

Instytut Fizyki Plazmy i Laserowej Mikrosyntezy  
00-908 Warszawa, ul. Hery 23

Tadeusz Pisarczyk

**BADANIE DYNAMIKI I STABILNOŚCI PLAZMY  
LASEROWEJ W POLU MAGNETYCZNYM  
O RÓŻNEJ GEOMETRII**

*(Praca habilitacyjna)*

6/1998



P. 269

Praca wpłynęła do Redakcji dnia 20 kwietnia 1998 r.

Recenzent – Prof. dr hab. Jerzy Wołowski



56541



P r a c a   h a b i l i t a c y j n a

---

Instytut Podstawowych Problemów Techniki PAN

Nakład 100 egz. Ark. wyd. 7,00 Ark. druk. 8,75

Oddano do drukarni w kwietniu 1998r.

---

**ATOS** Poligrafia-Reklama, Warszawa, Stawki 14

## Streszczenie

W pracy przedstawiono wyniki badań eksperymentalnych i numerycznego modelowania plazmy, wytwarzanej z tarczy ciała stałego, przy gęstości mocy promieniowania laserowego około  $10^{14} \text{W/cm}^2$  i polu magnetycznym o indukcji w zakresie 5 – 20T zorientowanym zarówno równolegle jak i prostopadle do kierunku ekspansji plazmy.

Do diagnostyki plazmy laserowej wytwarzanej przy podłużnej geometrii pola magnetycznego stosowano trójkadrowy układ interferometryczny z blokiem elektronicznego zapisu i analizy interferogramów, umożliwiającym uzyskanie przestrzenno-czasowych rozkładów koncentracji elektronowej. W przypadku poprzecznej geometrii pola magnetycznego, ze względu na silne zaburzenie osiowej symetrii plazmy przez pole magnetyczne, do określenia przestrzennych rozkładów koncentracji elektronowej opracowano i zastosowano dwuekspozycyjną interferometrię tomograficzną. W badaniach tych, jako diagnostykę uzupełniającą, stosowano pomiary zmian pola magnetycznego za pomocą oddalonej sondy magnetycznej.

Podstawą przedstawionych w pracy analiz, były szczegółowe wyniki badań dotyczące określenia wpływu zewnętrznego pola magnetycznego (dla dwóch różnych jego geometrii) na przestrzenne rozkłady koncentracji elektronowej plazmy laserowej. Szczegółowa analiza tych rozkładów w połączeniu z dwuwymiarowym modelowaniem pokazała, że ekspansja plazmy w podłużnym polu magnetycznym prowadzi do powstania dwóch zasadniczo odmiennych konfiguracji plazmowych w zależności od sposobu oświetlania tarczy promieniowaniem laserowym. Szczególnie interesującą konfiguracją plazmy (ze względu na możliwość wykorzystania jej w badaniach ośrodków aktywnych laserów rentgenowskich) powstającą w końcowej fazie ekspansji jest cylinder plazmowy o stosunkowo wysokiej koncentracji elektronowej, około  $10^{18} \text{cm}^{-3}$  i promieniu zależnym od wartości indukcji pola magnetycznego ( $\sim B_0^{-2/3}$ ).

W przypadku poprzecznej geometrii pola magnetycznego, pomiary tomograficzne pokazały, że ograniczenie rozlotu plazmy laserowej polem magnetycznym o indukcji około 10T, prowadzi do silnego zaburzenia osiowej symetrii kolumny plazmowej (tzw. jamy diamagnetycznej). Uzyskane rozkłady koncentracji elektronowej w jamie diamagnetycznej oraz pomiary jej dynamiki, wykonane metodą zdalnej sondy magnetycznej, pozwalają sądzić, że za zaburzenie granicy plazmy odpowiedzialna jest żłobkowa niestabilność Rayleigh'a-Taylor'a rozwijająca się w początkowej fazie ekspansji plazmy w warunkach nienamagnesowania jonów.

# Spis treści

<b>1</b>	<b>Wprowadzenie i cel pracy</b>	<b>8</b>
<b>2</b>	<b>Wstęp</b>	<b>14</b>
2.1	Charakterystyka plazmy wytwarzanej impulsem promieniowania laserowego	14
2.2	Zastosowanie plazmy laserowej w nauce i technice . . . . .	17
2.3	Wyniki dotychczasowych badań plazmy laserowej ekspandującej w polu magnetycznym . . . . .	20
2.4	Motywacja do podjęcia badań objętych niniejszą pracą . . . . .	25
<b>3</b>	<b>Metodyka i aparatura zastosowana w badaniach</b>	<b>27</b>
3.1	Wybór metody badań . . . . .	27
3.2	Zautomatyzowany układ do rejestracji i analizy interferogramów plazmy .	29
3.2.1	Interferometr . . . . .	29
3.2.2	Blok elektronicznego zapisu i analizy interferogramów . . . . .	31
3.3	Komputerowe opracowanie interferogramów dla plazmy laserowej osiowo-symetrycznej . . . . .	32
3.4	Interferometr dwukanałowy i metodyka wyznaczania przestrzennych rozkładów koncentracji elektronowej w plazmie laserowej o zaburzonej symetrii osiowej	41
3.5	Metodyka "oddalonej" sondy magnetycznej . . . . .	48
3.6	Układy eksperymentalne . . . . .	52
3.6.1	Układ eksperymentalny do badania plazmy w polu magnetycznym o symetrii osiowej . . . . .	52
3.6.2	Układ eksperymentalny do badania plazmy w poprzecznym polu magnetycznym . . . . .	54
3.6.3	System do zdalnego sterowania układem akwizycji obrazów . . . . .	55
<b>4</b>	<b>Badania ekspansji plazmy laserowej w podłużnym polu magnetycznym</b>	<b>57</b>
4.1	Wyniki badań swobodnej ekspansji plazmy . . . . .	58
4.2	Eksperymentalna realizacja reżimów ekspansji plazmy laserowej . . . . .	64
4.3	Wyniki badań ekspansji plazmy w podłużnym polu magnetycznym . . . . .	66
4.3.1	Ekspansja kątowa . . . . .	66
4.3.2	Ekspansja osiowa . . . . .	73
4.4	Wnioski dotyczące wyników pomiarów . . . . .	75

