dużej gęstości zastosowano model jednocząstkowy. Ze względu na fakt, że wyładowania w badanym układzie RPI-IBIS są realizowane przy stosunkowo niskich ciśnieniach gazu roboczego i wytwarzany strumień plazmy nie ma dużej gęstości, do analizy wyników eksperymentalnych uzyskanych w tym układzie zdecydowano się zastosować podobny model fizyczny.

6.1 Opis stosowanego modelu fizycznego

W przedstawionej analizie posłużono się modelem jednocząstkowym, czyli modelem cząstek niezależnych, opisującym ruch plazmy w dziale plazmowym jako ruch cząstek swobodnych przyspieszanych istniejącymi w dziale polami elektrycznym E i magnetycznym B . Wymienione pola zależą oczywiście od kształtu elektrod oraz przykładanych napięć i przepuszczanych prądów. Dlatego analizę teoretyczną rozpoczęto od opisu rozkładu pól elektrycznych i magnetycznych.

6.2 Rozkład pól elektrycznych i magnetycznych wewnątrz działa plazmowego RPI-IBIS

W pierwszej kolejności rozpatrywano rozkład pól elektrycznego i magnetycznego wewnątrz elektrod działa plazmowego RPI-IBIS, w którym każda z elektrod została zbudowana z 32 równoległych prętów przewodzących, rozmieszczonych symetrycznie na dwóch koncentrycznych powierzchniach cylindrycznych.

Na podstawie analizy przeprowadzonej przez S. Kulińskiego w raporcie [33] i przedstawionej skrótowo w punkcie 2.2.2 - wiadomo było, że wzór opisujący rodzinę powierzchni (linii) sił pola magnetycznego dla współosiowych elektrod prętowych ma postać:

$$r_{p1,2}^n = \frac{-\cos(n\varphi)(C_1^2 r_2^n + r_1^n) \pm \sqrt{\cos^2(n\varphi)(C_1^2 r_2^n + r_1^n)^2 - (1 - C_1^2)(r_1^{2n} - C_1^2 r_2^{2n})}}{(1 - C_1^2)}, \quad (6.2.1)$$

gdzie: n – liczba prętów w elektrodzie, r_1 i r_2 – promienie elektrody wewnętrznej i zewnętrznej, C_I – pewna stała określająca rodzinę linii o jednakowym stosunku $A(r, \varphi)/A(0) = \ln C_I / \ln(r_2/r_1)^n$.

Odpowiednio, wzór opisujący rodzinę powierzchni (linii) sił pola elektrycznego ma postać [33]:

$$r_E^n = \frac{\tan C_{IE} \cos(n\varphi)(r_2^n - r_1^n) - \sin(n\varphi)(r_2^n + r_1^n) \pm \sqrt{\Delta}}{2C_{IE}}, \quad (6.2.2)$$

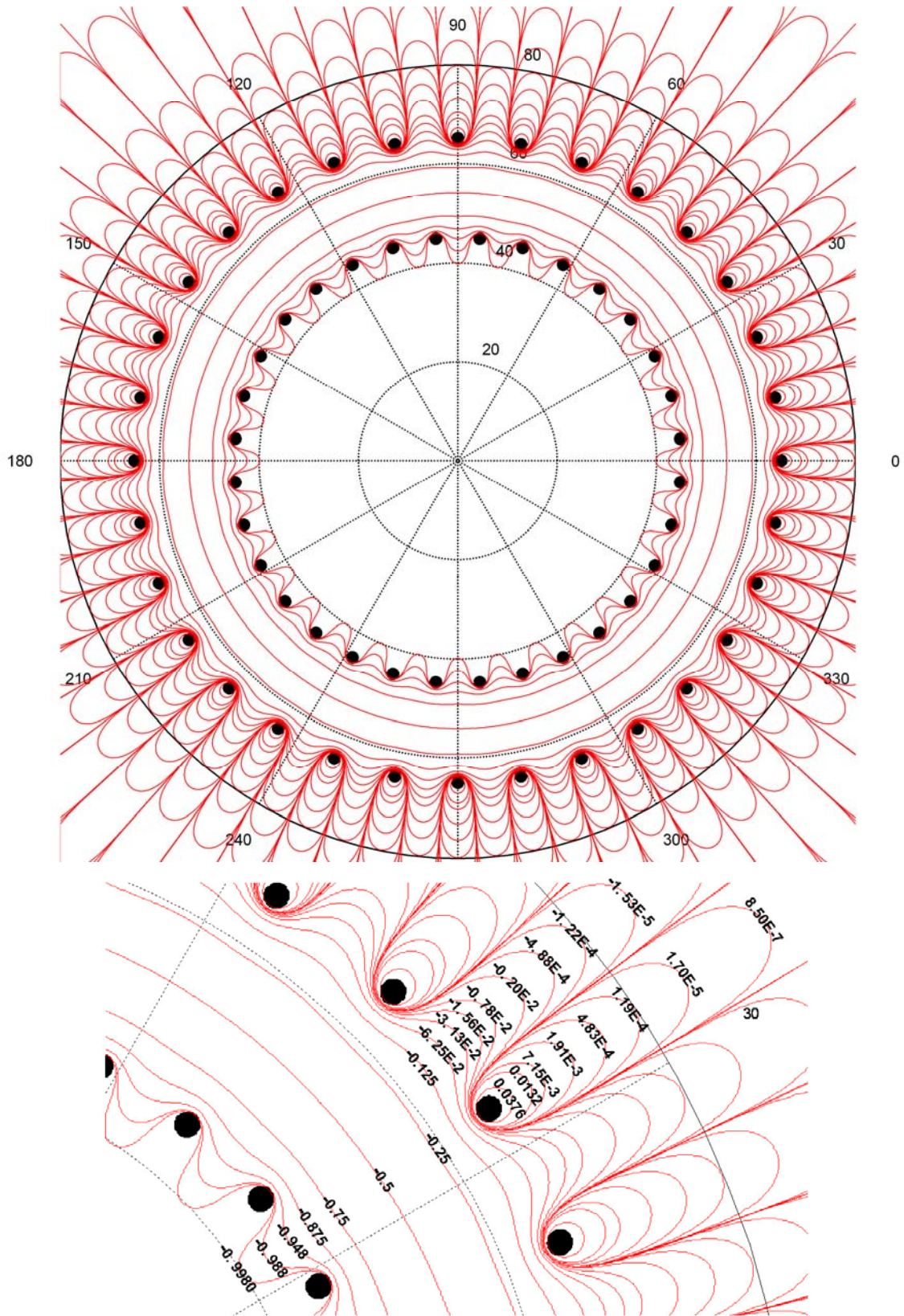
gdzie: $\Delta = [\tan C_{IE} \cos(n\varphi)(r_2^n - r_1^n) - \sin(n\varphi)(r_2^n + r_1^n)]^2 - 4 \tan^2 C_{IE} r_1^n r_2^{2n}$, C_{IE} – stała (analogiczna do C_I) określająca rodzinę linii o jednakowym stosunku $\Psi(r, \varphi)/\Psi(0) = \ln C_{IE} / \ln(r_2/r_1)^n$.

W celu przedstawienia rozkładów pól magnetycznych i elektrycznych w badanym akceleratorze plazmowym - autor rozprawy napisał kod komputerowy w programie MATLAB, będący implementacją zależności (6.2.1) i (6.2.2), przyjmując wartości parametrów charakterystyczne dla układu RPI-IBIS (tj. $n = 32$, $r_d = 1$ mm, $r_I = 45$ mm, $r_2 = 65$ mm).

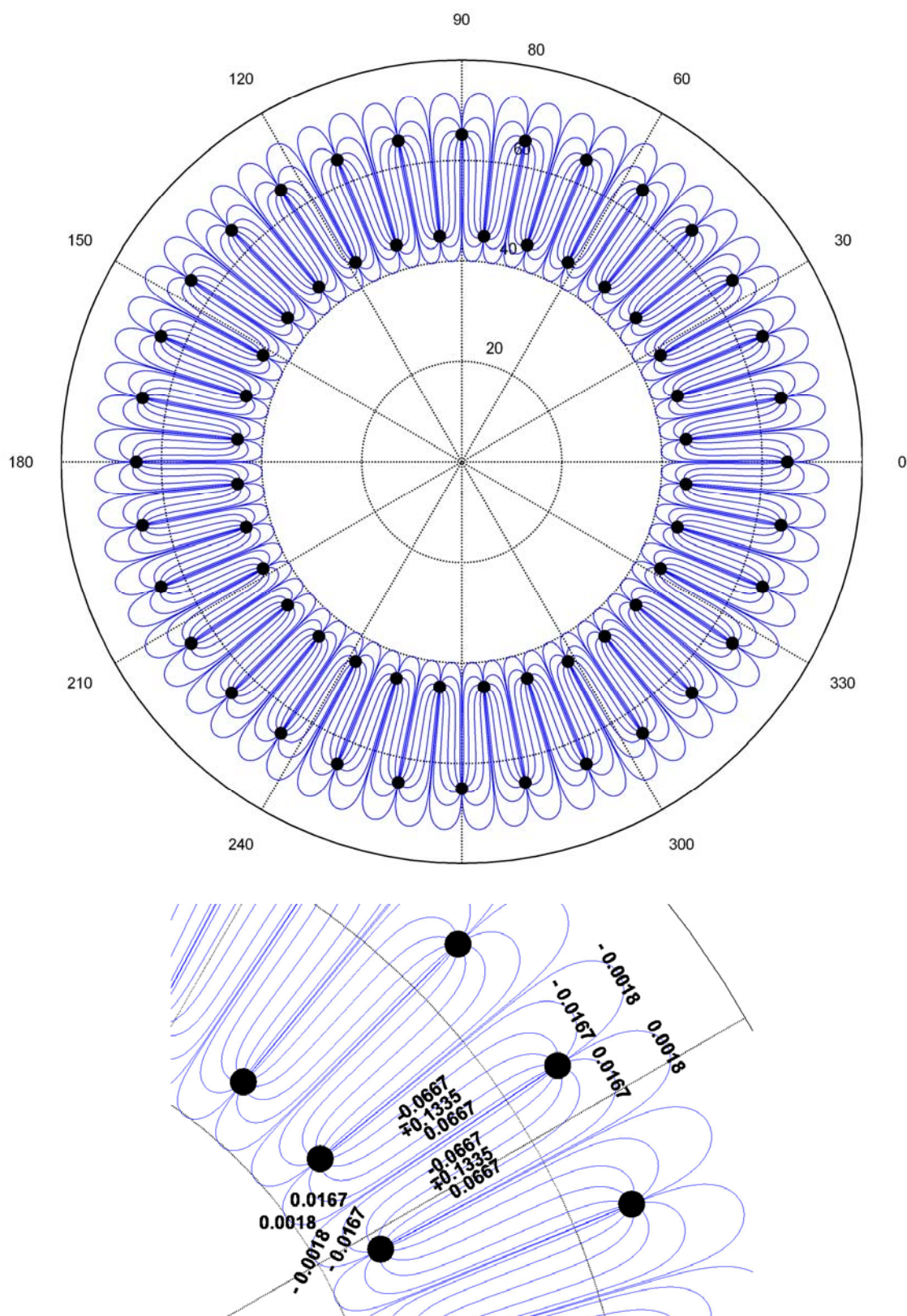
Obliczone konfiguracje linii sił pola magnetycznego dla badanego układu RPI-IBIS przedstawiono na Rys. 6.2.1, przy czym cyfry wpisane przy liniach podają wartość stosunku $A(r, \varphi)/A(0)$ dla danej linii.

Obliczone komputerowo linie sił pola elektrycznego w układzie RPI-IBIS przedstawiono na Rys. 6.2.2, gdzie cyfry wpisane przy liniach oznaczają stosunek $\Psi(r, \varphi)/\Psi(0)$ dla danej linii.

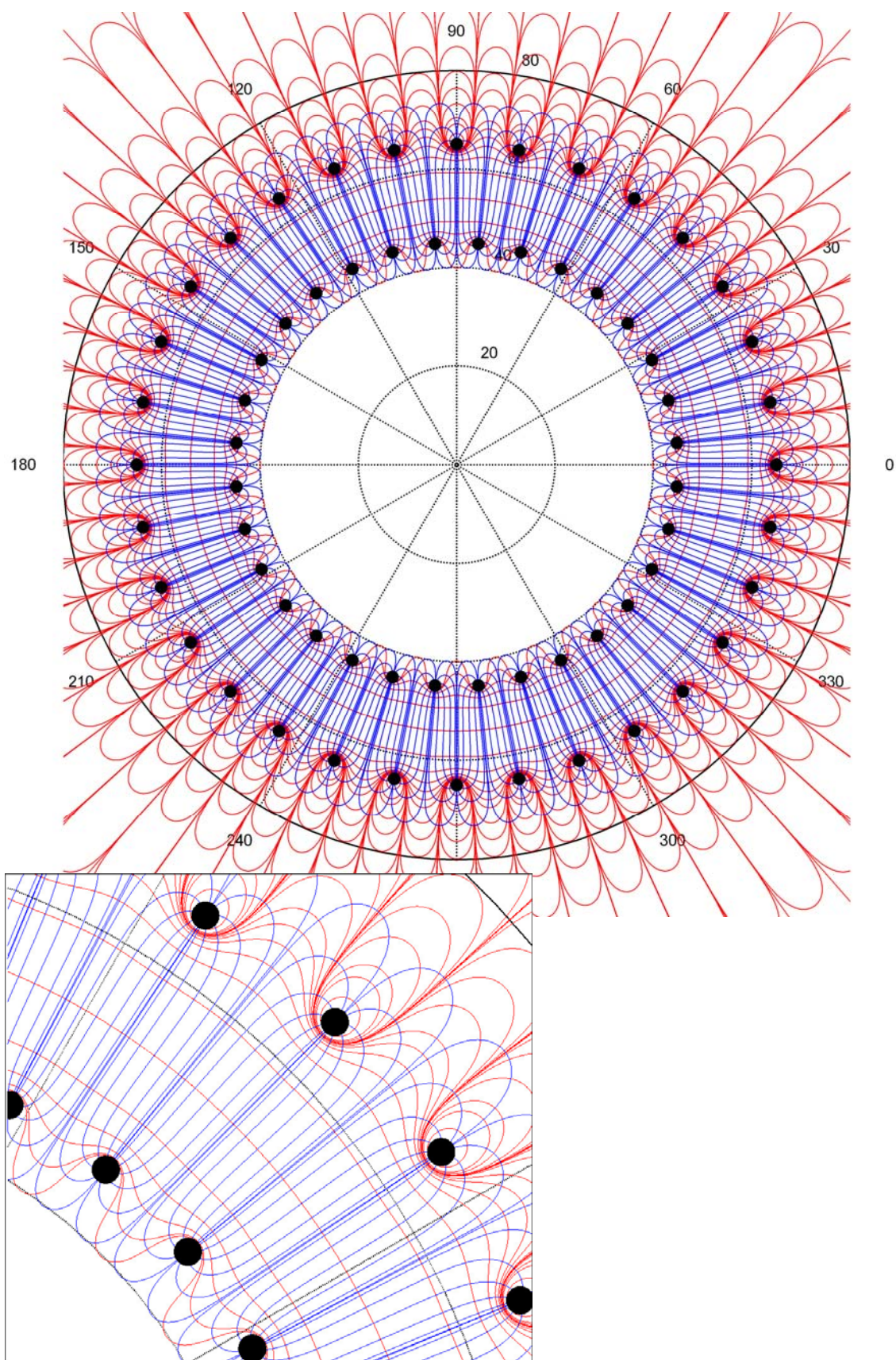
Obraz nałożonych na siebie, wzajemnie prostopadłych linii sił pola magnetycznego i elektrycznego w układzie RPI-IBIS - przedstawiono natomiast na Rys. 6.2.3, gdzie elektrody prętowe oznaczono kolorem czarnym.



Rys. 6.2.1. Linie sił pola magnetycznego dla koaksjalnego prętowego działła plazmowego RPI-IBIS o parametrach $n = 32$, $r_d = 1 \text{ mm}$, $r_1 = 45 \text{ mm}$, $r_2 = 65 \text{ mm}$. Cyfry przy liniach podają wartość stosunku $A(r, \varphi)/A(0)$ dla danej linii. Kolorem czarnym oznaczono elektrody prętowe.



Rys. 6.2.2. Linie sił pola elektrycznego dla koaksjalnego prętowego działła plazmowego RPI-IBIS o parametrach $n = 32$, $r_d = 1$ mm, $r_1 = 45$ mm, $r_2 = 65$ mm. Cyfry przy liniach podają wartość stosunku $\Psi(r, \varphi)/\Psi(0)$ dla danej linii. Kolorem czarnym oznaczono elektrody prętowe.



Rys. 6.2.3. Linie sił pola elektrycznego (niebieskie) i magnetycznego (czerwone) dla koaksjalnego prętowego działu plazmowego RPI-IBIS o parametrach $n = 32$, $r_d = 1 \text{ mm}$, $r_1 = 45 \text{ mm}$, $r_2 = 65 \text{ mm}$. Kolorem czarnym oznaczono elektrody prętowe.

6.3 Obliczenia trajektorii jonów wewnątrz działu plazmowego RPI-IBIS

Jako następny krok w analizie teoretycznej działania układu RPI-IBIS przeprowadzono obliczenia ruchu cząstki o masie m i ładunku q , która znajduje się w polach o potencjałach A i Φ . Rozpatrując przybliżenie nierelatywistyczne, Lagrangian dla takiej cząstki w układzie współrzędnych cylindrycznych zapisano w postaci:

$$L = \frac{m}{2}(\dot{r}^2 + r^2\dot{\varphi}^2 + \dot{z}^2) + qv_{\perp}\vec{A} - q\Phi. \quad (6.3.1)$$

Dla współosiowych elektrod prętowych, stosowanych w układach typu RPI, potencjały $\vec{A}$ i Φ są tylko funkcjami r i φ . Zgodnie z pracą [33] równania ruchu rozpatrywanej cząstki mają zatem postać:

$$\begin{aligned} \frac{d^2r}{dt^2} - r\dot{\varphi}^2 &= \frac{q}{m} \left(\dot{z} \frac{\partial A}{\partial r} - \frac{\partial \Phi}{\partial r} \right) \\ \frac{d}{dt}(r^2\dot{\varphi}) &= \frac{q}{m} \left(\dot{z} \frac{\partial A}{\partial \varphi} - \frac{\partial \Phi}{\partial \varphi} \right) \\ \frac{d}{dt}(m\dot{z} + qA) &= 0 \end{aligned} \quad (6.3.2)$$

Powyższy układ równań można rozwiązać numerycznie jako układ równań różniczkowych pierwszego rzędu, ale takie obliczenia są bardzo czasochłonne. Dlatego uproszczono zapis tych równań. Biorąc pod uwagę, że zgodnie z trzecim równaniem (6.3.2) pęd uogólniony $(m\dot{z} + qA)$ jest całką ruchu, wprowadzono zapis:

$$\dot{z} = \dot{z}_o + \frac{q}{m}(A_o - A) \quad (6.3.3)$$

Następnie wykorzystano wyrażenie na potencjał zespolony zespołu elektrod typu RPI, który ma postać [33]:

$$W_E = \frac{q}{2\pi\epsilon_o} \ln \left(\frac{w^n - w_1^n}{w^n - w_2^n} \right) \quad (6.3.4)$$

gdzie: $q = q_2 = -q_1$ – ładunki na prętach, $w_1 = r_1 e^{j\varphi_1}$ – położenie dowolnego z ładunków q_1 , $w_2 = r_2 e^{j\varphi_2}$ – położenie dowolnego z ładunków q_2 . Zastosowano także wzór na potencjał skalarny pola elektrycznego:

$$\Phi = \Re W_E \quad (6.3.5)$$

oraz zależność: $\lg w = \lg|w| + j \arg w$, skąd otrzymano wyrażenie:

$$\Phi_o - \Phi = \frac{U}{\ln(a/b)} \ln \left| \frac{w_i}{w_e} \right|, \quad (6.3.6)$$

gdzie: $w_i = \frac{w_o^n - w_1^n}{w_o^n - w_2^n}$, $w_e = \frac{w^n - w_1^n}{w^n - w_2^n}$, w_o - początkowe położenie cząstki.