<b>5</b>	<b>Numeryczne modelowanie ekspansji plazmy laserowej w zewnętrznym podłużnym polu magnetycznym</b>	<b>77</b>
5.1	Opis modelu numerycznego	77
5.2	Wyniki obliczeń numerycznych	80
5.3	Porównanie wyników obliczeń numerycznych z wynikami pomiarów	84
5.3.1	Ekspansja kąтова	86
5.3.2	Ekspansja osiowa	89
5.4	Podsumowanie badań eksperymentalnych i modelowania ekspansji plazmy w podłużnym polu magnetycznym	90
5.4.1	Ograniczenia modelu	90
5.4.2	Wnioski dotyczące przeprowadzonych badań eksperymentalnych i obliczeń numerycznych	91
<b>6</b>	<b>Badanie ekspansji plazmy laserowej w poprzecznym polu magnetycznym</b>	<b>92</b>
6.1	Wyniki badań oddziaływania plazmy laserowej z poprzecznym polem magnetycznym	93
6.1.1	Wyniki pomiarów uzyskanych za pomocą dwukanałowego interferometru	93
	Swobodna ekspansja plazmy laserowej	93
	Ekspansja plazmy laserowej w poprzecznym polu magnetycznym	95
6.1.2	Wyniki pomiarów uzyskanych za pomocą "oddalonej" sondy magnetycznej	102
6.2	Analiza wyników pomiarów	105
6.3	Wnioski dotyczące przeprowadzonych pomiarów i analiz	111
<b>7</b>	<b>Podsumowanie wyników badań eksperymentalnych plazmy laserowej oddziaływującej z polem magnetycznym</b>	<b>113</b>
7.1	Zestawienie nowych rozwiązań w zakresie budowy aparatury naukowej i metod pomiarowych	113
7.2	Najważniejsze wyniki pomiarów	114
7.2.1	Uwagi ogólne	114
7.2.2	Ekspansja swobodna plazmy laserowej	115
7.2.3	Plazma laserowa w podłużnym polu magnetycznym	116
7.2.4	Plazma laserowa w poprzecznym polu magnetycznym	118
7.3	Analiza procesów fizycznych występujących przy oddziaływaniu plazmy laserowej z polem magnetycznym	119
7.3.1	Konfiguracje plazmy laserowej w podłużnym polu magnetycznym	119
7.3.2	Tworzenie jamy diamagnetycznej przez plazmę laserową ekspandującą poprzecznie do pola magnetycznego	121
7.4	Ocena osiągnięcia celu pracy	122
7.5	Propozycje dalszych prac	124

# Podziękowania

*Dziękuję za pomoc i życzliwość wszystkim koleżankom i kolegom z Instytutu Fizyki Plazmy i Laserowej Mikrosyntezy biorącym udział w przygotowaniu eksperymentu i realizacji badań przedstawionych w ramach niniejszej pracy. W szczególności dziękuję kolegom: Dr A. Kasperczukowi, Dr R. Miklaszewskiemu, Prof. J. Wołowskiemu oraz Doc. L. Karpińskiemu. Słowa podziękowania kieruję do Pana Profesora M. Sadowskiego za długoletnie wspieranie mnie, inspirację i mobilizację w prowadzonej przeze mnie działalności naukowej. Koleżance Mgr Ewie Zielińskiej dziękuję za pomoc w edycji pracy. Dziękuję również mojemu synowi Pawłowi za pomoc w opracowaniu oprogramowania i konfigurację sprzętu komputerowego dla potrzeb automatyzacji eksperymentu.*

*Niniejsza praca mogła powstać dzięki życzliwości Dyrekcji Instytutu Fizyki Plazmy i Laserowej Mikrosyntezy oraz udzielonemu wsparciu finansowemu ze strony Komitetu Badań Naukowych w ramach dwóch projektów badawczych (nr. 8S08491/02 oraz nr. 8T11B007/09). Wszystkim tym osobom i instytucjom składam podziękowanie.*

*Pracę tę dedykuję Jagódce i Grażynie.*

*Autor*

# Rozdział 1

## Wprowadzenie i cel pracy

Badania eksperymentalne oraz teoretyczne zjawisk fizycznych zachodzących w plazmie laserowej prowadzone są z wykorzystaniem laserów o różnym czasie trwania impulsu, różnej długości fali promieniowania laserowego oraz dla różnej geometrii oświetlenia tarczy. Plazma wytwarzana laserem przy gęstości mocy promieniowania większej niż  $10^{13} \text{W/cm}^2$ , charakteryzująca się koncentracją elektronową około  $10^{21} \text{cm}^{-3}$  i temperaturą rzędu  $1 \text{keV}$ , ze względu na różnorodność zachodzących w niej zjawisk, jest sama w sobie unikalnym obiektem badań. Wieloletnie badania pokazały, że realizacja mikrosyntezy laserowej jest tylko jedną z wielu możliwości zastosowań plazmy laserowej. Pomijając aspekt zastosowań militarnych plazma laserowa znajduje coraz większe zastosowanie jako laserowo-plazmowe źródło miękkiego promieniowania rentgenowskiego w tym spójnego w takich dziedzinach nauki i techniki jak: optyka rentgenowska, spektroskopia, mikroelektronika czy medycyna. Inne możliwości aplikacyjne dotyczą opracowania źródła jonów dla akceleratora oraz zastosowań technologicznych np. do implantacji jonów w celu poprawienia własności powierzchni materiałów lub naporowywania.

Duże możliwości zarówno poznawcze jak i aplikacyjne, w odniesieniu do wyszczególnionych wyżej aspektów związane są z zastosowaniem zewnętrznego pola magnetycznego do ograniczenia i sterowania ekspansją plazmy. Oddziaływanie plazmy laserowej z polem magnetycznym umożliwia ponadto, modelowanie zjawisk fizycznych w plazmie przestrzeni okołozemskiej. Stosując pole magnetyczne do ograniczenia rozlotu plazmy laserowej, można zasadniczo zmienić obraz emisji rentgenowskiej i generacji strumieni jonów. Szczególnie interesującą propozycją w tym zakresie jest zastosowanie pola magnetycznego do polepszenia warunków akcji laserowej w zakresie rentgenowskim. Tym sposobem w Laboratorium Fizyki Plazmy na Uniwersytecie w Princeton uzyskano kilkukrotne zwiększenie intensywności linii  $\lambda = 182 \text{\AA}$  dla plazmy składającej się z jonów węgla *CVI* i wytwarzanej przy gęstości mocy około  $10^{12} \text{W/cm}^2$ . Dużo bardziej in-

interesujące, ze względu na praktyczne zastosowanie, byłoby poznanie wpływu pola magnetycznego na plazmę składającą się z jonów wodoru- i helopodobnych pierwiastków cięższych niż węgiel, umożliwiającą uzyskanie akcji laserowej w zakresie długości fal poniżej  $100\text{\AA}$ . Zagadnienie to związane jest bezpośrednio z uformowaniem za pomocą pola magnetycznego wydłużonej kolumny plazmy laserowej, stanowiącej ośrodek aktywny takiego lasera, o rozkładach koncentracji elektronowej i temperatury optymalnych dla realizowanego przejścia laserowego. Uzyskanie akcji laserowej w zakresie poniżej  $100\text{\AA}$  wymaga stosowania do wytworzenia plazmy promieniowania laserowego o gęstości mocy co najmniej  $10^{14}\text{W/cm}^2$ . Z tego względu duże znaczenie ma poznanie wpływu silnego pola magnetycznego na plazmę laserową wytwarzaną przy dużych gęstości mocy promieniowania laserowego.