Dla pola magnetycznego otrzymano odpowiednio:

$$A_o - A = \frac{1}{V_{EP}} (\Phi_o - \Phi). \quad (6.3.7)$$

Korzystając ze znanych zależności $B_r = \frac{1}{V_{EP}} E_\varphi$ i $B_\varphi = -\frac{1}{V_{EP}} E_r$, dwa pierwsze równania (6.3.2) sprowadzono w ten sposób do postaci:

$$\begin{aligned} \ddot{r} - r\dot{\varphi}^2 &= \frac{q}{m} E_r \left(1 - \frac{\dot{z}}{V_{EP}} \right) \\ r^2 \ddot{\varphi} + 2r\dot{r}\dot{\varphi} &= \frac{q}{m} E_\varphi \left(1 - \frac{\dot{z}}{V_{EP}} \right) \end{aligned} \quad (6.3.8)$$

Następnie, układ dwóch równań różniczkowych drugiego rzędu (6.3.8) i jednego równania pierwszego rzędu (6.3.3) zapisano jako układ pięciu równań różniczkowych pierwszego rzędu:

$$\dot{r} = x_1$$

$$\dot{\varphi} = x_2$$

$$\dot{x}_1 = rx_2^2 + \frac{q}{m} E_r(r, \varphi) \left(1 - \frac{\dot{z}}{V_{EP}} \right) \quad (6.3.9)$$

$$\dot{x}_2 = \frac{1}{r^2} \left[-2rx_1x_2 + \frac{q}{m} E_\varphi(r, \varphi) \left(1 - \frac{\dot{z}}{V_{EP}} \right) \right]$$

$$\dot{z} = \dot{z}_o + \frac{q\mu_o I}{2\pi m} \ln \left| \frac{w_i}{w_e(r, \varphi)} \right|$$

gdzie: I – prąd płynący przez elektrody, E_r i E_φ - składowe radialna i kątowna natężenia pola elektrycznego, które są opisane zależnościami:

$$E_r = \frac{U}{\ln(\frac{a}{b})} \frac{1}{M} nr^{n-1} (r_1^n + r_2^n) [(r^{2n} - r_1^n r_2^n) \cos(n\varphi) - r^n (r_2^n - r_1^n)] \quad (6.3.10)$$

$$E_\varphi = \frac{U}{\ln(\frac{a}{b})} \frac{1}{M} nr^{n-1} (r_1^n + r_2^n) (r^{2n} + r_1^n r_2^n) \sin(n\varphi), \quad (6.3.11)$$

gdzie:

$$\begin{aligned}
M &= r^{4n} - 2r^{3n}[r_1^n \cos(n(\varphi - \varphi_1)) + r_2^n \cos(n(\varphi - \varphi_2))] + \\
& r^{2n}[r_1^{2n} + r_2^{2n} + 4r_1^n r_2^n \cos(n(\varphi - \varphi_1)) \cos(n(\varphi - \varphi_2))] + \\
& 2r^n r_1^n r_2^n [r_1^n \cos(n(\varphi - \varphi_2)) + r_2^n \cos(n(\varphi - \varphi_1))] + r_1^{2n} r_2^{2n} \\
a &= \frac{(r_2 - r_d)^n + r_1^n}{r_2^n - (r_2 - r_d)^n}, \quad b = \frac{r_1^n - (r_1 - r_d)^n}{r_2^n + (r_1 - r_d)^n},
\end{aligned}$$

U - napięcie między elektrodami, oraz

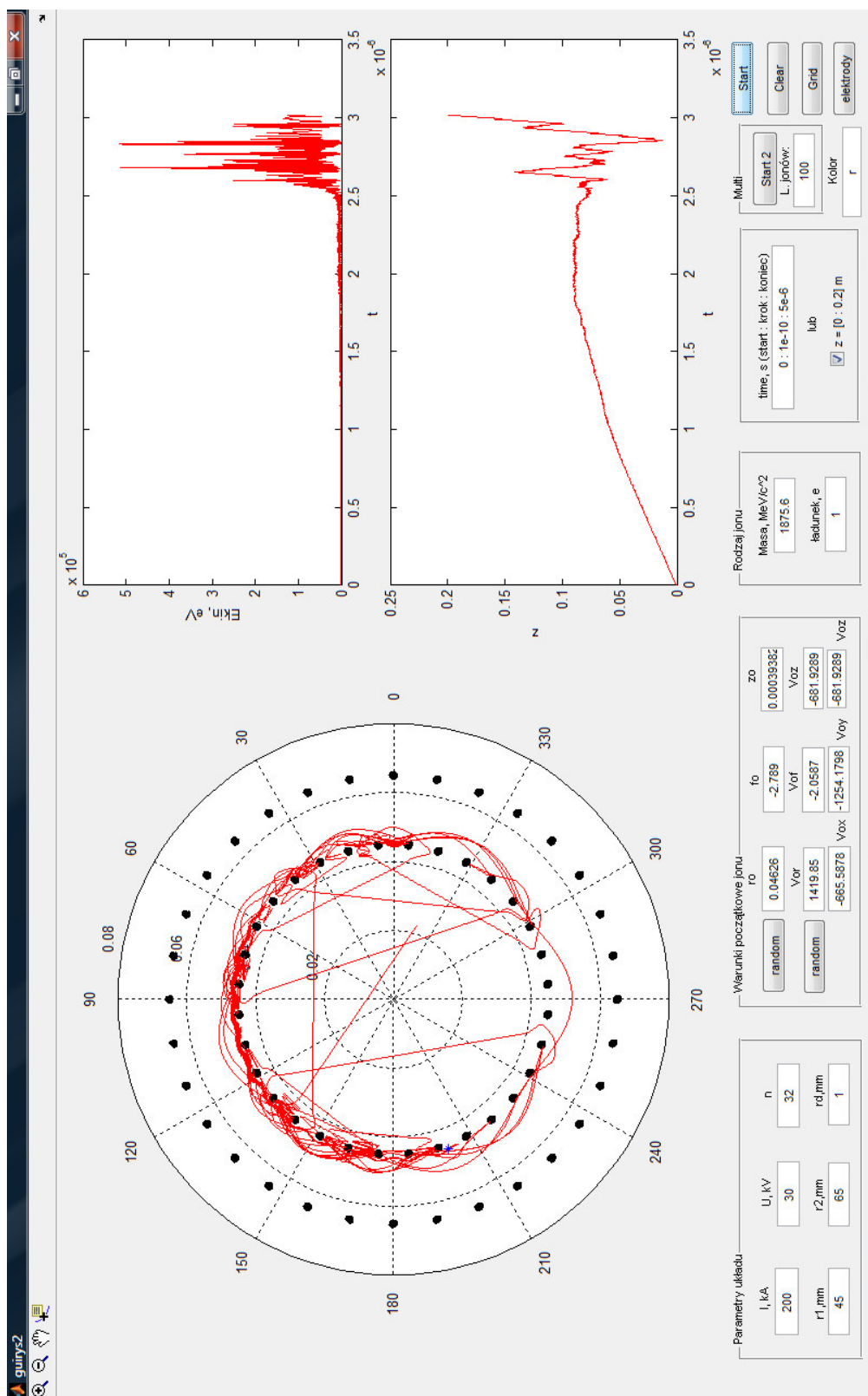
$$V_{EP} = \frac{U}{\ln(a/b)} \frac{2\pi}{\mu_o I}.$$

Układ równań (6.3.9) rozwiązano numerycznie dla zadanych warunków początkowych: $r_o, \varphi_o, z_o, \dot{r}_o, \dot{\varphi}_o, \dot{z}_o$. W wyniku otrzymano wartości położenia i prędkości cząstki w funkcji czasu, tj. $r(t), \varphi(t), z(t), V_r(t), V_\varphi(t)$. Składową $V_z(t)$ wektora prędkości obliczono z zależności:

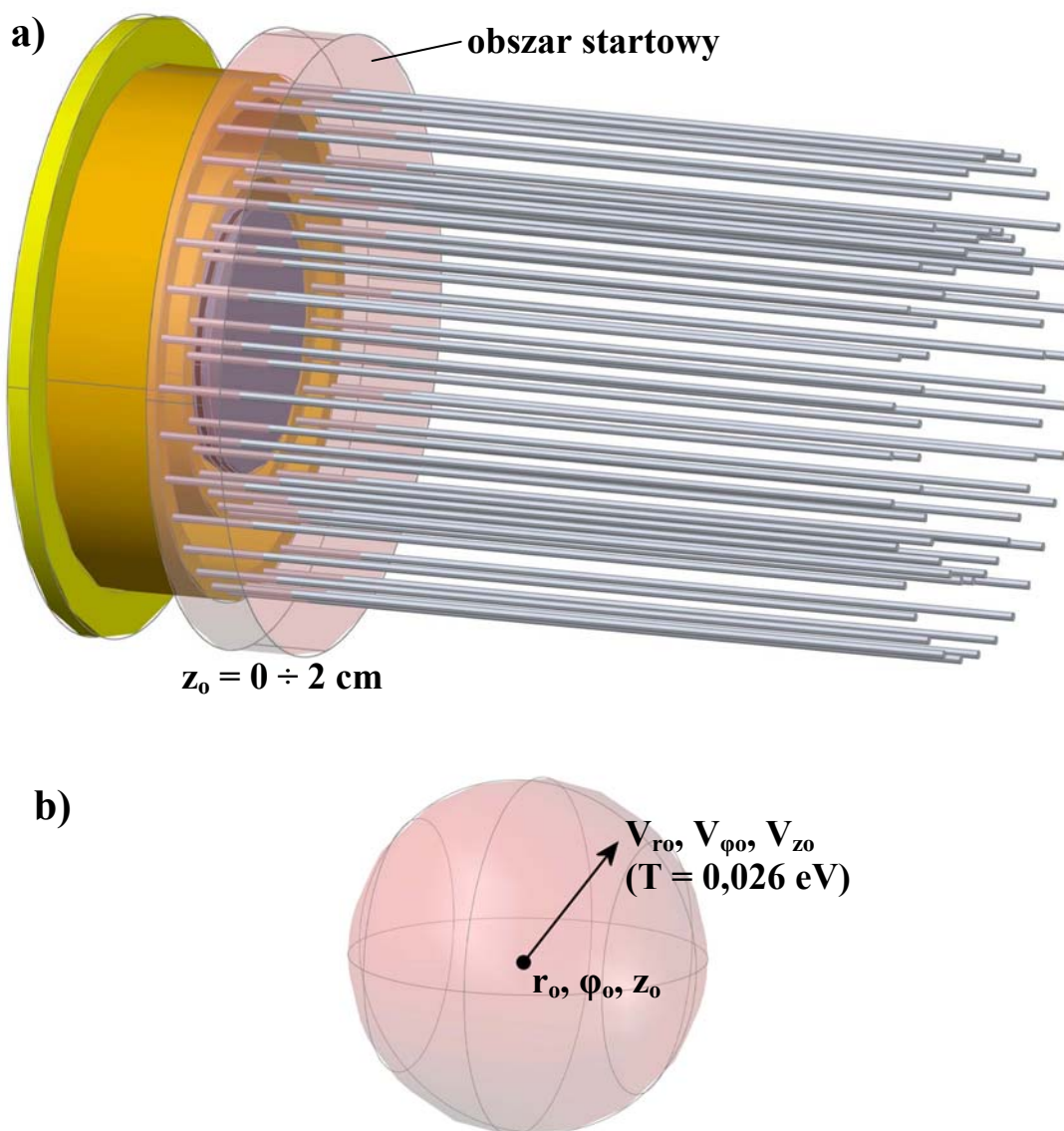
$$V_z(t) = \dot{z}(t) = \dot{z}_o + \frac{q\mu_o I}{2\pi m} \ln \left| \frac{w_i}{w_e(r(t), \varphi(t))} \right| \quad (6.3.12)$$

W celu rozwiązania układu równań (6.3.9) autor napisał kod komputerowy w programie MATLAB. Panel sterujący tego programu, który pozwalał wprowadzać losowe lub zadane parametry wejściowe i umożliwiał graficzne wykreślenie trajektorii jonu w obszarze elektrod badanego układu RPI, przedstawiono na Rys. 6.3.1.

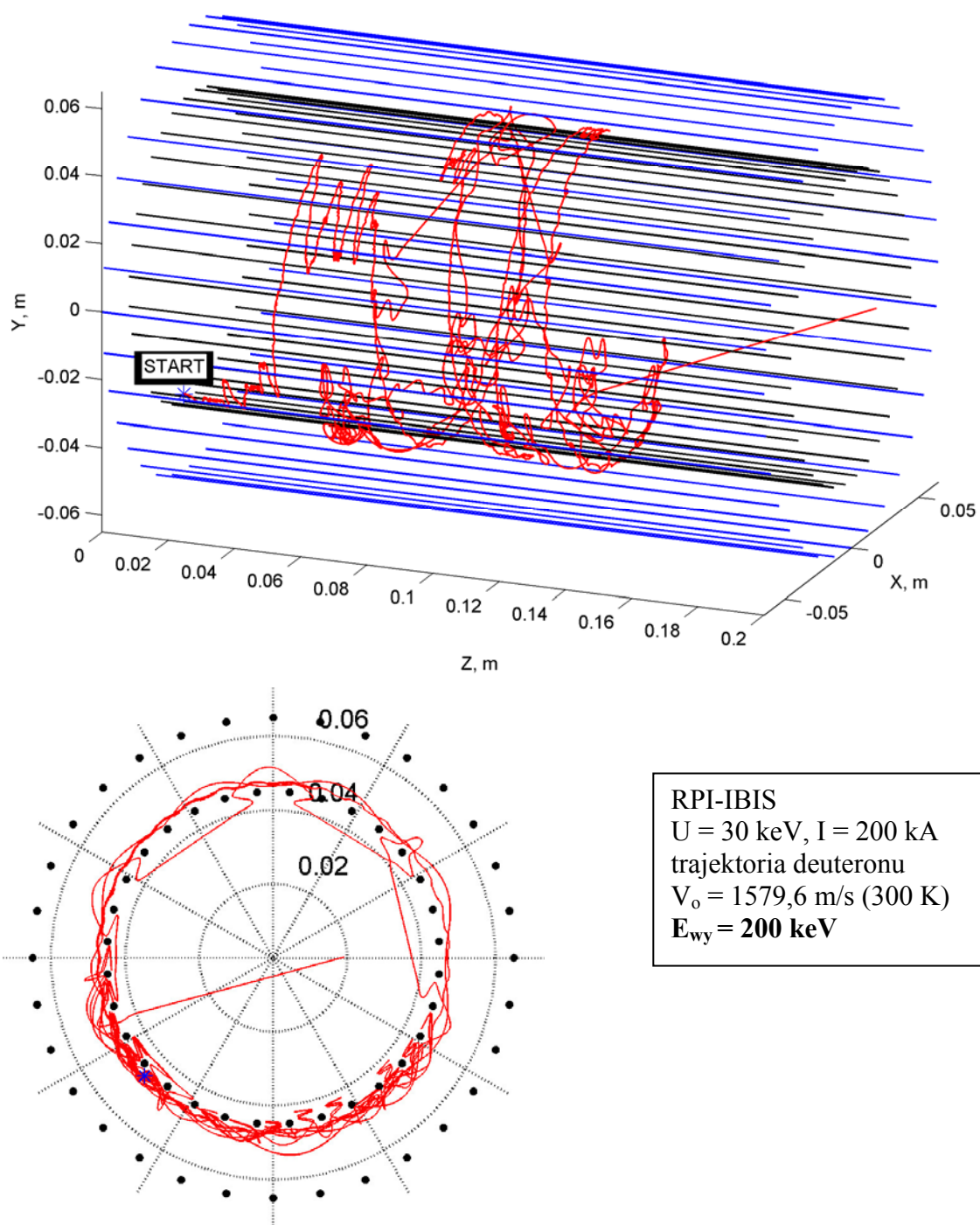
Do przeprowadzenia symulacji autor przyjął parametry charakterystyczne dla układu RPI-IBIS, czyli: liczbę prętów w każdej z elektrod $n = 32$, promień każdego pręta $r_d = 1$ mm, promień elektrody wewnętrznej $r_l = 45$ mm, promień elektrody zewnętrznej $r_2 = 65$ mm, oraz długość elektrod $z = 200$ mm. Do obliczeń przyjęto, że całkowite natężenie prądu płynącego przez elektrody w czasie akceleracji jonu jest stałe i wynosi $I = 200$ kA (patrz Rys. 4.1.3), a napięcie między elektrodami $U = 30$ kV. Rozpatrywano pracę układu z iniekcją czystego deuteru, a masę deuteronu wyrażono w wygodnych jednostkach $m_d = 1875.6$ MeV/c². Przyjęto, że rozpatrywane deuterony startowały z różnych punktów przestrzeni w pobliżu zaworu gazowego, jak pokazano na Rys. 6.3.2a, a ich prędkość początkowa odpowiadała temperaturze pokojowej (300 K - 0.026 eV) i była zorientowana stochastycznie, co przedstawiono na Rys. 6.3.2b. Przykładowe trajektorie deuterionów, które otrzymano w wyniku symulacji przeprowadzonych dla różnych wartości końcowej energii jonu w momencie wylotu z obszaru elektrod (tj. $z = 20$ cm): 0.1 keV, 1 keV, 10 keV, 100 keV, 200 keV, przedstawiono na Rys. 6.3.3÷6.3.7.



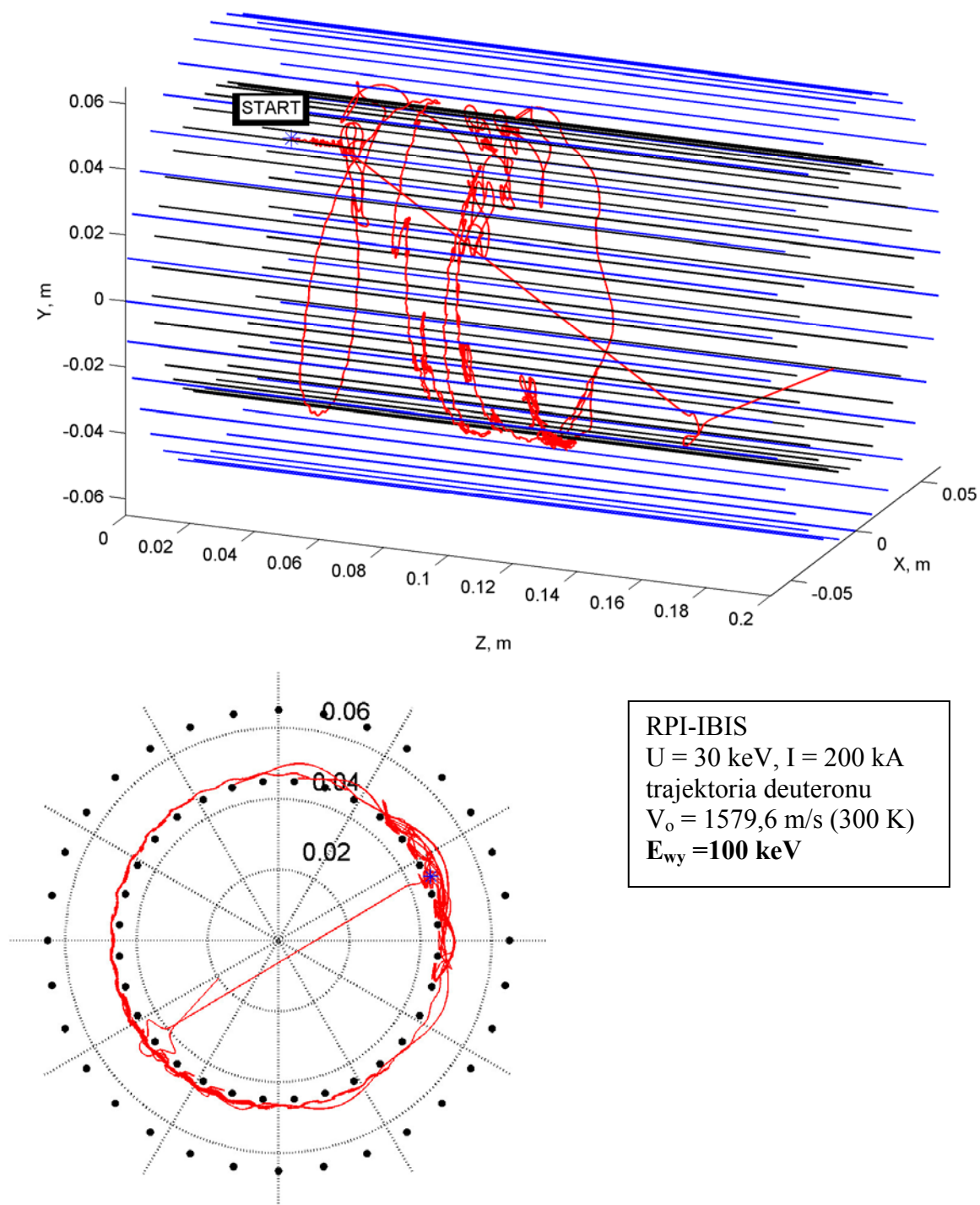
Rys. 6.3.1. Interfejs graficzny programu zastosowanego do obliczeń trajektorii jonów w obszarze elektrod układu RPI-IBIS. Pokazana została trajektoria deuteronu w płaszczyźnie elektrod (r, ϕ) oraz przebiegi czasowe $E_D(t)$ i $z(t)$ dla zadanych parametrów wejściowych. W przedstawionym przykładzie deuteron wylatując poza obszar elektrod ($z = 20\text{cm}$) osiągnął energię 128 keV .



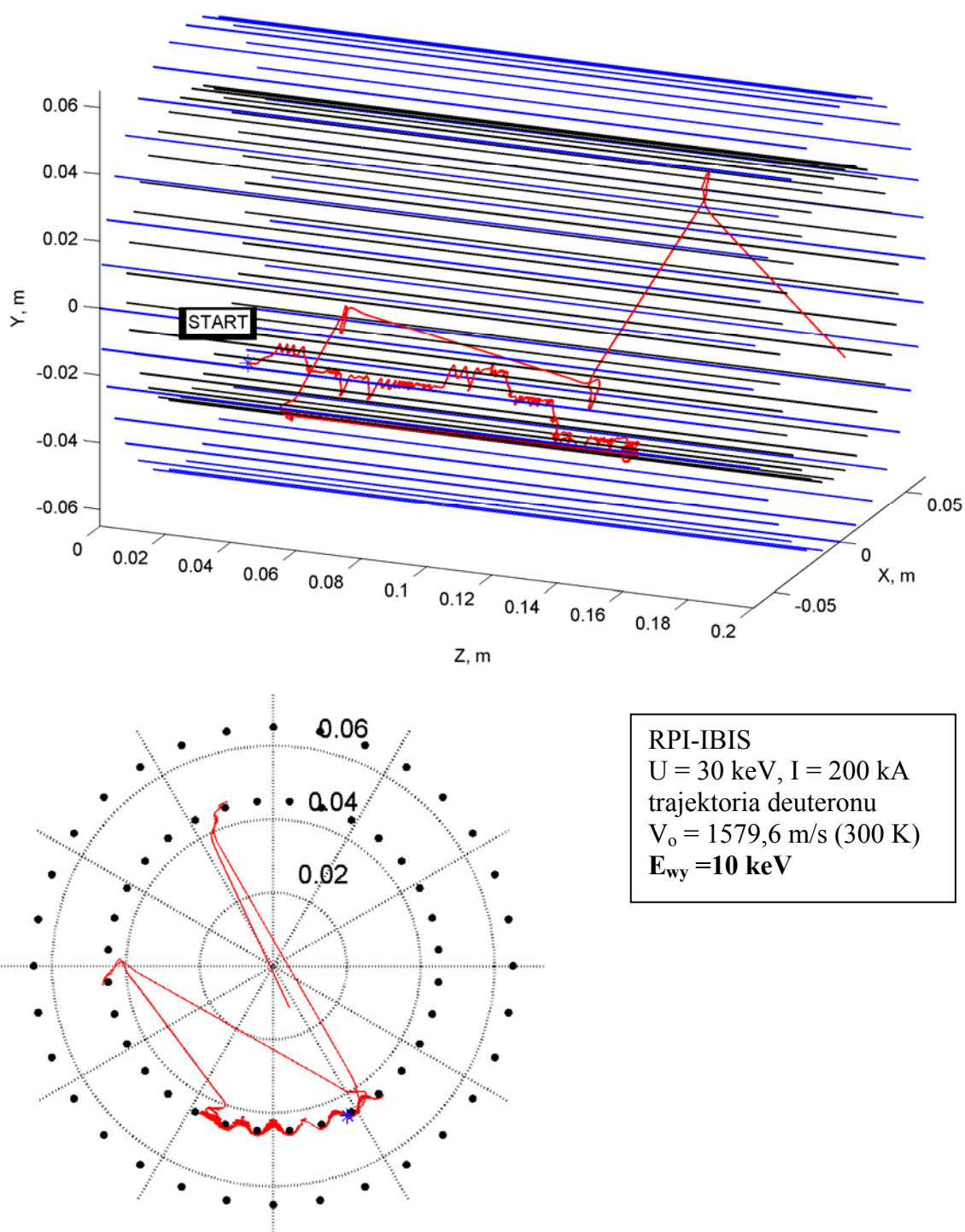
Rys. 6.3.2. Warunki startowe, które przyjęto do obliczeń ruchu rozpatrywanych deuterionów: (a) obszar startowy w pobliżu zaworu gazowego, w którym losowano początkowe położenie jonu, (b) stochastyczna orientacja wektora prędkości początkowej o wartości odpowiadającej temperaturze pokojowej).



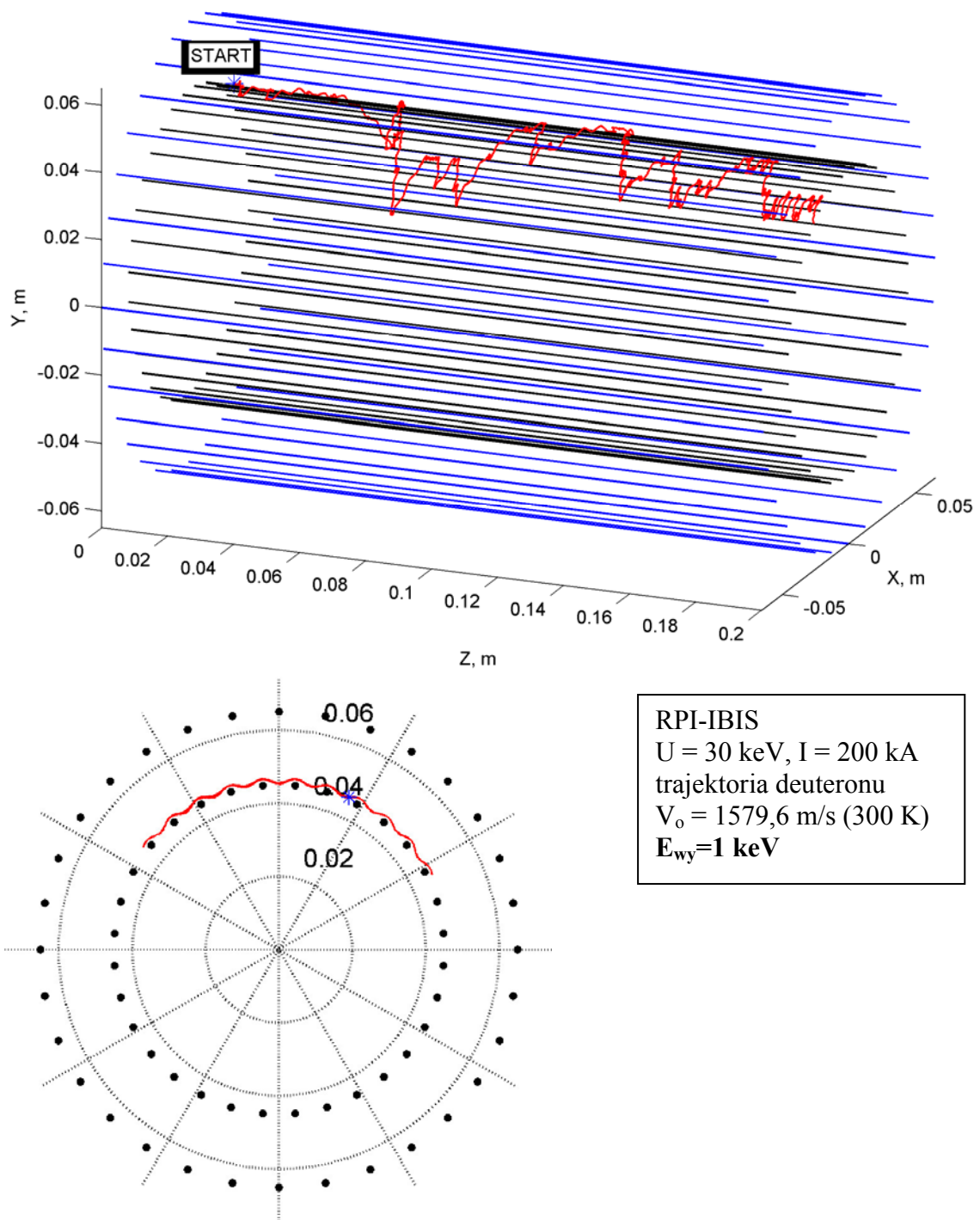
Rys. 6.3.3. Trajektoria deuteronu wewnątrz obszaru elektrod w układzie RPI-IBIS, którą otrzymano w wyniku symulacji: widok z boku (u góry) i od czoła elektrod (wykres dolny). Obliczenia wykonano dla przypadku gdy deuteron uzyskał energię wylotową 200 keV.



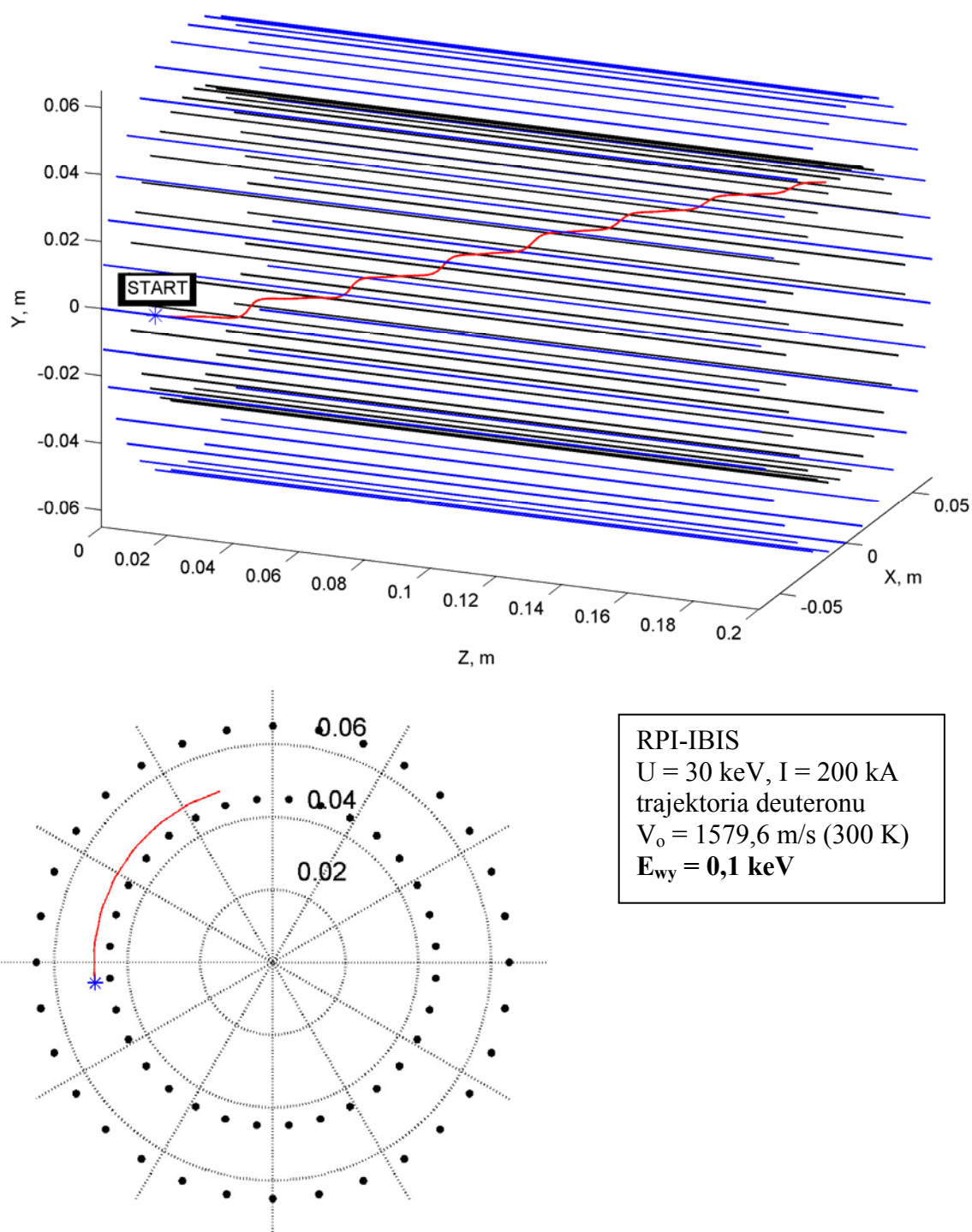
Rys. 6.3.4. Trajektoria deuteronu wewnątrz obszaru elektrod w układzie RPI-IBIS, którą otrzymano w wyniku symulacji: widok z boku i rzut od czoła elektrod. Obliczenia wykonano dla przypadku gdy deuteron uzyskał energię wylotową 100 keV.



Rys. 6.3.5. Trajektoria deuteronu wewnątrz obszaru elektrod w układzie RPI-IBIS, którą otrzymano w wyniku symulacji: widok z boku i rzut od czoła elektrod. Obliczenia wykonano dla przypadku gdy deuteron uzyskał energię wylotową 10 keV.



Rys. 6.3.6. Trajektoria deuteronu wewnątrz obszaru elektrod w układzie RPI-IBIS, którą otrzymano w wyniku symulacji: widok z boku i rzut od czoła elektrod. Obliczenia wykonano dla przypadku gdy deuteron uzyskał energię wylotową 1 keV.



Rys. 6.3.7. Trajektoria deuteronu wewnątrz obszaru elektrod w układzie RPI-IBIS, którą otrzymano w wyniku symulacji: widok z boku i rzut od czoła elektrod. Obliczenia wykonano dla przypadku gdy deuteron uzyskał energię wylotową 0,1 keV.

Na podstawie porównania przedstawionych wyżej różnych trajektorii deuteronów można zauważyć, że deuterony osiągające niższe energie (rzędu 100 eV) poruszają się po części obwodu wewnętrznych elektrod ruchem prawie jednostajnie cyklicznym, a wraz ze wzrostem energii deuteronów rośnie chaotyczność ich ruchów. Deuterony o wyższych energiach (np. 200 keV) mogą wielokrotnie przemierzać obwód elektrody wewnętrznej, przelatując również przez obszar centralny iniektora.

Dla trajektorii z Rys. 6.3.3-6.3.7 obliczono także zmiany energii deuteronów oraz zmiany ich położenia wzdłuż osi Z, które pokazano na Rys. 6.3.8÷6.3.12.