W dostępnej literaturze nie ma prac eksperymentalnych na temat oddziaływania pola magnetycznego z plazmą laserową wytwarzaną przy gęstości mocy lasera powyżej  $10^{12}\text{W/cm}^2$ . Z kolei prace poświęcone najbardziej interesującej tematyce tzn. kształtowaniu konfiguracji plazmowych dla celów optymalizacji akcji laserowej w zakresie rentgenowskim oraz generacji skoncentrowanych strumieni wysokozjonizowanych jonów, dotyczą oddziaływania plazmy laserowej ze stosunkowo słabymi polami magnetycznymi o indukcji około  $1T$ . Stosowane do opisu plazmy laserowej w polu magnetycznym modele i kody są bardzo uproszczone (przeważnie jednowymiarowe) i nie uwzględniają wielu warunków istotnych dla weryfikacji wyników tych eksperymentów takich jak np. sposób zogniskowania promieniowania laserowego na tarczy. Mimo dużego wysiłku ze strony zarówno eksperymentatorów jak i teoretyków nie są dotychczas dobrze poznane mechanizmy oddziaływania plazmy laserowej z polem magnetycznym o dowolnej geometrii. Wyraźna luka dotyczy gęstej i wysokotemperaturowej plazmy wytwarzanej promieniowaniem laserowym o gęstości mocy około  $10^{14}\text{W/cm}^2$ , w silnym polu magnetycznym, w której mogą powstawać wysokozjonizowane jony cięższych pierwiastków, odpowiedzialne między innymi za emisję promieniowania z krótkofalowego zakresu widma.

Balania oddziaływania pola magnetycznego z plazmą laserową wytwarzaną przy gęstości mocy promieniowania laserowego około  $10^{14}\text{W/cm}^2$  podjęto w Instytucie Fizyki Plazmy i Laserowej Mikrosyntezy w zespole kierowanym przez autora niniejszej pracy. Już wstępne wyniki pomiarów spektroskopowych oraz interferometrycznych, uzyskane dla zewnętrznego pola magnetycznego o indukcji około  $20T$ , pokazały celowość kontynuowania takich badań. W wypadku pomiarów spektroskopowych potwierdzono między innymi występowanie inwersji obsadzeń poziomów jonów wodoru- i helopodobnych fluoru w rentgenowskim zakresie widma ( $\lambda = 60\text{\AA}$  oraz  $81\text{\AA}$ ). Jednokadrowe pomiary interferometryczne pokazały natomiast złożoność procesu oddziaływania silnego pola mag-



netycznego z plazmą laserową. Dotyczyło to między innymi powstawania parabolicznej konfiguracji plazmy, tzw. "podkówki".

Motywacją podjęcia szczegółowych badań eksperymentalnych i teoretycznych przedstawionych w niniejszej pracy była chęć znacznego uzupełnienia, dotychczasowego stanu wiedzy na temat oddziaływania silnego pola magnetycznego z plazmą laserową oraz możliwość określonego formowania plazmy laserowej polem magnetycznym.

Celem pracy było poznanie oddziaływania plazmy laserowej wytwarzanej przy gęstości mocy promieniowania około  $10^{14} \text{W/cm}^2$  z silnym podłużnym i poprzecznym (w stosunku do kierunku promieniowania laserowego) polem magnetycznym o indukcji do  $20T$ , a w szczególności określenia wpływu tego pola na jej dynamikę i rozkład koncentracji elektronowej oraz stabilność powstałej konfiguracji plazmy. Za ważne zagadnienie badawcze, ze względów zarówno poznawczych jak i aplikacyjnych, uznano możliwość wykorzystania pola magnetycznego do formowania konfiguracji przydatnych w pracach nad generacją, propagacją i wzmocnieniem spójnego promieniowania w ośrodkach aktywnych laserów rentgenowskich.

Praca rozpoczyna się (rozdział 2) krótką charakterystyką plazmy laserowej i jej zastosowań oraz przeglądem literatury pozwalającym ocenić wkład uzyskanych wyników do dotychczasowego stanu wiedzy na temat badania plazmy laserowej w polu magnetycznym.

Zrealizowanie celu wymagało przygotowania subtelnej aparatury diagnostycznej umożliwiającej pomiary przestrzenne i czasowe koncentracji elektronowej w plazmie laserowej w warunkach silnego ograniczenia pola obserwacji plazmy, zlokalizowanej wewnątrz cewki wytwarzającej pole magnetyczne. Zbudowano trójkanałowy układ akwizycji obrazów, który wykorzystano do budowy trójkadrowego zautomatyzowanego interferometru. Za pomocą tego interferometru prowadzone były badania plazmy laserowej ekspandującej równolegle do kierunku pola magnetycznego. W badaniach plazmy laserowej w poprzecznym polu magnetycznym układ akwizycji obrazów umożliwił prowadzenie pomiarów interferometrycznych metodą dwuekspozycyjnej tomografii. Stosowano dwie wzajemnie prostopadłe projekcje: wzdłuż linii sił pola magnetycznego i w kierunku do niego prostopadłym. Jako diagnostykę pomocniczą w tych badaniach stosowano pomiar zmian pola magnetycznego za pomocą oddalonej sondy magnetycznej. Do ilościowej analizy otrzymanych interferogramów i sygnałów z sond zostały opracowane stosowne metodyki pomiarów i specjalistyczne oprogramowanie. Do analizy interferogramów odpowiadających plazmie osiowoosymetrycznej opracowano blok programowy umożliwiający otrzymanie, na podstawie rozkładu prążków interferencyjnych, informacji o rozkładzie koncentracji elektronowej w całym badanym obszarze plazmy. Miało to zasadnicze znaczenie

dla interpretacji wyników pomiarów i jednoznacznej oceny wpływu pola magnetycznego na plazmę laserową. W celu interpretacji ilościowej wyników uzyskanych w eksperymencie z poprzecznym polem magnetycznym opracowano nową metodę umożliwiającą określenie rozkładu koncentracji elektronowej w plazmie o zaburzonej symetrii osiowej na podstawie dwóch wzajemnie prostopadłych projekcji. Aparaturę diagnostyczną oraz sposób ilościowej analizy interferogramów i tomogramów plazmy laserowej przedstawiono w rozdziale 3 pracy.

Wyniki pomiarów plazmy laserowej w osiowym polu magnetycznym przedstawiono w rozdziale 4. Badano wpływ pola magnetycznego o indukcji w zakresie 5 – 20T na dynamikę plazmy laserowej wytwarzanej przy gęstości mocy promieniowania laserowego  $10^{14} \text{W/cm}^2$ . Badania prowadzono przy różnym sposobie zogniskowania promieniowania laserowego na tarczy płaskiej wykonanej z teflonu.