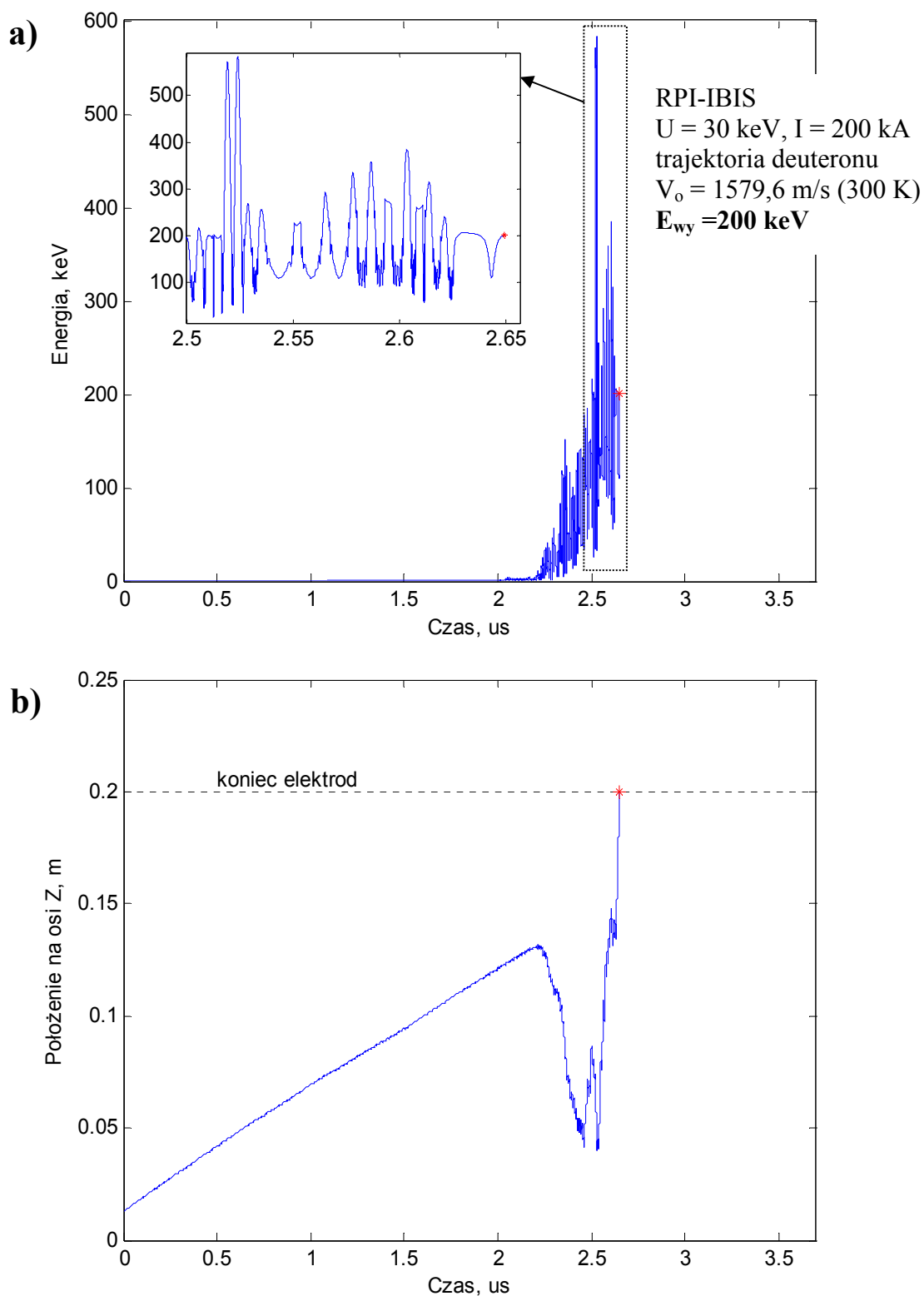
Przedstawione na Rys. 6.3.8÷6.3.12 zależności czasowe $E_d(t)$ i $z(t)$ pokazują, że największe zmiany (przyrosty) energii deuteronów związane są z ich odbiciami w lokalnych zwierciadłach magnetycznych, które powodują istotne zmiany kierunku propagacji cząstek względem osi Z.

Należy zauważyć, że jedną z ważnych cech wyładowań realizowanych w układach typu RPI jest fakt, że w czasie osobliwości prądowej wyładowania (I_p – od ang. „current peculiarity”) jony mogą być efektywnie przyspieszone, ponieważ przepięcie (U_{OV} – od ang. „over-voltage”) pomiędzy końcami elektrod może w niektórych wypadkach osiągać bardzo wysokie wartości, jak pokazano na Rys. 6.3.13.

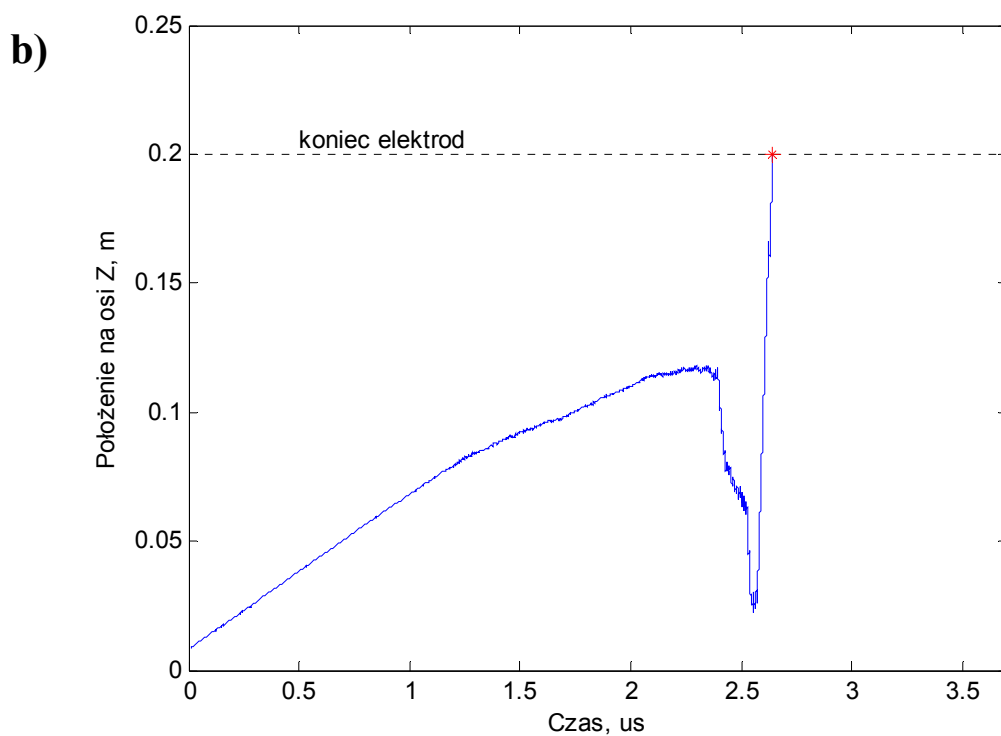
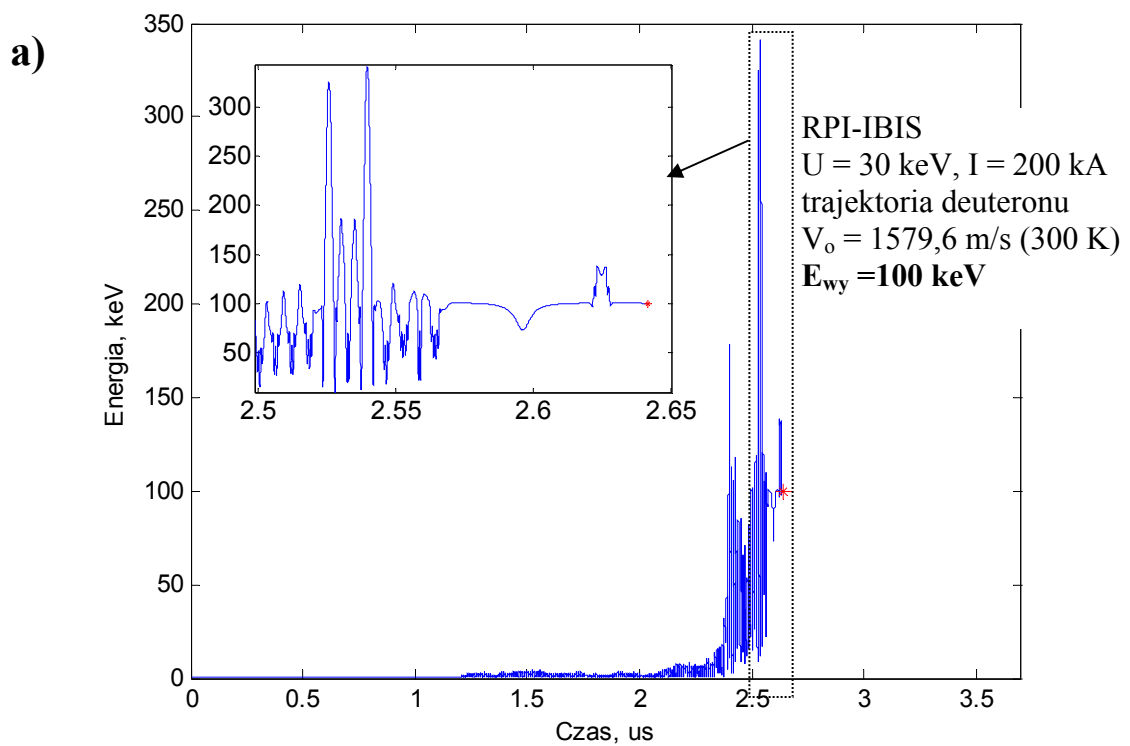
Warto zauważyć, że oba przebiegi przedstawione na Rys. 6.3.13 (dla przypadku niskiej oraz wysokiej wartości przepięcia) zostały zarejestrowane dla wyładowań, kiedy bateria kondensatorów układu RPI-IBIS była ładowana do napięcia $U_0 = 30$ kV.

W czasie analizy wyników eksperymentalnych postanowiono także sprawdzić wpływ wartości napięcia (przykładanego pomiędzy elektrody) na trajektorie przyspieszanych jonów. Oprócz komputerowych symulacji dla wyładowań o parametrach $I = 200$ kA i $U_0 = 30$ kV, których wyniki przedstawiono wyżej, przeprowadzono również symulacje trajektorii dla wyładowań o parametrach $I = 400$ kA i $U_0 = 100$ kV. Porównanie trajektorii obliczonych dla wyładowań o różnych prądach i napięciach i przypadków, kiedy przyspieszane deuterony osiągały energię wylotową 150 keV, przedstawiono na Rys. 6.3.14.

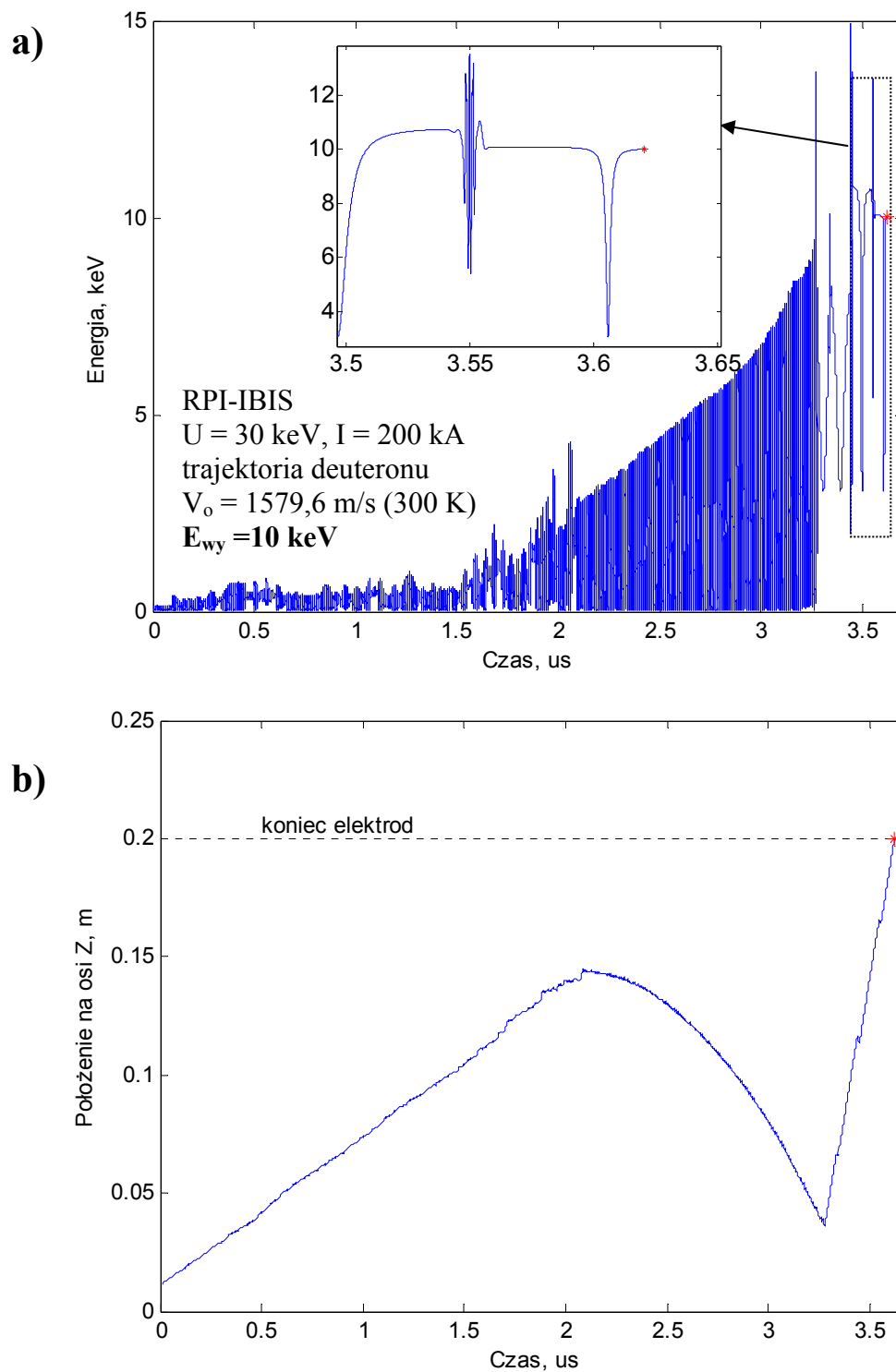
Z analizy wykresów pokazanych na Rys. 6.3.14 można zauważyć, że w obu porównywanych przypadkach przyspieszone deuterony poruszają się wzdłuż skomplikowanych trajektorii, obracając się głównie wokół linii sił pola magnetycznego w bliskim sąsiedztwie wewnętrznych prętów elektrodowych. Zauważalne są jednak pewne różnice w ich ruchu w kierunku osi Z. Przy silniejszych prądach i wyższych przepięciach przyspieszane deuterony poruszają się w kierunku osi Z ze znacznie wyższą prędkością i szybciej uzyskują końcową wartość energii.



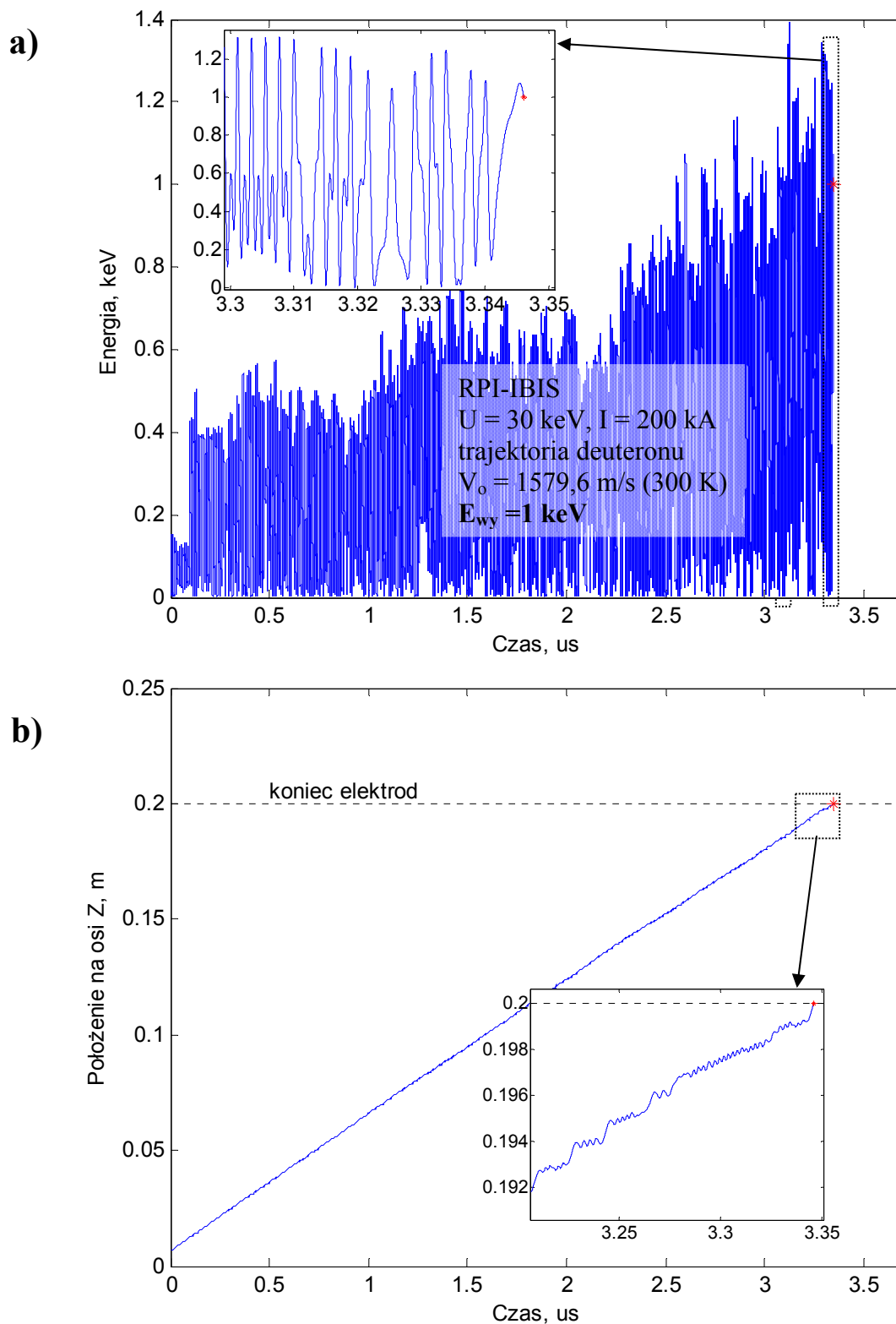
Rys. 6.3.8. Zmiany energii deuteronu w funkcji czasu (a) oraz zmiany jego położenia wzdłuż osi Z (b), które odpowiadają trajektorii deuteronu przedstawionej na Rys. 6.3.3 dla przypadku gdy deuteron uzyskuje energię wylotową 200 keV.



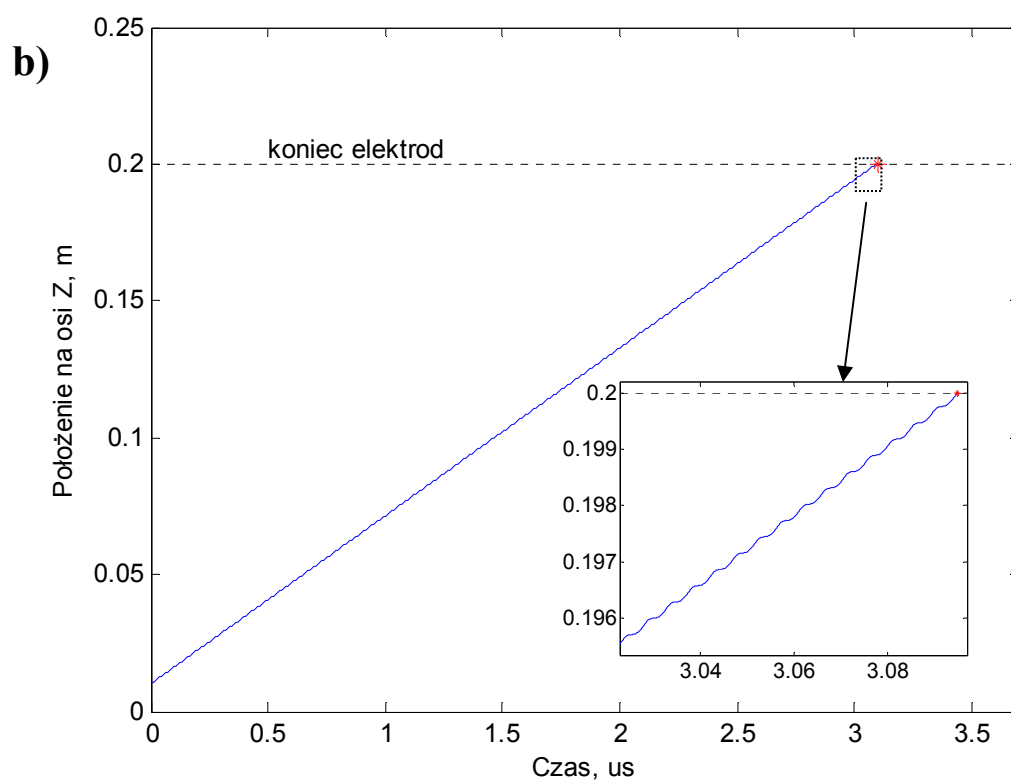
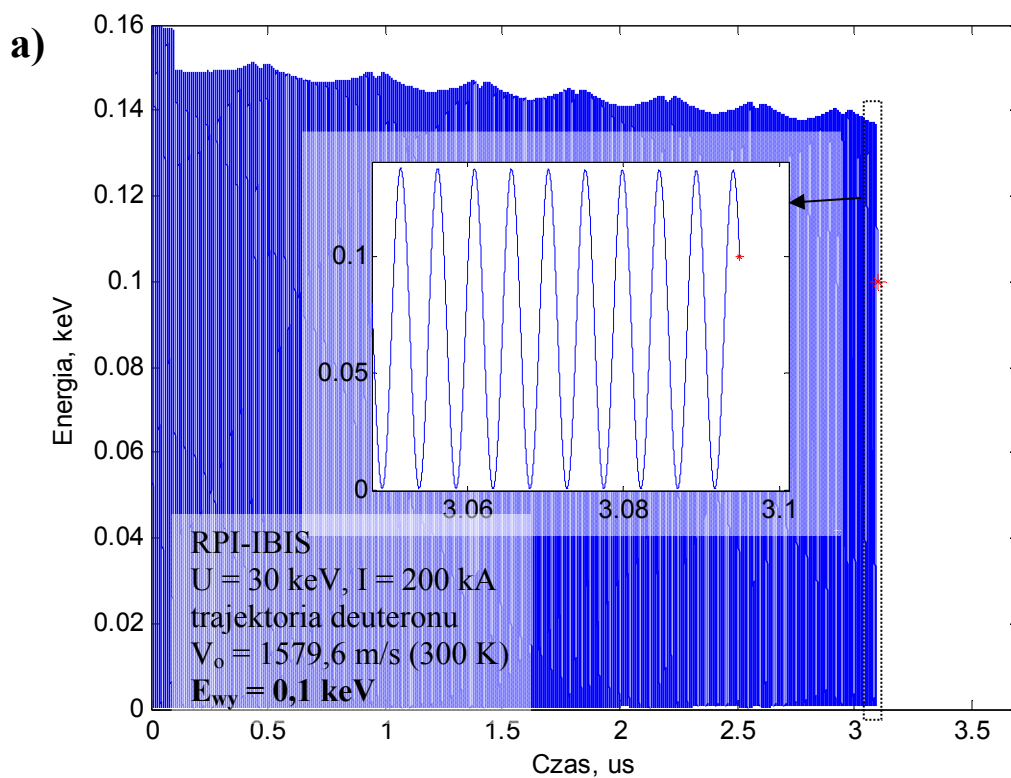
Rys. 6.3.9. Zmiany energii deuteronu w funkcji czasu (a) oraz zmiany jego położenia wzdłuż osi Z (b), które odpowiadają trajektorii deuteronu przedstawionej na Rys. 6.3.4 dla przypadku gdy deuteron uzyskuje energię wylotową 100 keV.



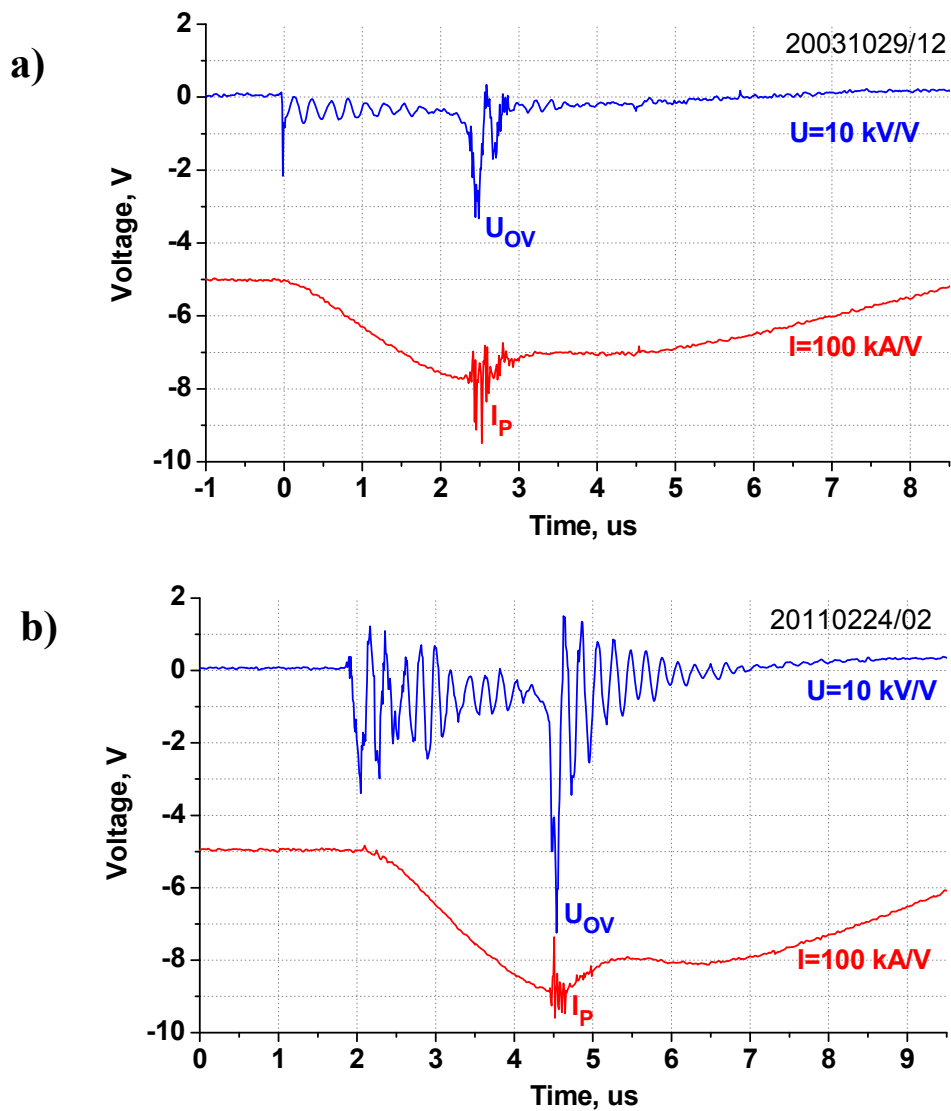
Rys. 6.3.10. Zmiany energii deuteronu w funkcji czasu (a) oraz zmiany jego położenia wzdłuż osi Z (b), które odpowiadają trajektorii deuteronu przedstawionej na Rys. 6.3.5 dla przypadku gdy deuteron uzyskuje energię wylotową 10 keV.



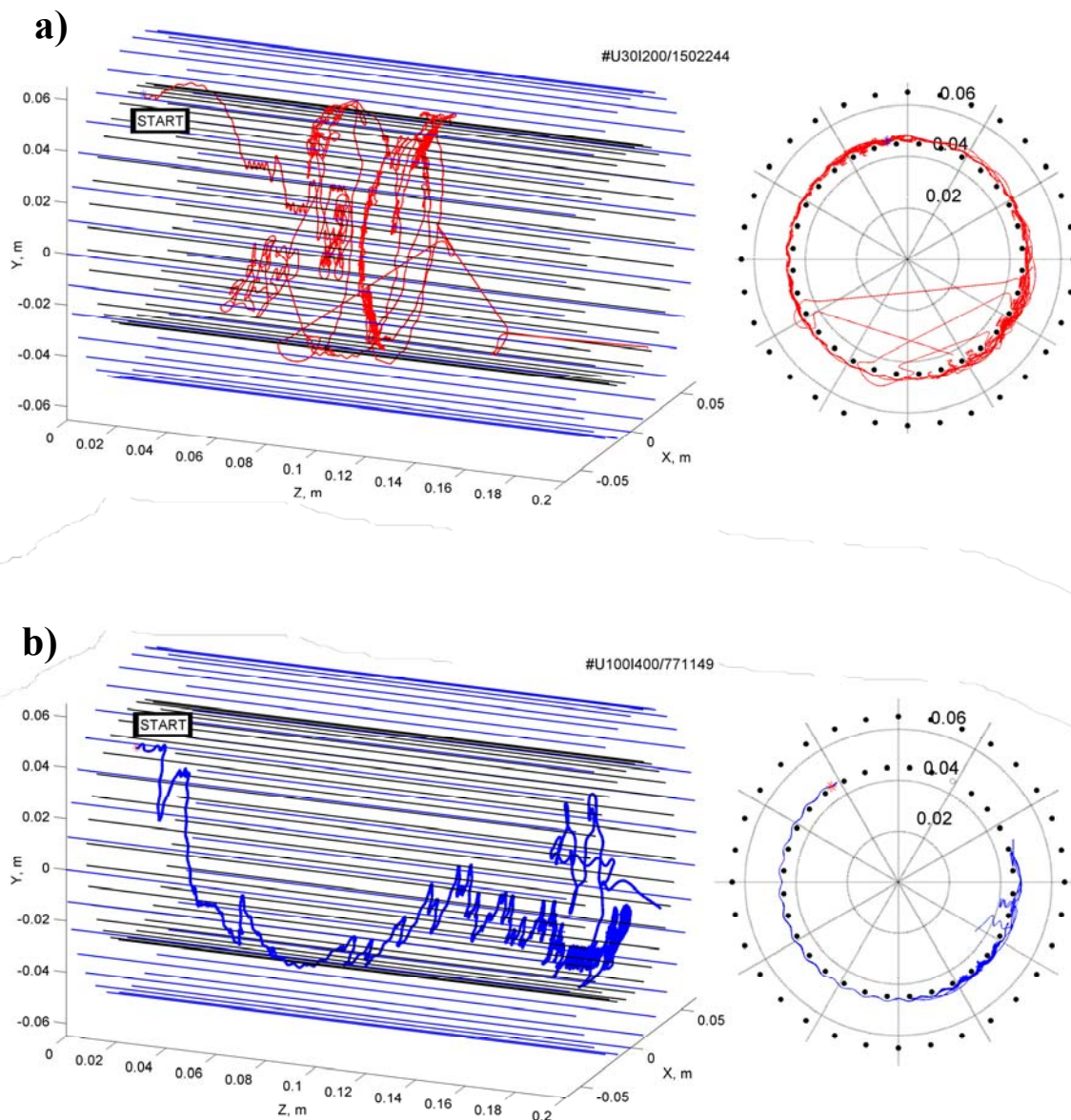
Rys. 6.3.11. Zmiany energii deuteronu w funkcji czasu (a) oraz zmiany jego położenia wzdłuż osi Z (b), które odpowiadają trajektorii deuteronu przedstawionej na Rys. 6.3.6 dla przypadku gdy deuteron uzyskuje energię wylotową 1 keV.



Rys. 6.3.12. Zmiany energii deuteronu w funkcji czasu (a) oraz zmiany jego połozenia wzdłuż osi Z (b), które odpowiadają trajektorii deuteronu przedstawionej na Rys. 6.3.7 dla przypadku gdy deuteron uzyskuje energię wylotową 0,1 keV.

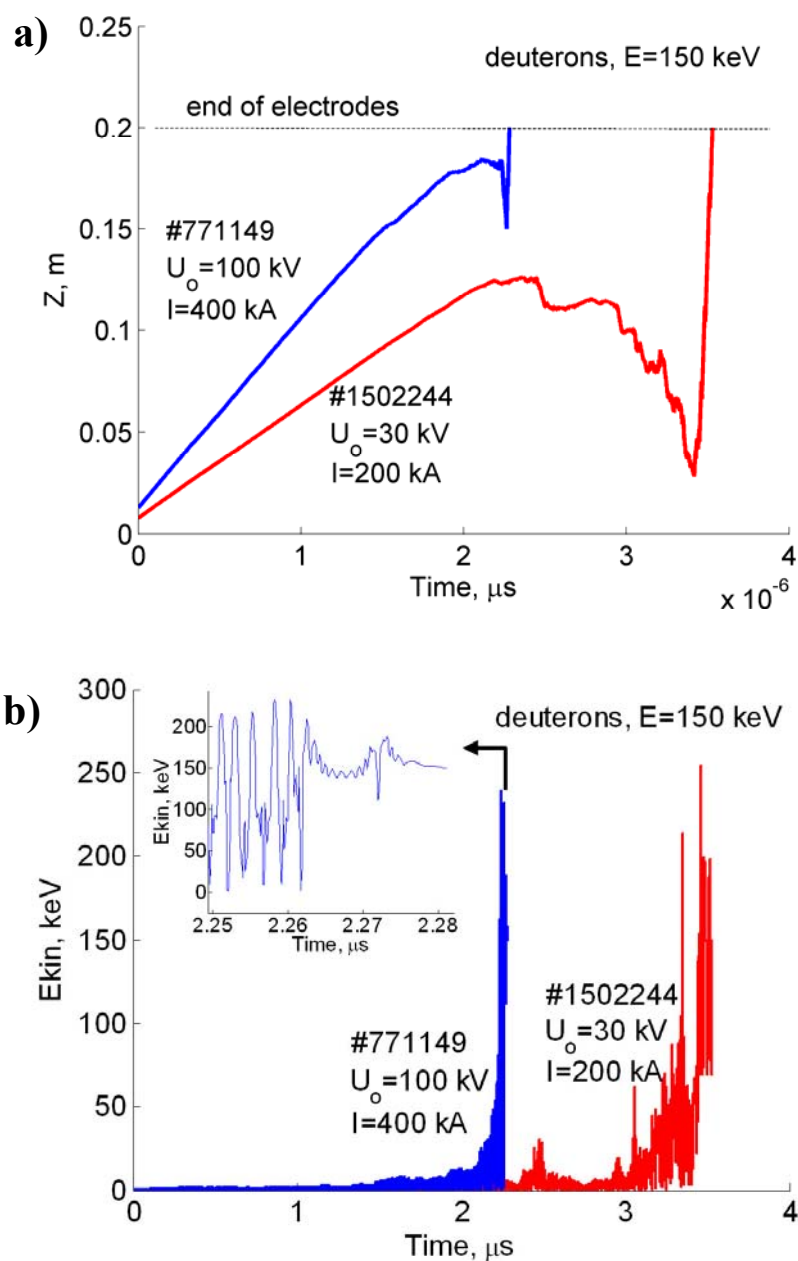


Rys. 6.3.13. Porównanie typowych przebiegów czasowych prądu wyładowania (I) oraz napięcia między-elektrodowego (U) dla przypadków małej wartości przepięcia (a) oraz wysokiej wartości przepięcia (b) w układzie RPI-IBIS.



Rys. 6.3.14. Trajektorie obliczone dla deuteronów, które osiągnęły energię wylotową 150 keV w układzie RPI-IBIS w czasie wyladowań o parametrach $I_{max} = 200$ kA i $U_0 = 30$ kV (a) oraz wyladowań o parametrach $I_{max} = 400$ kA i $U_0 = 100$ kV (b). W obu przypadkach przedstawiono widok z boku oraz rzut od czoła elektrod.

Wymienione wyżej spostrzeżenia zostały potwierdzone przez obliczenia zmian położenia $z(t)$ i energii $E_{kin}(t)$, które odpowiadały trajektoriom pokazanym na Rys. 6.3.14. Wyniki tych obliczeń przedstawiono na Rys. 6.3.15.



Rys. 6.3.15. Zmiany położenia wzdłuż osi Z (a) oraz energii deuteronu (b) w funkcji czasu w układzie RPI-IBIS, które odpowiadały trajektoriom jonów przedstawionych poprzednio na Rys. 6.3.14.