Do modelowania zachowania się plazmy laserowej w polu magnetycznym opracowano dwuwymiarowy kod MHD. Model i rezultaty obliczeń numerycznych przedstawiono w rozdziale 5 pracy. Analiza uzyskanych eksperymentalnie rozkładów koncentracji elektronowej i modelowanie dwuwymiarowe, pozwoliły w wystarczającym stopniu rozstrzygnąć dotychczasowe wątpliwości i stworzyć jednolity obraz ekspansji plazmy laserowej w osiowym polu magnetycznym. Wyjaśniono między innymi naturę pochodzenia stabilnej konfiguracji plazmy (nazwanej "podkówką") i jej transformacji w późnych stadiach ekspansji do cylindrycznej konfiguracji plazmy o promieniu  $\sim B_0^{-2/3}$ .

Badania tomograficzne plazmy w poprzecznym polu magnetycznym zaprezentowano w rozdziale 6 pracy. Skoncentrowano się na procesie tworzenia jamy diamagnetycznej i stabilności plazmy wypełniającej tę jamę. W rozdziale tym przedstawiono wyniki pomiarów koncentracji elektronowej plazmy wykonane metodą dwuekspozycyjnej interferometrii tomograficznej oraz pomiary dynamiki jamy diamagnetycznej wykonane za pomocą zdalnej sondy magnetycznej. Stwierdzono występowanie silnego żłobkowego zaburzenia frontu ekspandującej plazmy, którego naturę trudno było wyjaśnić w oparciu o wcześniejsze opublikowane badania w tym zakresie. Wyniki dotychczasowych badań dynamiki i stabilności plazmy laserowej w poprzecznym polu magnetycznym dotyczą oddziaływania rzadkiej plazmy z polem magnetycznym o indukcji o rząd mniejszej aniżeli w wypadku eksperymentu zrealizowanego w niniejszej pracy. Niemniej jednak występujące pewne analogie związane z przebiegiem zjawisk w tych różnych eksperymentach, jak również proponowane w opublikowanych pracach różne rodzaje niestabilności odpowiedzialne za zaburzenie frontu ekspandującej plazmy np. niestabilność Rayleigh'a-Taylor'a uwzględniającą stan nienamagnetyzowania jonów, były pomocne przy interpretacji uzyskanych wyników.

W rozdziale 7 dokonano podsumowania pracy, obejmującego następujące zagadnienia:

- ocenę zbudowanej aparatury diagnostycznej i opracowanych metodyk pomiarowych,
- zestawienie najważniejszych wyników eksperymentalnych i obliczeń teoretycznych,
- analizę procesów fizycznych występujących przy oddziaływaniu plazmy laserowej z polem magnetycznym,
- ocenę stopnia realizacji celu i tezy pracy.

W realizacji niniejszej pracy pomogło autorowi specjalizowanie się przez wiele lat w badaniach oddziaływania gęstej i gorącej plazmy z zewnętrznym polem magnetycznym w różnych urządzeniach plazmowych w kraju i za granicą. W badaniach tych stosowane były diagnostyki optyczne i rentgenowskie, które rozwinął i wykorzystał do pomiarów wykonanych w ramach tej pracy. Duże doświadczenie w zakresie interferometrii autor zdobył w początkowym okresie działalności naukowej uczestnicząc w pracach badawczych na urządzeniach plasma-focus w Instytucie Fizyki Plazmy i Laserowej Mikrosyntezy (IFPiLM) i w Instytucie Badań Jądrowych (IBJ) w Świerku, których konsultantem naukowym był Prof. M. Sadowski z IBJ. Niezależnie od prac badawczych prowadzonych w kraju, autor uczestniczył w ramach współpracy naukowej z Instytutem Fizyki im. Lebediewa w Moskwie (FIAN) w badaniach polarymetrycznych i interferometrycznych plazmy na eksperymentach do laserowej mikrosyntezy: "KALMAR" i "DELFIN". Dorobek naukowy uzyskany w zakresie badań polarymetrycznych i interferometrycznych plazmy na urządzeniu plasma-focus oraz systemie laserowym "DELFIN" został podsumowany rozprawą doktorską. Następnie, wyjazd na kontrakt naukowy do FIAN umożliwił, autorowi zrealizowanie pomiarów prądu (metodami polarointerferometrycznymi) na układzie typu mikropincz tzw. iskrze próżniowej oraz kontakt z nową nierozwijaną w IFPiLM dziedziną - optyką rentgenowską. W ramach drugiego tematu autor uczestniczył w badaniach spektroskopowych na synchrotronie S-60 w FIAN. Badania dotyczyły optymalizacji pracy cylindrycznych zwierciadeł rentgenowskich, wykonywanych przy odbiciu i "zawracaniu" promieniowania rentgenowskiego tzw. efekt ślizgowego padania. Zwierciadła takie mogą być wykorzystane w badaniach nad laserem rentgenowskim. Wspólnie z naukowcami z FIAN (Prof. V.B. Rozanovem i Prof. S.Yu. Gus'kovem) opracował koncepcję zastosowania pola magnetycznego do sterowania strumieniami plazmowymi w tarczach do mikrosyntezy laserowej, stosowanych w tzw. pośredniej syntezie laserowej.

Przedstawione w pracy wyniki badań są w dużej części opublikowane i obejmują 6 pozycji w recenzowanych czasopismach naukowych [138, 139, 156, 157, 184, 185], 2 pozycje jako wykłady plenarne na międzynarodowych konferencjach [181, 188] oraz 7 pozycji jako referaty [137, 178, 179, 180, 183, 186, 187].

# Rozdział 2

## Wstęp

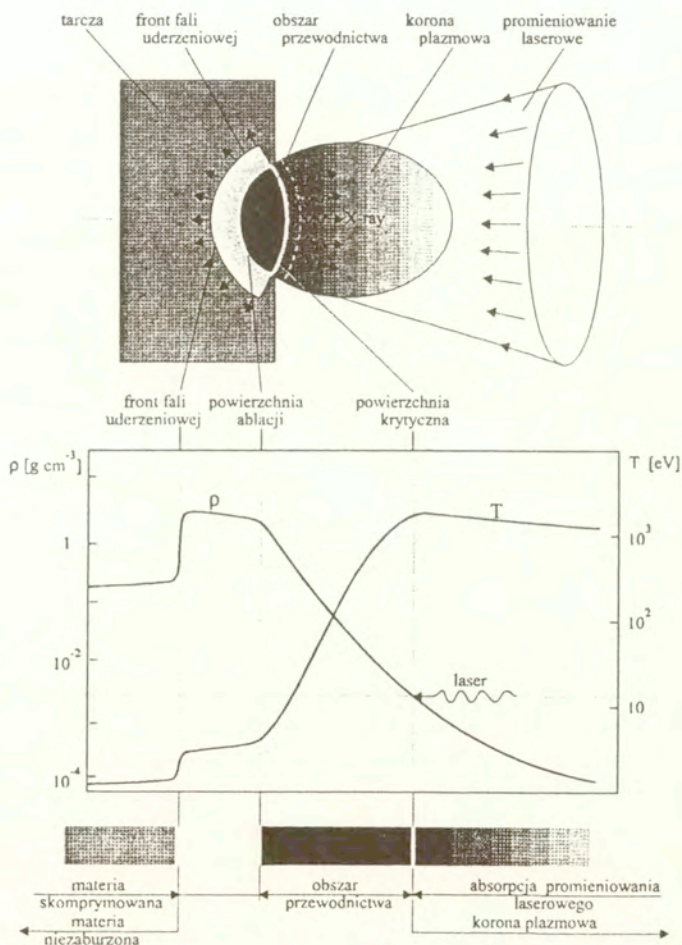
### 2.1 Charakterystyka plazmy wytwarzanej impulsem promieniowania laserowego