6.4 Modelowanie obrazów wiązek jonowych

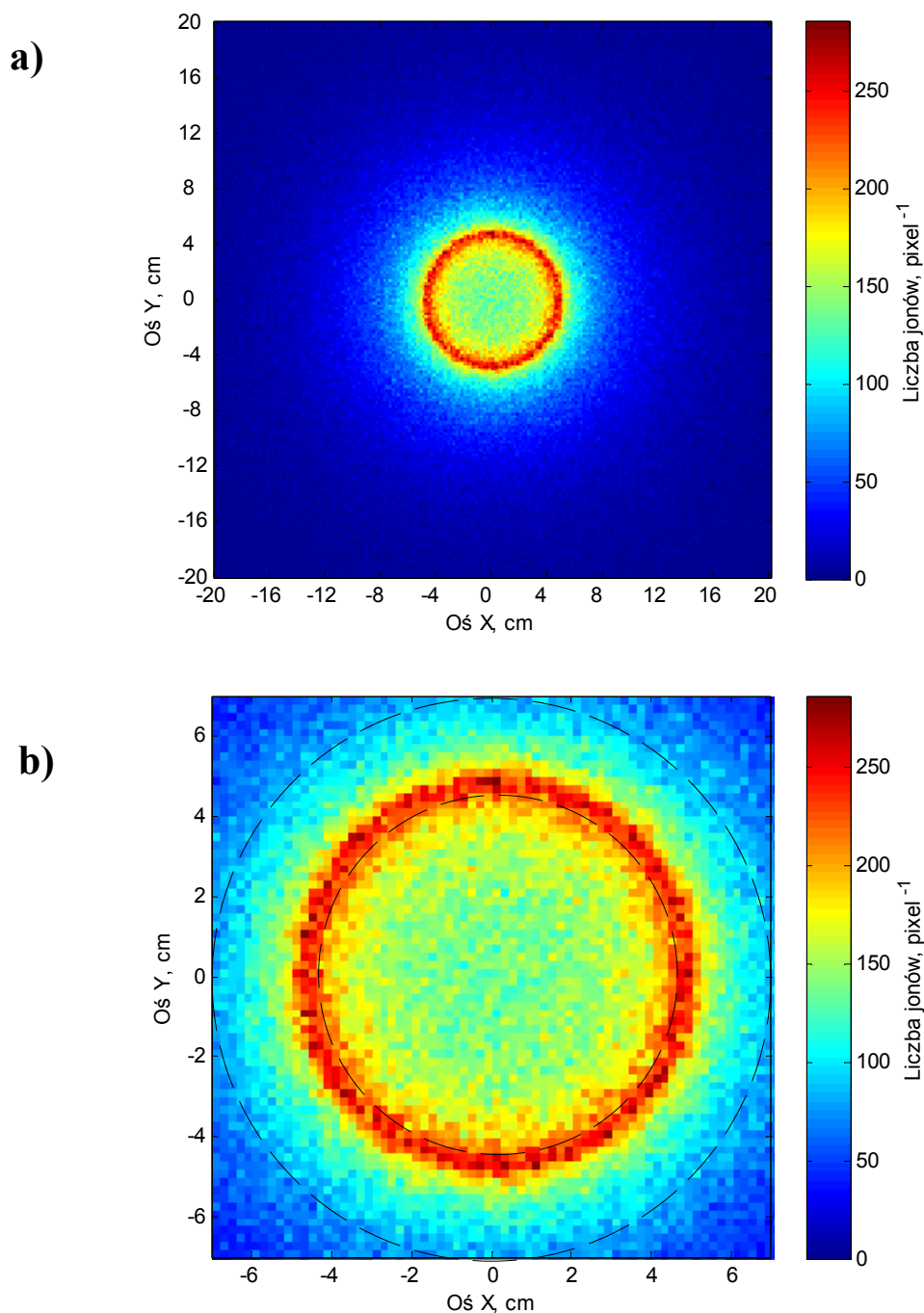
W celu teoretycznej interpretacji wyników eksperymentalnych przedstawionych w rozdziale 5, w szczególności obrazów wiązek jonowych rejestrowanych w układzie RPI-IBIS za pomocą detektorów śladowych, autor przeprowadził również symulację obrazów wiązek deuteronów. Symulowane obrazy uzyskano z przecięć otrzymanych w wyniku obliczeń trajektorii jonów z płaszczyzną Z, która położona była w odległości 22 cm od końców elektrod wzdłuż osi układu. Z uwagi na stochastyczny charakter emisji jonów emitowanych z akceleratora plazmowego RPI-IBIS, do modelowania obrazów wiązek jonowych zastosowano metodę Monte-Carlo. Dla rozważanej populacji ponad 2×10^6 deuteronów przyjmowano losowo warunki początkowe, czyli położenie w obszarze bliskim wylotu zaworu gazowego i losowy kierunek prędkości o wartości odpowiadającej temperaturze pokojowej (patrz Rys. 6.3.2). Podobnie jak wcześniej, przyjęto, że napięcie pomiędzy elektrodami w czasie procesu akceleracji deuteronów nie ulega zmianom i jest równe napięciu ładowania kondensatorów układu $U = 30$ kV, a natężenie prądu płynącego przez elektrody wynosi $I = 200$ kA. Dla takich warunków początkowych obliczono trajektorie deuteronów, stosując sposób opisany w poprzednim podrozdziale.

W wyniku komputerowej symulacji ruchów ponad 2×10^6 deuteronów startujących z okolic zaworu gazowego (tj. dla $z = 0 \div 2$ cm) stwierdzono, że z całej populacji około 95 % deuteronów jest wyrzucane z obszaru elektrod i dochodzi do płaszczyzny $z = 20$ cm, a ok. 5 % wylatuje poza $z = 0$. Na potrzeby symulacji obrazów jonowych przyjęto, że każdy deuteron osiagający płaszczyznę $z = 20$ cm (t.j. koniec elektrod) porusza się dalej ruchem jednostajnym, w kierunku i z prędkością zgodną ze zwrotem i wartością wektora prędkości, którą osiąga on w momencie wylotu z obszaru elektrod.

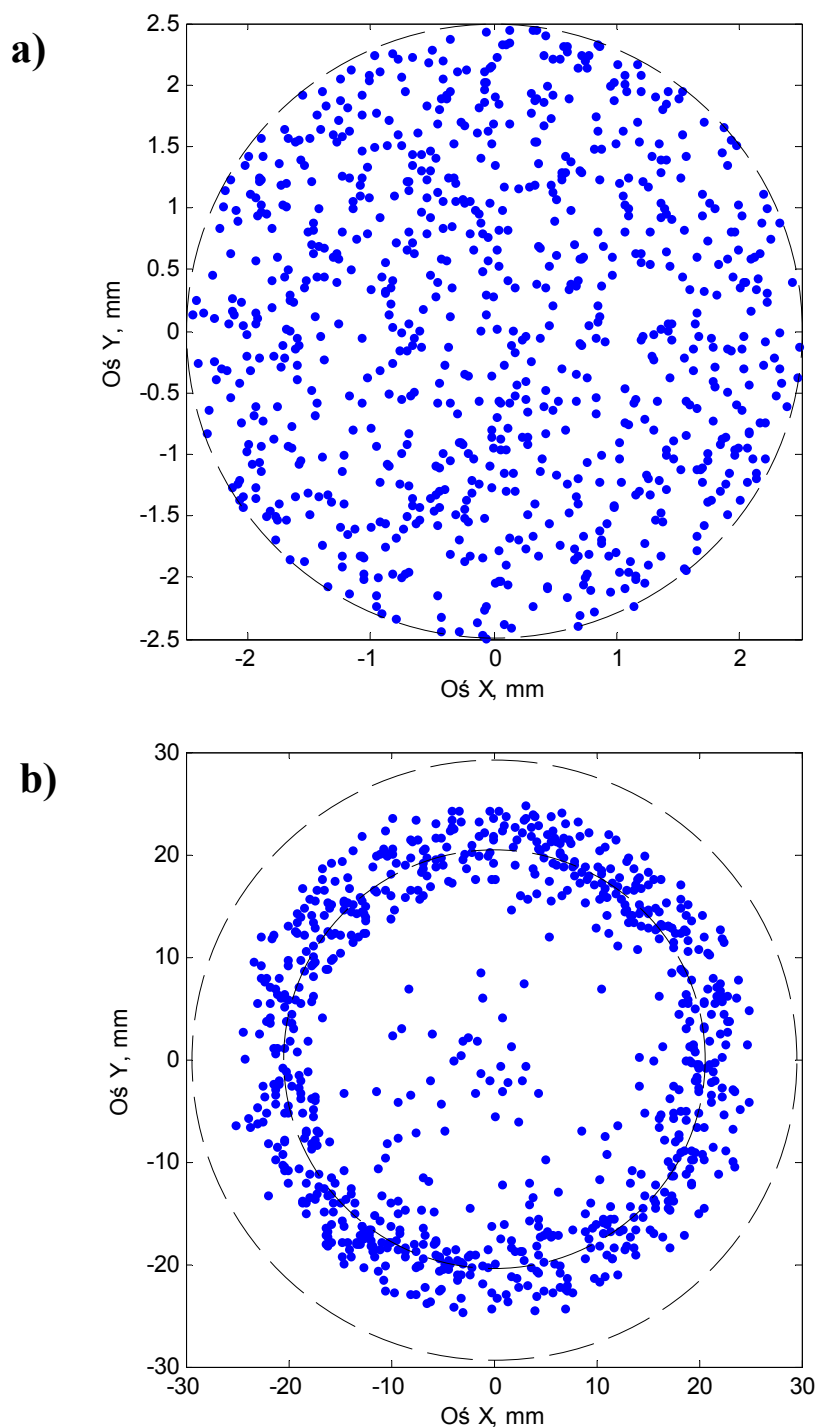
W następnym kroku, dla obliczonych w opisany wyżej sposób trajektorii deuteronów wyrzucanych z obszaru elektrod układu RPI-IBIS obliczono ich punkty przecięcia z płaszczyzną oddaloną o 22 cm od końca elektrod. W ten sposób otrzymano symulację obrazu wiązki jonowej emitowanej z układu RPI-IBIS, która może być zarejestrowana w płaszczyźnie $z = 22$ cm. Otrzymany obraz przedstawiony został na Rys. 6.4.1.

W celu symulacji obrazu jonowego, który można otrzymać za pomocą kamery typu pinhole, z wszystkich trajektorii deuteronów wybrano tylko te, które przechodziły

przez diafragmę (pinhole) o promieniu 2.5 mm, położoną na osi układu w odległości 22 cm od końców elektrod. Następnie trajektorie, które przeszły przez otwór diafragmy, przecięto z płaszczyzną położoną 10 cm za diafragmą. Otrzymane obrazy przedstawiono na Rys. 6.4.2.



Rys. 6.4.1. *Obraz jonowy uzyskany przez obliczenie przecięć trajektorii deuteronów z płaszczyzną z odległą o 22 cm od końca elektrod (a), oraz powiększony obraz badanej wiązki z zaznaczonymi linią przerywaną rzutami elektrod na rozpatrywaną płaszczyznę z (b).*



Rys. 6.4.2. Symulacja obrazu jonowego z kamery typu pinhole: a) na diafragmie o $r = 2.5$ mm w odległości 22 cm od końców elektrod, oraz b) w płaszczyźnie położonej 10 cm za diafragmą. Linie przerywane na Rys. 6.4.2b odpowiadają rzutom końców elektrod poprowadzonym przez środek diafragmy na wybraną płaszczyznę z. Niebieskie punkty przedstawiają przecięcia obliczonych trajektorii deuteronów, odpowiednio z płaszczyzną diafragmy (a) i detektora (b).

Na przedstawionych obrazach jonowych, uzyskanych zarówno dla przypadku bezpośredniego padania jonów na płaszczyznę obrazu (Rys. 6.4.1), jak i dla przypadku zastosowania kamery typu pinhole, wyraźnie zaznaczają się obszary o maksymalnej gęstości śladów jonów (tj. przecięć trajektorii jonów z rozpatrywanymi płaszczyznami), które tworzą charakterystyczne pierścienie. Można zauważyć, że pierścienie jonowe dosyć dokładnie pokrywają się z rzutami końców elektrody wewnętrznej układu RPI-IBIS na powierzchnie rozpatrywanych obrazów. Jest to zgodne z wynikami eksperymentów przedstawionych w podrozdziałach 5.3 i 5.4 oraz z podanymi tam konkluzjami.

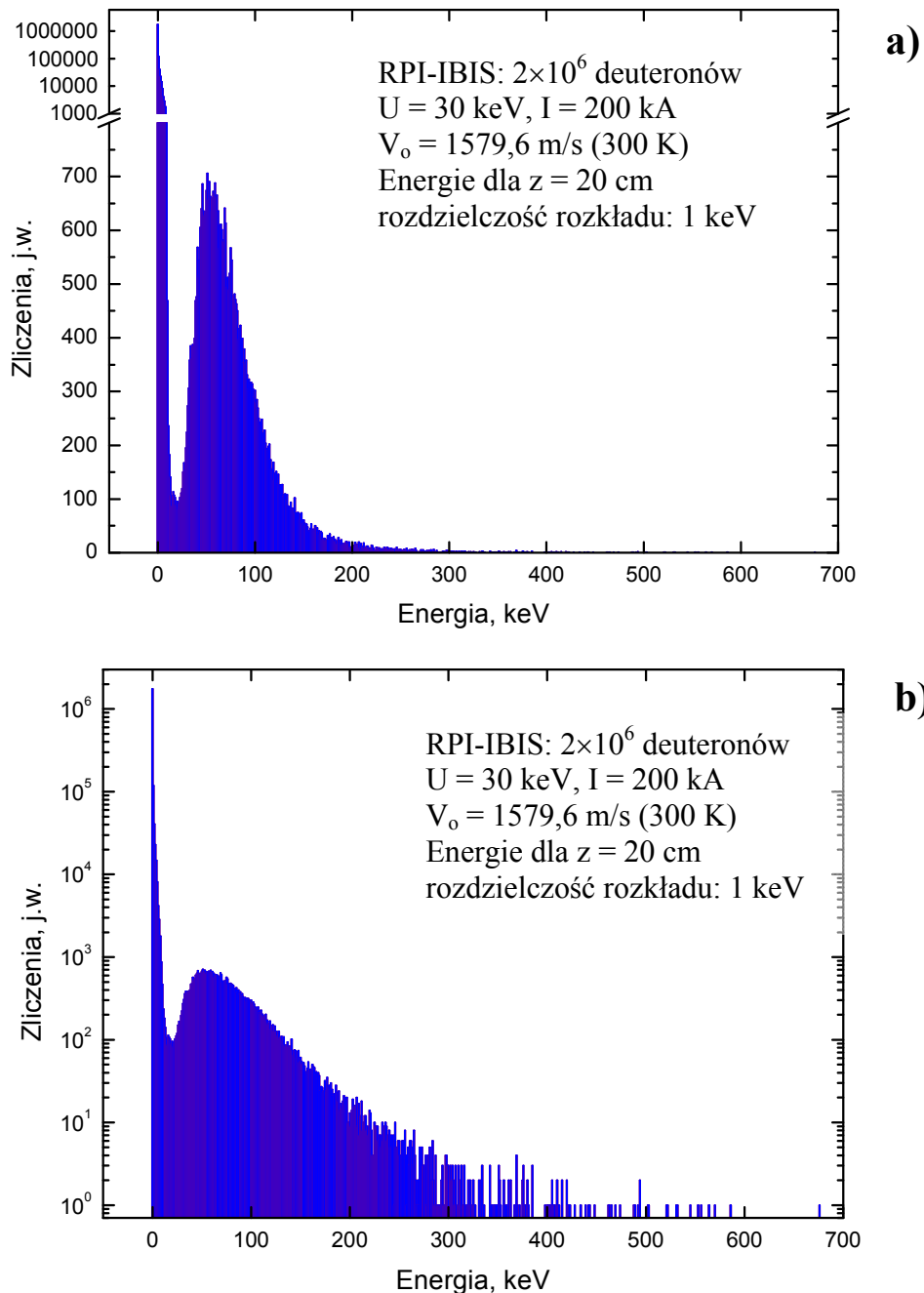
Należy tutaj zauważyć, że do symulacji przyjęto średnicę otworu diafragmy ($\varnothing = 5$ mm) znacznie większą niż stosowano w eksperymencie ($\varnothing = 0.2 \div 0.5$ mm). Spowodowane to było faktem, że przy obliczeniach liczba symulowanych jonów, które przechodziły przez otwór diafragmy (pinhole) o mniejszych rozmiarach była zbyt mała, aby uzyskać dobrą statystykę do odwzorowania obrazów jonowych. W symulacjach przeprowadzonych metodą Monte Carlo wykonano obliczenia ponad 2 milionów trajektorii, co zajęło około 3 tygodni obliczeń, prowadzonych równolegle na 8 rdzeniach procesorowych. Dlatego symulacje jeszcze większej populacji deuteronów, dla których trzeba obliczać trajektorie, byłyby zbyt czasochłonne. Niemniej, wyniki przeprowadzonych symulacji komputerowych pozwalają zinterpretować obserwacje eksperymentalne.

6.5 Modelowanie rozkładów energetycznych jonów

W celu obliczenia widma energetycznego deuteronów emitowanych z układu RPI-IBIS wykorzystano opisane w podrozdziale 6.4 trajektorie, obliczone dla 2×10^6 deuteronów o wybieranym losowo położeniu początkowym w pobliżu zaworu gazowego i wybieranym losowo kierunku prędkości początkowej (odpowiadającej temperaturze pokojowej). Jak zaznaczono wcześniej, w wyniku rozwiązania układu równań 6.3.9 oraz równania 6.3.12 dla każdego deuteronu otrzymuje się wartości położenia i prędkości jonu w kolejnych chwilach czasowych: $r(t), \varphi(t), z(t), V_r(t), V_\varphi(t), V_z(t)$. Przyjmując, że jony wylatują z obszaru elektrod i poruszają się dalej z prędkością $V_K = \sqrt{V_{Kr}^2 + V_{K\varphi}^2 + V_{Kz}^2}$, którą osiągają w momencie przekroczenia płaszczyzny końców elektrod ($z = 20$ cm), odpowiadająca tej prędkości

energia deuteronów wynosiła $E_d = \frac{m_d V_K^2}{2}$. Otrzymane w ten sposób wartości energii

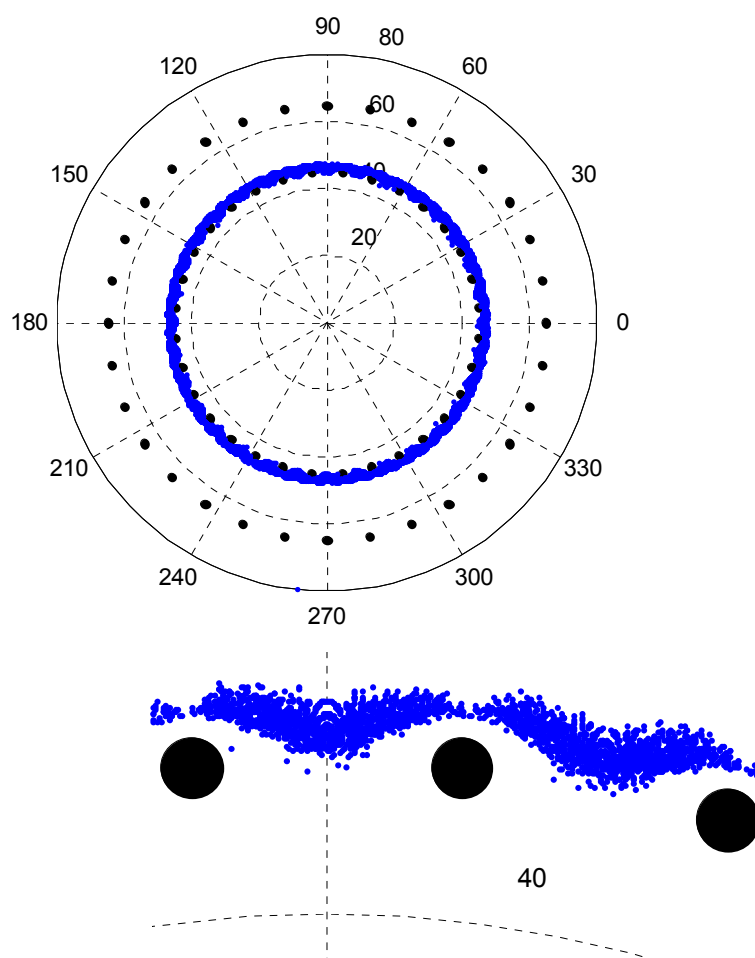
dla wszystkich symulowanych trajektorii deuteronów, przechodzących przez płaszczyznę końca elektrod przedstawiono w postaci rozkładu (histogramu) o rozdzielczości 1 keV (w skali liniowo-liniowej i logarytmiczno-liniowej) na Rys. 6.5.1.