W badaniach eksperymentalnych plazmy wytwarzanej laserem wykorzystuje się dwie zasadnicze konfiguracje geometryczne: płaską i sferyczną. Badania prezentowane w ramach niniejszej pracy dotyczą plazmy, która jest wytwarzana przy oddziaływaniu promieniowania laserowego z tarczą płaską. Niezależnie od parametrów wiązki laserowej oraz konstrukcji tarczy procesy fizyczne zachodzące przy oddziaływaniu promieniowania laserowego z tarczą są bardzo podobne [1, 2]. W przypadku zogniskowania wiązki promieniowania laserowego dużej mocy na tarczy z ciała stałego (rys. 1) uproszczony przebieg zjawisk fizycznych jest następujący;

W początkowej fazie oddziaływania niewielka część energii impulsu promieniowania laserowego powoduje odparowanie i jonizację materiału na powierzchni tarczy. Powstaje warstwa plazmowa o wysokiej koncentracji elektronowej (bliskiej koncentracji ciała stałego) i niskiej temperaturze. W warstwie tej ulega absorpcji główna część energii impulsu laserowego. W wyniku absorpcji promieniowania temperatura plazmy wzrasta, natomiast jej ekspansja powoduje spadek koncentracji elektronowej. Ciepło plazmy powoduje dalsze odparowanie materiału tarczy, przez co uzupełniane są straty materii plazmowej spowodowane jej ekspansją w kierunku lasera. Tym sposobem, po czasie około 100ps, wytwarza się ustalony wypływ plazmy z powierzchni nagrzewanej tarczy, który trwa, aż do momentu zakończenia impulsu laserowego. Opisanemu wyżej przebiegowi zjawiska - oddziaływania impulsu laserowego z tarczą płaską - odpowiada struktura warstwowa przedstawiona na rys. 1. W strukturze tej można wyróżnić dwie charakterystyczne powierzchnie:

**ablacji** – rozgraniczającej nienagrzany obszar materiału tarczy o koncentracji elektro-

nowej zbliżonej do koncentracji ciała stałego) od obszaru wytworzonej plazmy, krytyczną – wyznaczoną przez obszar plazmy o koncentracji elektronowej równej koncentracji odcięcia dla promieniowania laserowego nagrzewającego tarczę (dla lasera neodymowego o długości fali  $\lambda \approx 1.06\mu\text{m}$  koncentracja odcięcia wynosi około  $10^{21}\text{cm}^{-3}$ ).



Rys. 1. Ilustracja procesu oddziaływania promieniowania laserowego z tarczą płaską.

W ekspandującej plazmie, w miarę oddalania się od powierzchni tarczy, maleje koncentracja elektronowa plazmy (rys. 1). Ponieważ energia promieniowania laserowego jest

absorbowana w plazmie o koncentracji elektronowej mniejszej od koncentracji odcięcia, więc efektywność pochłaniania promieniowania laserowego podczas ekspansji rośnie w miarę jak przybywa plazmy o koncentracji elektronowej niższej od odcięcia. Obszar plazmy o koncentracji elektronowej mniejszej od koncentracji odcięcia nazywany jest koroną przez analogię do plazmy słonecznej. Podstawowym mechanizmem pochłaniania promieniowania laserowego dużej mocy jest absorpcja zderzeniowa w procesie "inverse bremsstrahlung" zwana również absorpcją klasyczną [3]. Ponieważ proces ten zależy od częstości zderzeń elektron-jon  $\nu_{ei}$ , która jest funkcją temperatury i koncentracji elektronowej plazmy ( $\nu \sim n_e \cdot T_e^{-3/2}$ ), dlatego efektywność absorpcji klasycznej jest tym większa, im większa jest koncentracja elektronowa i niższa temperatura plazmy.

W pobliżu powierzchni krytycznej ważną rolę w pochłanianiu promieniowania laserowego odgrywa, obok klasycznego mechanizmu absorpcji, pochłanianie rezonansowe oraz mechanizmy anomalne związane z rozwojem w plazmie niestabilności parametrycznych i turbulencji jonowo-akustycznych. W obszarze powierzchni krytycznej mogą się również rozwijać niestabilności parametryczne odpowiedzialne za procesy rozproszeniowe powodujące osłabienie absorpcji, takie jak stymulowane rozproszenia Brillouina i Ramana. Szczegółowe omówienie wyżej wymienionych procesów można znaleźć w pracach przeglądowych [4, 5], w których podano również szeroki spis literatury źródłowej.

Energia promieniowania laserowego zaabsorbowanego w obszarze korony jest dostarczana do powierzchni ablacji, do której promieniowanie bezpośrednio nie dociera, głównie drogą elektronowego przewodnictwa cieplnego [6]. Z tego powodu warstwa plazmy usytuowana między powierzchnią krytyczną, a powierzchnią ablacji nosi nazwę warstwy przewodnictwa (rys. 1). Szerokość warstwy przewodnictwa określona jest zasięgiem elektronowego przewodnictwa cieplnego. Szerokość ta silnie zależy od długości fali i intensywności promieniowania laserowego wytwarzającego plazmę. Warstwa przewodnictwa jest obszarem bardzo gęstej plazmy, w której występują silne gradienty koncentracji elektronowej i temperatury. W obszarze tarczy przed frontem ablacji występuje słabo podgrzana materia, skompresowana przez falę uderzeniową propagującą się w wyniku prawa zachowania pędu, jako reakcja układu na bardzo szybkie odparowanie materii. W związku z tym ma ona kierunek rozchodzenia się przeciwny, aniżeli ruch plazmy w obszarze przewodnictwa i korony plazmowej.

Przekazywanie energii z obszaru korony do powierzchni ablacji może być również wspomagane lub ograniczane przez takie procesy fizyczne jak: generacja szybkich elektronów, anomalnie ograniczane przewodnictwo elektronowe, generacja spontanicznych pól magnetycznych, promieniowanie własne plazmy (głównie z zakresu rentgenowskiego) jak również przez deformacje hydrodynamiczne plazmy. Szczegółowy opis wymienionych

procesów można znaleźć np. w monografiach [5, 7].