Rys. 6.5.1. Rozkład energetyczny symulowanej wiązki deuteronów w momencie jej wylotu z obszaru elektrod ($z = 20$ cm), uzyskany z obliczeń trajektorii 2×10^6 deuteronów dla warunków początkowych ustalanych losowo.

Na podstawie rozkładu energetycznego przedstawionego na Rys. 6.5.1 można stwierdzić, że dla założonych parametrów wyładowania ($U_0 = 30$ keV, $I = 200$ kA) zdecydowana większość deuteronów emitowanych z układu RPI-IBIS osiągała energie mniejsze niż 1 keV. Jednakże pewna liczba deuteronów osiągała energie od kilkudziesięciu do kilkuset keV, z lokalnym maksimum populacji występującym ok. 60 keV. Jeśli porównać widmo uzyskane z symulacji komputerowej z widmem uzyskanym eksperymentalnie (Rys. 5.2.7) i uwzględnić, że w eksperymencie deuterony o niskiej energii (< 30 keV) nie są rejestrowane na detektorze śladowym, to uzyskane wyniki symulacji są dość dobrze zgodne z eksperymentem.

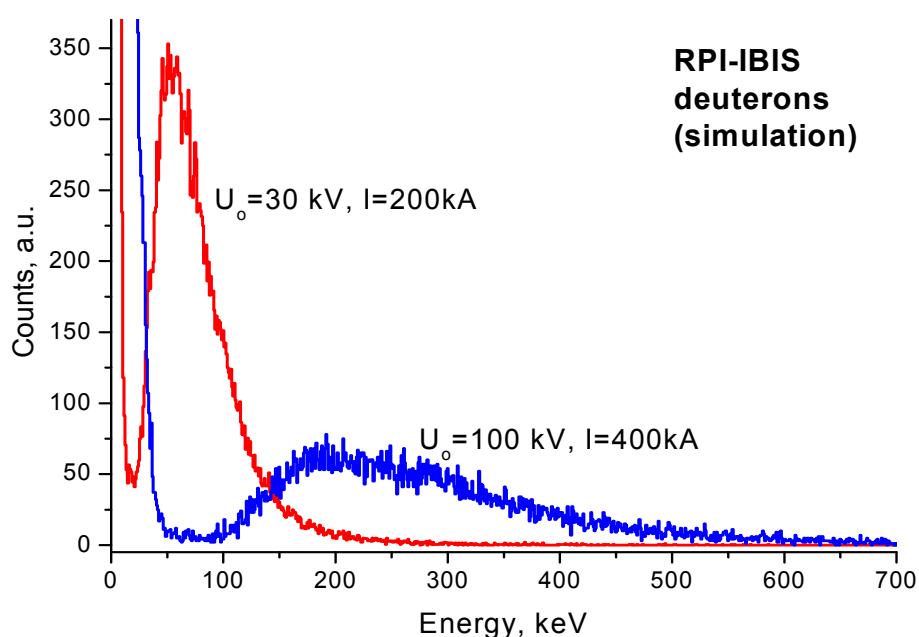
W dalszej analizie zwrócono uwagę na punkty startowe deuteronów (z obszaru $z = 0 \div 2$ cm), które według obliczeń mogły osiągnąć energię końcową przekraczającą 20 keV. Położenia takich punktów w rzucie na płaszczyznę (r, φ) przedstawiono na Rys. 6.5.2.



Rys. 6.5.2. Punkty startowe deuteronów w płaszczyźnie (r, φ), które w układzie RPI-IBIS osiągnęły energię końcową powyżej 20 keV

Z wykresów przedstawionych na Rys. 6.5.2 można wnioskować, że maksymalnych przyspieszeń doznają jony gazu roboczego (deuterony) znajdujące się w momencie wyładowania w bezpośrednim sąsiedztwie elektrod wewnętrznych.

W kolejnym etapie analizy teoretycznej postanowiono zbadać jaki wpływ na widmo energetyczne emitowanych deuteronów mają zmiany napięcia zasilania (tj. napięcia przykładanego do elektrod) i przepuszczanego przez te elektrody prądu. Wpływ zmian prądu i napięcia na trajektorie i czas akceleracji jonów omówiono już częściowo w podrozdziale 6.3. W czasie dalszej analizy obliczono (w sposób analogiczny jak poprzednio) widmo energetyczne deuteronów w przypadku podwyższonego napięcia $U_0 = 100$ kV i zwiększonego prądu $I_0 = 400$ kA. W tym przypadku, dla skrócenia czasu obliczeń przeprowadzono symulację Monte Carlo dla populacji 10^6 deuteronów. Uzyskane widmo energetyczne oraz poprzednie widmo dla $U_0 = 30$ kV i $I_0 = 200$ kA (po jego przeskalowaniu dla populacji 10^6 deuteronów) przedstawiono na Rys. 6.5.3.



Rys. 6.5.3. Widma energetyczne, które otrzymano w wyniku symulacji 10^6 deuteronów metodą Monte Carlo, dla dwóch różnych warunków eksperymentalnych.

Wyniki symulacji dla wyładowań charakteryzujących się wyższą wartością napięcia $U_0 = 100$ kV i prądu $I_0 = 400$ kA pokazały, że widmo energetyczne deuteronów emitowanych z układu RPI-IBIS uległo wyraźnemu przesunięciu w stronę wyższych energii. W szczególności maksimum wysokoenergetycznej części spektrum przesunęło

się z okolicy 60 keV (jak obserwowano dla wyładowania $U_0 = 30$ kV i $I_0 = 200$ kA) do około 200 keV.

Powyższy wynik można porównać z widmami energetycznymi deuteronów, które otrzymano z pomiarów eksperymentalnych i przedstawiono na Rys. 5.2.7, gdzie każde widmo zostało uzyskane z dwóch wyładowań w układzie RPI-IBIS. Dwa wyraźnie widoczne maksima w widmie energetycznym otrzymanym dla reżimu szybkiego, które występowały ok. 50 keV i 150 keV, można właśnie wytłumaczyć różnymi wartościami piku przepięcia U_{OV} (patrz Rys. 6.3.13) w czasie rozpatrywanych wyładowań. Zgodnie z przedstawionymi wyżej wynikami symulacji, wartości U_{OV} wpływają w sposób istotny na przesunięcie rozkładu energetycznego przyspieszanych jonów. Można zatem stwierdzić, że przeprowadzone symulacje dały dosyć dobrą zgodność z obserwacjami eksperymentalnymi.

6.6 Straty energetyczne jonu w wyniku ruchu w plazmie

W symulacjach komputerowych przedstawionych w tej rozprawie przyjęto, że na jon w trakcie wyładowania w układzie typu RPI oddziałują tylko pola elektryczne i magnetyczne pochodzące od napięcia pomiędzy elektrodami oraz przepływającego przez nie prądu. W rzeczywistości przyspieszane jony poruszają się w plazmie. Dlatego postanowiono dodatkowo ocenić w jakim stopniu uwzględnienie oddziaływań jonów z plazmą może wpływać na wyniki symulacji.

W celu oszacowania strat energetycznych, wynikających z ruchu przyspieszanych deuteronów w plazmie w obszarze elektrod układu RPI-IBIS, posłużono się znaną zależnością [54] określającą stratę energetyczną jonu testowego (deuteronu) w czasie jego ruchu w obszarze plazmy:

$$\frac{dE}{dt} = -\frac{4\pi n(Ze^2)^2}{mV} \Psi(x) \{ \ln(\Lambda) + \Delta_1(x) + \Delta_2(x) \}, \quad (6.5.1)$$

gdzie: n – gęstość plazmy, Z , m , V – odpowiednio: ładunek, masa i prędkość jonu (deuteronu), $\Psi(x)$ - znana funkcja opisująca straty energetyczne, którą określa wzór:

$$\Psi(x) = \operatorname{erf}(x) - 2\pi^{-\frac{1}{2}} x \exp(-x^2), \quad (6.5.2)$$

gdzie x jest stosunkiem prędkości jonu testowego do prędkości elektronów termicznych plazmy i wyraża się wzorem:

$$x = \sqrt{mV^2/2kT}. \quad (6.5.3)$$

Występujący we wzorze 6.5.1 symbol $\ln(\Lambda)$ oznacza tzw. logarytm Coulombowski, który opisuje sumę wszystkich zderzeń Coulomba zachodzących wewnątrz kuli o promieniu Debye'a. Dla parametrów oddziaływania zmieniających się od odległości b_0 do λ_D (gdzie λ_D oznacza tzw. długość Debye'a) logarytm Coulombowski opisany jest wzorem

$$\ln(\Lambda) = \ln(4\lambda_D/b_0) = \ln(4kT\lambda_D/Ze^2), \quad (6.5.4)$$

Wyrażenia $\Delta_1(x)$ i $\Delta_2(x)$ z wzoru 6.5.1 oznaczają funkcje korygujące $\ln(\Lambda)$ do bardziej kompletnej teorii oddziaływań [54].

Według tej teorii

$$\Delta_1(x) = -\pi^{-1} \{\Psi(x)\}^{-1} \int_0^x s ds \{Y \ln(X^2 + Y^2) + 2X \tan^{-1}(Y/X)\}, \quad (6.5.6)$$

gdzie

$$X(s) = 1 - 2s \exp(-s^2) \int_0^s \exp t^2 dt, \quad Y(s) = \pi^{\frac{1}{2}} s \exp(-s^2), \quad (6.5.7)$$

natomiast

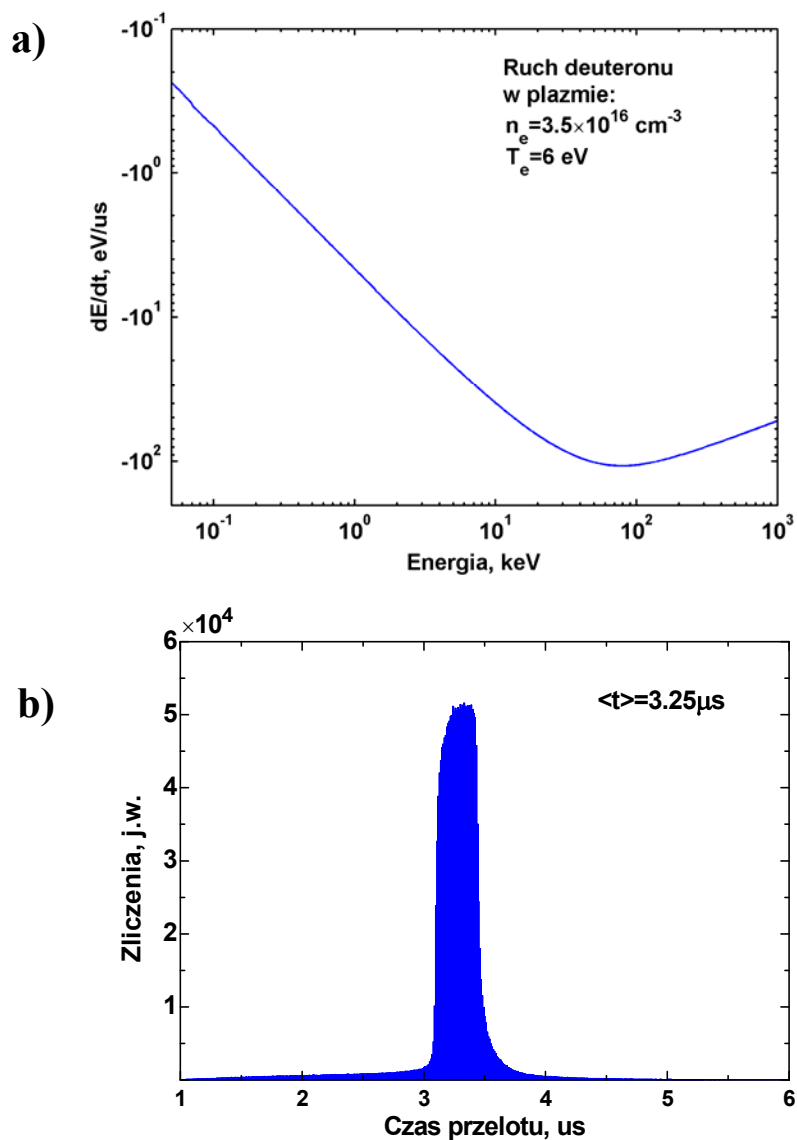
$$\Delta_2(x) = \ln\left(\frac{1}{2}x^2\right) - 1 + 4 \left\{ \pi^{\frac{1}{2}} \Psi(x) \right\}^{-1} G(x), \quad (6.5.8)$$

gdzie

$$G(x) = \int_0^x s^2 \exp(-s^2) \ln\left(\frac{x^2 - s^2}{x^2}\right) ds + \int_x^\infty s^2 \exp(-s^2) \left\{ \ln\left(\frac{s+x}{s-x}\right) - \frac{2x}{s} \right\} ds. \quad (6.5.9)$$

Przyjmując dla układu RPI-IBIS określone eksperymentalnie wartości gęstości i temperatury elektronowej w emitowanym strumieniu plazmy: $n_e = 3.5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ oraz $T_e = 6 \text{ eV}$ [28], otrzymano zależność opisującą straty energii deuteronu poruszającego się w plazmie w zależności od jego energii. Odpowiedni wykres przedstawiono na Rys. 6.6.1a.

Na podstawie symulacji komputerowych, przedstawionych w podrozdziałach 6.4-6.5, określono także czasy przelotu, jakie potrzebują deuterony, aby wylecieć poza obszar elektrod układu RPI-IBIS (tj. płaszczyznę $z = 20 \text{ cm}$). Oszacowane w ten sposób wartości czasów przelotu przedstawiono w postaci histogramu na Rys. 6.6.1b.



Rys. 6.6.1. Zależność straty energetycznej deuteronu poruszającego się w plazmie o koncentracji $n_e = 3.5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ i temperaturze $T_e = 6 \text{ eV}$ (a) oraz histogram czasów przelotu, po jakich deuterony wylatywały z obszaru elektrod układu RPI-IBIS (b).

Na podstawie przedstawionych wyżej rozważań można było ocenić, że średni czas przelotu deuteronów przez obszar elektrod układu RPI-IBIS wynosił $\langle t \rangle = 3.25 \mu\text{s}$. Następnie, mnożąc wartości z wykresu na Rys. 6.6.1a przez określoną wyżej wartość uśrednionego czasu otrzymano szacunkowe wartości strat energii w czasie przelotu przez obszar plazmy. Straty te wynosiły odpowiednio ok. 1,5 eV - dla deuteronów o energii wylotowej 100 eV, oraz ok. 340 eV - dla deuteronów o energii wylotowej 100 keV. Na podstawie powyższych oszacowań można było zatem stwierdzić, że w czasie akceleracji jonów w iniektorze RPI-IBIS straty energetyczne spowodowane ich oddziaływaniami z plazmą były pomijalnie małe.

7. Podsumowanie rozprawy i wnioski

Szczegółowe wnioski, które zostały sformułowane na podstawie zebranych danych eksperymentalnych oraz komputerowych symulacji emisji jonów z akceleratora plazmowego RPI-IBIS, omówiono już przy opisie wyników pomiarów jonowych wykonanych w tym układzie oraz przy opisie wyników przeprowadzonych symulacji. Całość materiału doświadczalnego i rozważań teoretycznych odnośnie układu RPI-IBIS, które przedstawiono w poprzednich rozdziałach niniejszej rozprawy, można podsumować w sposób następujący:

1. Dokonano oceny stanu wiedzy w dziedzinie badań akceleratorów plazmowych, ze zwróceniem szczególnej uwagi na wyniki eksperymentalnych badań akceleratorów typu RPI (Rod Plasma Injectors), wykonanych w kilku układach tego typu w latach 1966-2004. Omówiono też najważniejsze wyniki badań teoretycznych, które były zrealizowane w wymienionym wyżej okresie. Wskazano na pewne braki w zgromadzonych wówczas materiale eksperymentalnym oraz brak szczegółowej analizy teoretycznej, tj symulacji (modelowania) zjawisk zachodzących w rozważanych akceleratorach, a zwłaszcza pełnych charakterystyk emisji impulsowych strumieni jonów. Tym samym, uzasadniono konieczność przeprowadzenia bardziej szczegółowych badań układu RPI-IBIS, który oprócz badań podstawowych jest wykorzystywany do celów aplikacyjnych.
2. Na podstawie omówionej wyżej oceny wcześniejszych badań eksperymentalnych i teoretycznych układu RPI-IBIS sformułowano zasadniczą tezę niniejszej rozprawy, że „właściwy dobór parametrów konstrukcyjnych i operacyjnych akceleratora plazmowego typu RPI wymaga szczegółowych pomiarów emitowanych jonów przy wykorzystaniu spektrometru typu Thomsona i jonowych kamer typu „pinhole” oraz przeprowadzenia pełniejszej analizy procesów akceleracji i emisji tych jonów w różnych reżimach pracy rozpatrywanego układu”. Określono także szczegółowe zadania badawcze, wg których celem pracy nie był dobór parametrów (ponieważ bazowano na istniejącym urządzeniu badawczym RPI-IBIS) lecz ustalenie jak mierzone charakterystyki emisyjne zależą od parametrów eksploatacyjnych, np. czasu opóźnienia i napięcia zasilania.
3. W dalszej części rozprawy podano szczegółowy opis układu eksperymentalnego RPI-IBIS, jego najważniejsze dane eksploatacyjne oraz opis wykorzystywanej przez

autora aparatury pomiarowej, tj. jądrowych detektorów śladowych, spektrometru typu Thompsona i jonowych kamer typu pinhole.

4. Następną ważną część tej pracy stanowi prezentacja najważniejszych wyników badań eksperymentalnych, wykonanych w układzie RPI-IBIS w latach 2004-2011 przy dużym wkładzie autora rozprawy. W szczególności przedstawiono porównanie charakterystyk detektorów śladowych typu LR115A, CR39 oraz PM355 i wykazano, że najlepsze charakterystyki mają detektory PM-355. Następnie omówiono badania impulsowych strumieni plazmowo-jonowych w układzie RPI-IBIS za pomocą spektrometru Thomsona i potwierdzono wcześniejsze spostrzeżenia, że rozkład energetyczny emitowanych jonów (np. protonów z wyładowań z wodorem oraz deuterionów z wyładowań z deuterem) zależy silnie od reżimu pracy układu, który charakteryzuje tzw. czas opóźnienia τ momentu przyłożenia wysokiego napięcia w stosunku do chwili iniekcji gazu roboczego.
5. Na podstawie dokładnych pomiarów spektrometrem Thomsona stwierdzono, że rozkłady energetyczne jonów gazu roboczego (emitowanych z badanej wersji układu RPI-IBIS) wykazały dużą populację jonów o niskich energiach (< 1 keV) oraz jedno lub dwa lokalne maksima. W przypadku deuterionów maksima te występowały ok. 10 keV i 30 keV przy pracy w reżimie pośrednim ($\tau = 170$ μ s), lub ok. 40 keV i 140 keV przy pracy w reżimie szybkim ($\tau = 130$ μ s). We wszystkich przypadkach badane rozkłady rozciągały się do energii rzędu 200-300 keV.
6. Następnie wykonano szczegółowe badania impulsowych strumieni plazmowo-jonowych w układzie RPI-IBIS za pomocą jonowych kamer typu „pinhole”, wyposażonych w detektory śladowe typu PM355, osłonięte filrami absorpcyjnymi z cienkich folii aluminiowych. Pomiary te wykazały, że emisja jonów z badanego układu miała charakter powtarzalny w skali makro, a nie była powtarzalna w mikroskali. Impulsowe strumienie plazmowo-jonowe miały bardzo złożoną strukturę przestrzenną. Protony (pochodzące z wyładowań z wodorem), a także deuterony (pochodzące z wyładowań z deuterem) były emitowane w formie licznych mikro-wiązek, tworzących w przekroju poprzecznym strukturę o kształcie pierścieniowym. Zbadano nie tylko przestrzenną mikrostrukturę wiązek jonowych, ale określono również ich charakterystyki energetyczne. W szczególności, pomiary z filrami potwierdziły, że mogą być emitowane mikro-wiązki protonów o energiach nawet > 320 keV.

7. Pomiary wykonane przy użyciu dużej tarczy z detektora śladowego typu PM355 (bez żadnych diafragm ograniczających) potwierdziły, że struktura badanych wiązek deuteronów miała podobny charakter jak w przypadku wiązek protonowych. Badania erozji tarczy, którą wykonano z miedzi i umieszczono w odległości 22 cm od końców elektrod układu RPI-IBIS, potwierdziły znaczną niejednorodność badanych strumieni plazmowo-jonowych.
8. W ramach analizy teoretycznej autor wykonał szczegółowe symulacje komputerowe, m.in. obliczenia rozkładu pól elektrycznych i magnetycznych w obszarze elektrod układu RPI-IBIS oraz obliczenia trajektorii jonów (protonów i deuteronów), które osiągają określone wartości energii wylotowej. Po raz pierwszy dokonano szczegółowej analizy trajektorii deuteronów dla różnych energii wyjściowych. Na podstawie porównania obliczonych trajektorii stwierdzono, że deuterony osiągające niższe energie (np. 100 eV) poruszają się po części obwodu wewnętrznych elektrod ruchem cyklicznym, a wraz ze wzrostem energii deuteronów rośnie stopień komplikacji ich ruchów. Deuterony o wyższych energiach (np. 200 keV) wielokrotnie przemierzają obwód elektrody wewnętrznej, przelatując również przez obszar centralny iniektora.
9. Bardzo ważnym wynikiem pracy autora były komputerowe symulacje obrazów jonowych oraz energetycznych rozkładów jonów dla różnych warunków (reżimów) pracy układu RPI-IBIS, które autor wykonał przy użyciu opracowanego kodu numerycznego i metody Monte-Carlo. Pewne różnice między wynikami obliczeń symulacyjnych rozkładu energetycznego i wynikami wykonanych pomiarów eksperymentalnych można wytłumaczyć uproszczeniami zastosowanego modelu oraz ograniczeniem analizowanego zakresu rozpatrywanych warunków brzegowych i początkowych. Porównanie wyników pomiarów eksperymentalnych z wynikami symulacji komputerowych wykazało jednak ich dobrą zgodność, a także przydatność zastosowanych metod diagnostycznych i modelu teoretycznego.

W podsumowaniu przedstawionych wyników badań eksperymentalnych i symulacji komputerowych można zatem stwierdzić, że główna teza rozprawy została udowodniona.

Należy tutaj zauważyć, że wiele z przedstawionych wyżej wyników eksperymentalnych zostało już poddanych ocenie zewnętrznej i opublikowane w kilku pracach zespołowych [50-53], w których autor rozprawy był pierwszym współautorem. Natomiast wyniki modelowania (symulacji) emisji wiązek jonowych przedstawiono w

kilku pracach, które były prezentowanych na międzynarodowych konferencjach specjalistycznych (m.in. w Kudowie oraz Ałuszcie) oraz w pracy wysłanej do druku.

Istotnym wnioskiem z przeprowadzonych badań jest stwierdzenie, że opisane metody diagnostyczne oraz programy numeryczne mogą być zastosowane do modelowania działania układów typu RPI o innych parametrach konstrukcyjnych, np. innych konfiguracjach elektrod i innych parametrach wyładowań plazmowych.

Przy podejmowaniu takich zadań należałoby pogłębić analizę masową i energetyczną strumieni plazmowo-jonowych przez dokładniejsze pomiary w funkcji czasu. Natomiast, rozważania i obliczenia modelowe (symulacyjne) należałoby rozszerzyć przez uwzględnienie dynamiki procesów akceleracji jonów, m.in. uwzględnienie zmian napięcia między-elektrodowego w funkcji czasu.

Spis literatury

1. Bolszaja Sowjetskaja Encikłopedija. (w 30 tomach) / Gł. red. A.M. Prochorow. wyd. III: Sow. Encikłopedija, 1969-78.
2. Pod red. L. A. Arcymowicza i in., Plazmjennyje uskoritjeli, Maszynostrojenje, Moskwa (1973).
3. Herold H., Jerzykiewicz A., Sadowski M., Schmidt H.: Comparative analysis of large plasma focus experiments performed at IPF, Stuttgart, and IPJ, Świerk. Nucl. Fusion **29**, No. 8 (1989) 1255–1269.
4. Bernard A., Brudzone H., Choi P., Chuaqui H., Gribkov V., Herdera J., Hirano K., Krejčí A., Lee S., Luo C., Mezzetti F., Sadowski M., Schmidt H., Ware K., Wong C.S., Zoita V.: Scientific status of plasma focus Research. J. Moscow Phys. Soc. **8** (1998) 93–170.
5. Sadowski M.J., Scholz M.: The main issues of research on dense magnetized plasmas in PF discharges. Plasma Sources Sci. and Technol. **17** (2008) 024001(13 pp).
6. Kubes P., Klir D., Paduch M., Pisarczyk T., Scholz M., Chodukowski T., Kalinowska Z., Rezac K., Kravarik J., Hitschfel J., Kortanek J., Bienkowska B., Ivanova-Stanik I., Karpinski L., Sadowski M.J., Tomaszewski K., Zielinska E.: Characterization of the neutron production in the modified MA plasma-focus. IEEE Trans. Plasma Sci. **40**, No. 4 (2012) 1075-1081.
7. Gryziński M.: Koncepcja prętowego (magnetoelektrycznego) działu plazmowego "DP". Instytut Badań Jądrowych, Raport INR No 711/XVIII/PP, Warszawa, Maj, 1966.
8. Morozov A. I.: Steady-state plasma accelerators and their possible applications in thermonuclear research. Nucl. Fusion, Special Suppl. (1969) 111–119.
9. <http://www.center.bg.ac.rs/plasma/Plasma%20Accelerators-S.htm>
10. Kislov A. Ya., Morozov A. I., Tilinin G. N., Distribution of potential in a quasi-stationary coaxial injector. Sov. Phys. Tech. Phys. **13**, No. 6 (1968) 736-738.
11. Vinogradova A. K., Morozov A. I., Stationary compression streams. In: Physics and applications of plasma accelerators. Nauka i Tekhnika, Minsk, (1974) 103-141.
12. Porotnikov A. A., Steady-state high-current plasma accelerators. - in the book Plasma Accelerators, Moscow, Mashinostroyenie (1973) 105-114.

13. Morozov A. I., Principles of coaxial (quasi-)steady-state plasma accelerators. *Sov. J. Plasma Phys.* **16** (2) (1990) 69-78.
14. Tereshin V. I., Quasi-stationary plasma accelerators (QSPA) and their applications. *Plasma Phys. Control. Fusion* **37** (1995) A177-A190.
15. Institute of Plasma Physics and Laser Microfusion: Annual Report 2011 (IPPLM, Warsaw 2012) Chapter 6.2.
16. Krasa J., Velyhan A., Krousky E., Laska L., Rohlena K., Jungwirth K., Ullschmied J., Lorusso A., Velardi L., Nassisis V., Czarnecka A., Ryc L., Parys P., Wolowski J.: Emission characteristics and stability of laser ion sources. *Vacuum* **85** (2010) 617-621.
17. Rosinski M., Gasior P., Parys P., Wolowski J.: Application of electrostatic acceleration and deflection system for sophisticated laser-produced ion implantation. *J. Optics & Adv. Mat.* **12** (2010) 762-765.
18. Badziak J., Mishra G., Gupta N.K., Holdkundkar A.R.: Generation of ultraintense proton beams by multi-ps circularly polarized laser pulses for fast ignition-related applications. *Phys. Plasmas* **18** (2011) 053108-053108-9.
19. Gryziński M.: A new device for creating a strongly focused hot plasma jet – Rod Plasma Injector (RPI). *Nukleonika*, vol. **XIV**, No. 7-8, (1969) 679-705.
20. Piekoszewski J., Gryziński M., Langner J., Werner Z. and Huth G.C.: A new approach to photovoltaic junction formation by using pulse implantation doping technique. *J. Phys. France* **43** (1982) 1353-1358.
21. Baranowski J.: Badania wpływu warunków eksperymentalnych na emisję strumieni plazmowo-jonowych w układach RPI, Rozprawa doktorska (Świerk 1996)
22. Gryzinski, M.; Appelt, J.; Baranowski, J.; Bielik, M.; Gorski, E.; Horodenski, A.; Jakubowski, L.; Jerzykiewicz, A.; Kurzyrna, J.; Langner, J. Nuclear fusion by cylindrical ion implosion, Plasma physics and controlled nuclear fusion research 1978; Proceedings of the Seventh International Conference, Innsbruck, Austria, August 23-30, (1978) vol. **3**. (A80-17751 05-75) Vienna, International Atomic Energy Agency, (1979) 225-236.
23. Langner J., Analiza warunków występowania zjawiska generacji intensywnych strumieni jonowych w imploderze plazmowym, Praca doktorska (Świerk 1982).
24. Gryzinski M., Nowikowski J., Jakubowski L.: Investigations of RPI in dynamic gas conditions. *Nukleonika*, vol. **XXI**, No. 11-12, (1976) 1227-1240.

25. Składnik-Sadowska E., Sadowski M., Baranowski J.: Investigation of convergent deuteron beams within a penetrable electrode system. Proc. 15th European Conf. on Controlled Fusion and Plasma Heating, Dubrovnik (1988), vol. **12B**, Part II, 633-636.
26. Baranowski J., Składnik-Sadowska E., Langner J., Czaus K.: Badania energetycznych charakterystyk strumieni jonowych emitowanych z urządzenia IBIS. Instytut Problemów Jądrowych, Opracowanie wewnętrzne nr 0-50/P-V/87, Świerk 1987.
27. Baranowski J., Czaus K., Składnik-Sadowska E.: Badania i próby optymalizacji strumieni plazmowych w układzie IBIS. Instytut Problemów Jądrowych, Opracowanie wewnętrzne nr 0-31/P-V/88, Świerk 1988.
28. Sadowski M.J., Baranowski J., Składnik-Sadowska E., Borisko V.N., Byrka O.V., Tereshin V.I., Tsarenko A.V. Characterization of pulsed plasma-ion streams emitted from RPI-type devices applied for material engineering Applied Surface Science **238** (2004) 433–437.
29. Landau L. i Lifszic E., Teoria Pola. OGIZ Moskwa, (1948) Leningrad § 21.
30. Bieger, W., Gresser, H., Noll, P., Tuczek, H.: Acceleration of Plasma, Zeitschrift fuer Naturforschung **18a**, (1963) 453-9.
31. Zolototrubov I. M., Kiselev V. A. and Novikov Yu. M., Study of processes in a coaxial plasma source. Zh. tekhn. Fiz. **34** (6) (1964) 998-1004.
32. Kulinski S., On the motion of a charged particle in a coaxial plasma accelerator. J. Nucl. Energy, Part C Plasma Phys. **8** (1966) 493.
33. Kuliński S., Ruch cząstek naładowanych w prętowym dziale plazmowym "DP". Instytut Badań Jądrowych, Raport INR No 712/VII/PP, Warszawa, Październik, (1966).
34. Gryziński M., Nowakowski J., Sadowski M., Układ eksperymentalny z prętowym działem plazmowym „DP”. Raport INR No 713/XVIII/PP, Warszawa, Maj, (1966).
35. Appelt J., Gosk J., Górski E., Langner J.: Zbadanie warunków generacji przepięć na urządzeniu IBIS w funkcji początkowych warunków gazowych przestrzeni międzyelektrodowej. Instytut Problemów Jądrowych, Opracowanie wewnętrzne nr O-31/P-V/86, Świerk 1986.
36. Górski E.: Zawory obwodowe – dokumentacja techniczna IPJ, Świerk (1982).

37. Langner J., Piekoszewski J., Werner Z., Tereshin V.I., Chebotarev V.V., Garkusha I., Waliś L., Sartowska B., Starosta W., Szymczyk W., Kopcewicz M., Grabias A.: Surface modification of constructional steels by irradiation with high intensity pulsed nitrogen plasma beams. *Surface and Coatings Technology*, **128-129** (2000), 105-111.
38. Składnik-Sadowska E., Malinowski K., Sadowski M.J., Czaus K., Marchenko A., Tsarenko A.V.: Preliminary study of plasma stream interaction with tungsten target within RPI-IBIS facility. *Prob. At. Sci. Tech. Vol.* **12** No 6 (2006) 135-137.
39. Malinowska A.: Badanie emisji protonów reakcji syntezy emitowanych z układu typu plasma fokus. Rozprawa doktorska (Świerk 2007).
40. Szydłowski A., Malinowska A., Sadowski M.J., Wassenhove G. Van, Schweer B. and the TEXTOR-team, Fusion-reaction protons measurements within TEXTOR by means of solid-state nuclear track detectors, *Czechoslovak Journal of Physics*, Vol. **56**, Suppl. B (2006), B156-B161.
41. Szydłowski A., Banaszak A., Sadowski M.J., Scholz M. and Wolowski J., Advantages of the use of solid-state nuclear track detectors in high-temperature plasma experiments, *Radiation Measurements* **40** (2005), 479-482.
42. Wołowski J., Badziak J., Boody F.P., Gammino S., Hora H., Jungwirth K., Krása J., Láska L., Parys P., Pfeifer M., Rohlena K., Szydłowski A., Torrisi L., Ullschmied J. and Woryna E., Characteristics of ion emission from plasma produced by high-energy short-wavelength (438 nm) laser radiation, *Plasma Phys. Contr. Fusion* **45** (2003), 1087-1093.
43. Szydłowski A., Sadowski M., Czyżewski T., Jaskóła M., Korman A., Fijał I.: Detection characteristics of PM-355 solid-state nuclear track detector for normal incident light ions within MeV energies. *Nucl. Instr. Methods B*, **171** (2000), 379-386.
44. Szydłowski, A., Banaszak, A., Fijał, I., Jaskóła, M., Korman, A., Sadowski, M., Zimek, Z., Influence of intensive γ and electron radiation on tracks formation in the PM-355 detectors. *Radiat. Meas.* **36**, (2003) 111-113.
45. Baranowski J., Składnik-Sadowska E.: Spektrometr masowy typu Thomsona przystosowany do badań plazmy. Raport INR 1683/XXIV/PP/B, Warszawa (1977).
46. <http://www.srim.org>

47. Skladnik-Sadowska, E., Sadowski, M., Influence of diaphragms on measurements of ions emitted from dense magnetized plasmas. *Nukleonika* **46**, Suppl. 1, (2001) S57-S60.
48. Mozer, A., Sadowski, M., Herold, H., Schmidt, H., Experimental studies of fast deuterons, impurity- and admixture-ions emitted from a plasma focus. *J. Appl. Phys.* **53**, (1982) 2959–2964.
49. Malinowska A., Szydlowski A., Jaskóła M., Korman A., Malinowski K., Kuk M., Calibration of new batches and a study of applications of nuclear track detectors under the harsh conditions of nuclear fusion experiment. *Nucl. Instr. and Meth. B* **281** (2012) 56-63.
50. Malinowski, K., Skladnik-Sadowska, E., Sadowski, M.J., Comparison of responses of LR-115A, CR-39 and PM-355 track detectors to pulsed low-energy proton streams. *Radiat. Meas.* **40**, (2005) 371–374.
51. Malinowski, K., Skladnik-Sadowska, E., Sadowski, M.J., Czaus K., Calibration of PM-355 nuclear track detectors for low-energy deuterons. *Radiat. Meas.* **43**, (2008) S286–S289.
52. Malinowski, K., Skladnik-Sadowska, E., Sadowski, M.J., Czaus, K., Corpuscular diagnostics of deuterium–plasma streams from RPI–IBIS discharges. *Czech. J. Phys.* **56** (Suppl. B), (2006) 309–314.
53. Malinowski, K., Skladnik-Sadowska, E., Sadowski, M.J., Czaus K., Application of PM-355 track detectors for investigation of the spatial structure of plasma–proton streams. *Radiat. Meas.* **44**, (2009) 865–869.
54. May R.M.: Energy loss by fast test ions in a plasma, *Aust. J. Phys.* **22** (1969) 687-99.