Należy podkreślić, że rozlatująca się plazma unosi około 50 – 90% zaabsorbowanej energii promieniowania laserowego. Prawie cała energia termiczna elektronów i jonów przekształca się w energię ukierunkowanego ruchu jonów. Ta silnie zjonizowana plazma w obszarze korony emituje miękkie promieniowanie rentgenowskie, na które składa się: promieniowanie hamowania swobodnych elektronów (bremsstrahlung) związane ze zmianą prędkości elektronów zderzających się z jonami w plazmie, promieniowanie rekombinacyjne powstające w rezultacie wychwytu elektronu swobodnego przez rekombinujący jon oraz promieniowanie liniowe, które jest wynikiem przejść optycznych w wzbudzonych jonach w plazmie. Właśnie ze względu na emisję miękkiego promieniowania rentgenowskiego z plazmą laserową wiąże się obecnie duże nadzieje wykorzystania jej jako źródła promieniowania rentgenowskiego, w tym spójnego, dla różnych zastosowań. Dotyczy to pośrednio również badań wykonanych w ramach niniejszej pracy.

## 2.2 Zastosowanie plazmy laserowej w nauce i technice

Badania nad wykorzystaniem plazmy wytwarzanej impulsem laserowym dużej mocy w nauce i technice koncentrują się od lat wokół takich zagadnień jak:

- realizacja mikrosyntezy laserowej i zastosowania militarne,
- opracowanie laserowo-plazmowych źródeł promieniowania rentgenowskiego, w tym lasera rentgenowskiego,
- opracowanie laserowo-plazmowych źródeł jonów wieloładunkowych,
- nowe technologie materiałowe (naparowanie, implantacja jonów, utwardzanie powierzchni).

Realizacja syntezy termojądrowej za pomocą lasera, jako jednej z wielu dróg zmierzających do osiągnięcia tego celu pojawiła się zaraz po odkryciu lasera na początku lat sześćdziesiątych [8, 9]. Koncepcja mikrosyntezy laserowej w swej pierwszej wersji polegała na zastosowaniu lasera dużej mocy do nagrzania tarczy zawierającej paliwo termojądrowe (np. deuter lub mieszanina deuteru i trytu) tak aby energia wydzielona w procesie syntezy, przed rozlotem plazmy była większa od energii doprowadzonej do lasera.



Pierwszy eksperyment potwierdzający słuszność takiej idei przeprowadzono dopiero w roku 1968 w Instytucie Fizyki im. Labiediewa [10]. W eksperymencie tym uzyskano plazmę o temperaturze rzędu milionów stopni Kelvina oraz zarejestrowano emisję neutronów, o energiach świadczących o zachodzeniu w takiej plazmie aktów syntezy termojądrowej. Wyniki tego eksperymentu zostały potwierdzone w innych laboratoriach świata, między innymi w Polsce [11].

Jednakże uzyskane w tych eksperymentach rezultaty i przeprowadzone na tej podstawie oceny energii lasera niezbędnej do uzyskania dodatniego bilansu energetycznego wskazywały na wartości większe niż 10MJ [12, 13]. Konieczność budowy tak gigantycznego lasera rozwiła nadzieję na szybkie wykorzystanie mikrosyntezy laserowej do celów energetycznych.

Z tego też względu dalsze prace nad syntezą laserową koncentrowały się głównie nad znalezieniem sposobu bardziej efektywnego nagrzewania paliwa termojądrowego, a tym samym nad obniżeniem wymagań na energię lasera. Główny wysiłek skierowano na badanie efektywności procesu implozji laserowej dla wielu wariantów tarcz w postaci mikrosfer, dla różnych długości i czasów trwania impulsu laserowego. Implozyjny sposób inicjowania syntezy laserowej polega na nagrzewaniu zewnętrznej warstwy tarczy mikrosferycznej dla uzyskania efektu gwałtownego zapadnięcia się (implozji) wewnętrznej warstwy tej tarczy. Implozja taka powoduje kompresję i grzanie paliwa termojądrowego wypełniającego mikrosferę. Przeprowadzone w tym zakresie badania eksperymentalne i teoretyczne w wielu ośrodkach naukowych pozwoliły na wyróżnienie dwóch perspektywicznych sposobów realizacji syntezy laserowej:

- bezpośrednia implozja mikrosfer o dużym stosunku średnicy do grubości ścianki z użyciem laserów krótkofalowych, [14],
- pośrednia implozja mikrosfer pod wpływem promieniowania rentgenowskiego emitowanego z plazmy wytwarzanej laserem krótkofalowym, [15, 16].

Metoda pierwsza umożliwia uzyskanie bardzo wysokich temperatur plazmy i dużych wydajności neutronowych przy umiarkowanych koncentracjach elektronowych plazmy. Zaletą tej metody jest prosta konstrukcja tarcz mikrosferycznych. Wadą - konieczność uzyskania bardzo dużej (1 – 2%) symetrii sferycznej oświetlenia tarczy wiązkami laserowymi.

Stosując drugą metodę uzyskuje się rekordowe koncentracje elektronowe i duże temperatury plazmy. W tym celu stosuje się tarcze o bardzo złożonych konstrukcjach np. typu cannonball, hohlraum, w których plazma o dużej liczbie atomowej wytwarzana

promieniowaniem laserowym jest źródłem promieniowania rentgenowskiego, które nagrzewa następnie znajdujące się wewnątrz paliwo termojądrowe. Oczekuje się, że w metodzie grzania pośredniego możliwe będzie uzyskanie warunków zapłonu termojądrowego już przy energiach lasera do 5MJ. Badania w zakresie grzania pośredniego tarcz prowadzone są głównie w laboratorium w Livermore w USA, Osace w Japonii i w Limeil we Francji. W USA są one w dużej części utajnione. Obszerniejsze informacje dotyczące stanu badań można znaleźć w pracach [17, 18, 19].

Propozycje wykorzystania plazmy laserowej jako laserowo-plazmowego źródła rentgenowskiego pojawiły się w literaturze w pierwszej połowie lat siedemdziesiątych nieco później, aniżeli idea mikrosyntezy laserowej [20]-[27]. Początkowo promieniowanie rentgenowskie traktowano przede wszystkim jako źródło informacji o parametrach plazmy laserowej oraz o procesach fizycznych w niej zachodzących [28]-[36]. W pracach tych prezentowano wyniki badań emisji rentgenowskiej z plazmy laserowej, przedstawiono główne charakterystyki promieniowania oraz omówiono podstawowe modele emisji. Publikacje, w których prezentowano zastosowanie plazmy laserowej jako źródeł promieniowania oraz analizowano możliwości laserowych źródeł rentgenowskich w porównaniu z innymi rodzajami źródeł (np. z synchrotronami), zaczęły pojawiać się od początku lat 80 [37] - [51]. W większości prace te wykonane były w ośrodkach naukowych prowadzących badania w zakresie fizyki plazmy i syntezy laserowej, w związku z czym zawierają one głównie charakterystyki laserowych źródeł rentgenowskich oraz przedstawiają ich potencjalne możliwości. W ostatnich latach, w publikacjach na temat laserowo-plazmowych źródeł promieniowania rentgenowskiego, zaczęto szczególnie podkreślać te czynniki, które powodują, że źródła te mogą w niektórych przypadkach konkurować z synchrotronami oraz uzupełniać ich możliwości. Promieniowanie laserowo-plazmowych źródeł rentgenowskich znajduje zastosowanie w wielu dziedzinach nauki i techniki, np. w badaniach w zakresie fizyki atomowej, fizyki plazmy, spektroskopii [36, 38, 52, 53], fizyki ciała stałego i badań materiałowych [39, 40, 44], biologii i medycyny [56] - [59], oraz w mikrotechnologii [47] - [51], [60] - [64].

Od wielu lat duże nadzieje wiąże się z wykorzystaniem plazmy laserowej jako ośrodka aktywnego dla lasera rentgenowskiego, [54, 55]. Najbardziej interesujące jest spójne promieniowanie rentgenowskie o długości fali z zakresu tzw. "okna wodnego" ( $23.3 - 43.6 \text{ \AA}$ ), [54]. Jednym z głównych problemów badawczych związanych z zagadnieniem lasera rentgenowskiego jest tzw. efekt nasycenia, który powoduje brak wzrostu intensywności wytwarzanego promieniowania spójnego wraz z wydłużeniem ośrodka aktywnego [92]. Jak dotąd brak jest jednoznacznej odpowiedzi, jaka jest przyczyna tego efektu, jednakże wiele publikacji wskazuje na to, że jest on związany z nierównomiernością rozkładu

koncentracji elektronowej i temperatury ośrodka aktywnego.

Bardzo ważnym kierunkiem zastosowań, zarówno badawczych jak i technicznych plazmy laserowej jest wykorzystanie jej jako źródła jonów. Możliwość uzyskania wysokoenergetycznych jonów o bardzo wysokim stopniu jonizacji stwarza duże możliwości poznawcze w zakresie badań spektroskopowych w ramach fizyki atomowej oraz przy opracowaniu laserowo-plazmowych źródeł jonów dla akceleratorów stosowanych w fizyce i technice jądrowej [93] oraz do technologii implantacji jonów [94].

Na podstawie analizy cytowanych prac można stwierdzić, że dalszy postęp i rozwój wiedzy w zakresie badań budowy żywej komórki, badania struktury powierzchni ciała stałego i opracowania metod wytwarzania cienkich warstw, postęp w dziedzinie optyki rentgenowskiej, a także opanowanie nanometrowej litografii oraz technologii nanostruktur, wymagać będzie opracowania efektywnych laserowo-plazmowych źródeł promieniowania rentgenowskiego oraz jonów. Duże znaczenie przy opracowaniu nowych koncepcji źródeł laserowo-plazmowych, może mieć zastosowanie zewnętrznego pola magnetycznego.

## 2.3 Wyniki dotychczasowych badań plazmy laserowej ekspandującej w polu magnetycznym

Od samego początku pojawienia się idei mikrosyntezy laserowej, zastosowanie pola magnetycznego do utrzymania plazmy laserowej było jedną z propozycji eksperymentu kombinowanego, umożliwiającego uzyskanie warunków zapłonu termojądrowego [65] - [68]. Biorąc pod uwagę zarówno parametry plazmy laserowej ( $n_e \approx 10^{21} \text{cm}^{-3}$   $T_e \approx 1 \text{keV}$ ) jak i gęstość energii plazmy występujące w układach syntezowych można pokazać, że do aktywnego oddziaływania z taką plazmą (umożliwiającego ewentualną realizację takiego eksperymentu), wymagane jest pole magnetyczne o indukcji kilkuset Tesli. Wytworzenie pola magnetycznego o tak dużym natężeniu jest bardzo trudnym zagadnieniem technicznym i technologicznym. Największe pola magnetyczne jakie udało się wytworzyć w warunkach laboratoryjnych w układach nieniszczonych nie przekraczają 50T. Z tego względu większość dotychczasowych zastosowań pola magnetycznego w odniesieniu do plazmy laserowej dotyczy zagadnień niezwiązanych bezpośrednio z realizacją mikrosyntezy laserowej. Pierwsze prace dotyczyły badań wpływu pola magnetycznego na powstawanie tzw. iskry laserowej w gazach [69] - [73], [76]. W eksperymentach tych stosowano pole magnetyczne o kierunku zarówno podłużnym jak poprzecznym w stosunku do wiązki promieniowania laserowego. Badano wpływ pola magnetycznego na próg optycznego przebicia oraz intensywność świecenia plazmy przy ogniskowaniu promieniowania laserowego o różnej długości fali (takich jak laser Nd, CO<sub>2</sub> oraz rubi-

nowy) i gazach o różnej liczbie atomowej (np. hel, powietrze, butan). Dla pól magnetycznych o indukcji powyżej  $20T$  obserwowano obniżenie progu przebicia oraz wzrost intensywności świecenia plazmy nawet o 40% (np. [70, 71]). Obniżenie progu przebicia iskry laserowej tłumaczono zmniejszeniem dyfuzji elektronów z obszaru ogniska spowodowanej obecnością zewnętrznego pola magnetycznego, natomiast wzrost intensywności świecenia w zakresie widzialnym oraz wydłużenie jego czasu był wynikiem termicznej izolacji i ograniczeniem dynamiki plazmy ze strony pola magnetycznego (energia promieniowania rośnie kosztem energii kinetycznej plazmy).

Wpływ poprzecznego pola magnetycznego na geometrię i charakter rozlotu plazmy laserowej powstałej w wyniku optycznego przebicia w różnych gazach jest przedstawiony między innymi w pracach [71, 74]. Na podstawie zdjęć zarejestrowanych metodą szybkiej fotografii [71] stwierdzono, że pole magnetyczne o indukcji około  $20T$  zmniejsza poprzeczny rozlot plazmy wytworzonej przez zogniskowanie lasera rubinowego ( $\lambda = 0.6943\mu m$ ) w helu i powietrzu. Wpływu pola magnetycznego nie stwierdzono w wypadku przebicia w butanie. Występowanie wyraźnie zmniejszonego poprzecznego rozlotu plazmy helowej w porównaniu z plazmą wytworzoną w powietrzu czy butanie, autorzy tłumaczyli, mniejszym przekrojem czynnym na zderzenia helu w stosunku do przekrojów powietrza i butanu. Plazma helowa dyfunduje słabiej w pole magnetyczne niż plazma powietrza czy butanu. Ponadto, w wypadku helu mniejsze jest również ciśnienie gazokinetyczne, ponieważ z powodu małego  $Z$  pochłaniane jest mniej energii promieniowania laserowego. Rekordowe pola magnetyczne o indukcji do  $40T$  stosowano w pracy [74], badając jego wpływ na kształt i geometrię rozlotu iskry wytwarzanej w powietrzu za pomocą serii impulsów pikosekundowych promieniowania laserowego, generowanych w przedziale czasu od  $-20\mu s$  do  $+20\mu s$ . W wypadku pola magnetycznego o kierunku zgodnym z kierunkiem lasera stwierdzono 1.5 - krotne wydłużenie się osiowego wymiaru iskry. Stosowanie pola magnetycznego, którego linie sił tworzą kąt około  $40^\circ$  z kierunkiem wiązki promieniowania laserowego prowadzi natomiast do zmiany symetrii osiowej iskry laserowej. Asymetria ta jest wynikiem powstawania wielu przebić na osi promieniowania laserowego, propagujących się wzdłuż nachylonych linii sił pola magnetycznego (rozprzestrzenianie się świecenia plazmy wzdłuż kierunku pola magnetycznego obserwowano również w prac [73]).

Jedną z pierwszych prac, w której do badania oddziaływania plazmy laserowej z polem magnetycznym zastosowano interferometrię laserową jest praca [75]. W pracy tej przedstawiono wyniki pomiarów interferometrycznych plazmy generowanej przy zogniskowaniu promieniowania lasera neodymowego o maksymalnej energii  $100J$ , w impulsie około  $35ns$ , na płaskiej tarczy wykonanej z polietylenu  $(CH_2)_n$ . Stosowano poprzeczne

(w stosunku do kierunku wiązki laserowej) pole magnetyczne o indukcji około  $20T$ , i kierunku linii sił równoległym do powierzchni tarczy. Plazma sondowana była w kierunku poprzecznym do pola magnetycznego i prostopadłym do wiązki lasera wytwarzającego plazmę. W wypadku ekspansji swobodnej ( $B = 0$ ) na interferogramach obserwowano sferyczny rozlot plazmy. W polu magnetycznym ekspansja plazmy była silnie hamowana w szczególności w kierunku poprzecznym do linii sił pola. Efektem tego hamowania był wzrost koncentracji elektronowej na granicy plazma-pole magnetyczne w kierunku prostopadłym do tarczy, proporcjonalny do ciśnienia pola magnetycznego ( $\sim B^2$ ), oraz zmniejszenie poprzecznych rozmiarów plazmy proporcjonalne do indukcji magnetycznej ( $\sim B$ ).

Bardzo interesującym zagadnieniem w badaniach plazmy laserowej w polu magnetycznym (wciąż aktualnym) jest poznanie wpływu pola magnetycznego na emisję promieniowania rentgenowskiego oraz emisję jonów. Już w pierwszych pracach poświęconych temu zagadnieniu (np. [73, 77, 78]) stwierdzono, że pole magnetyczne rzędu  $20T$  wyraźnie wpływa na charakter emisji w zakresie rentgenowskim. Na podstawie badań spektroskopowych stwierdzono, że pole magnetyczne powoduje w obserwowanym zakresie widma zwiększenie "twardości" promieniowania rentgenowskiego, zależnie od materiału tarczy. Związane jest to ze wzrostem temperatury plazmy spowodowanym zmniejszeniem elektronowego przewodnictwa cieplnego w kierunku prostopadłym do pola magnetycznego.

Z kolei w eksperymentach dotyczących jonów [79, 80] bardzo ważnym było zaobserwowanie (metodami spektroskopii rentgenowskiej i sondami jonowymi) formowania się strugi plazmowej (zawierającej jony wieloładunkowe) propagującej się prostopadle do pola magnetycznego o indukcji  $< 1T$ . Dalsze badania, zarówno eksperymentalne jak i teoretyczne [81] - [91], pokazały, że powstawanie wypływu jonów z plazmy związane jest z rozwojem różnego rodzaju niestabilności na froncie plazmy, wywołanych zdaniem autorów prac [81, 85] siłą hamowania oraz dryfem elektronów i jonów w polu magnetycznym i grawitacyjnym.

Zauważono również, że proces oddziaływania strumienia jonów z polem magnetycznym jest bardzo podobny do zjawisk występujących w astrofizyce. Z tego powodu plazma laserowa w polu magnetycznym stała się wdzięcznym obiektem do modelowania zjawisk występujących w kosmosie, między innymi do modelowania oddziaływania strumieni jonów z magnetosferą i jonosferą (np. [82, 84, 87]).

Zastosowanie silnego pola magnetycznego do formowania kolumny plazmowej jest jednym ze sposobów polepszenia warunków akcji laserowej w zakresie rentgenowskim. Prace w tym zakresie prowadzone były głównie w Laboratorium Fizyki Plazmy na Uniwersyte-

cie w Princeton [95, 96, 97]. W celu zwiększenia inwersji obsadzeń między poziomami o liczbach kwantowych  $n = 3$  i  $2$  w plazmie składającej się z jonów węgla *CVI*, zastosowano pole magnetyczne o indukcji około  $90kGs$ . Plazma była wytwarzana poprzez liniowe zogniskowanie promieniowania lasera  $CO_2$  (o energii  $\approx 100J$  w impulsie około  $100ns$ ) na tarczy węglowej, Wytworzona kolumna plazmowa usytuowana była wzdłuż linii sił pola magnetycznego. Tym sposobem uzyskano kilkakrotne zwiększenie intensywności odpowiadającej temu przejściu linii o długości fali  $\lambda = 182\text{\AA}$ .

Badania eksperymentalne i teoretyczne plazmy laserowej w polu magnetycznym prowadzone są również w Instytucie Fizyki Plazmy i Laserowej Mikrosyntezy od kilku lat przez zespół, którym kieruje autor niniejszej pracy. Prowadzone są one na układzie eksperymentalnym składającym się z lasera neodymowego umożliwiającego uzyskanie w ognisku gęstości mocy promieniowania laserowego około  $10^{14}W/cm^2$ , oraz generatora pola magnetycznego wytwarzającego pole magnetyczne o indukcji nawet do  $50T$ . Celem tych badań jest poznanie wpływu pola magnetycznego na parametry hydrodynamiczne plazmy laserowej i emisję z niej promieniowania rentgenowskiego oraz jonów. W badaniach uczestniczą (w ramach współpracy naukowej) pracownicy naukowcy z Instytutu Fizyki im. P.N. Lebedewa w Moskwie oraz z Instytutu Naukowo - Badawczego Pomiarów Fizyko-Technicznych i Radiotechnicznych w Mendelejewie *k*/Moskwy. Badania te obejmują następujące zagadnienia:

- zastosowanie pola magnetycznego do sterowania strumieniami plazmowymi w tarczach do mikrosyntezy laserowej,
- badanie wpływu pola magnetycznego na parametry hydrodynamiczne plazmy laserowej i emisję z niej promieniowania rentgenowskiego oraz jonów.

Temat pierwszy realizowany jest w ramach współpracy z FIAN i dotyczy zastosowania pola magnetycznego do zwiększenia efektywności pracy tarcz laserowych z tzw. grzaniem pośrednim [15, 16]. Tarcze tego typu wykorzystywane są w ostatnich latach w największych eksperymentach (w Narodowym Laboratorium im. Lawrence'a w Livermore oraz w Instytucie Inżynierii Laserowej w Osace), których celem jest realizacja laserowej mikrosyntezy termojądrowej. Współautorem zgłoszonej i opublikowanej [98, 173] w tym zakresie idei jest autor niniejszej pracy. Proponuje się wykorzystanie poprzecznego pola magnetycznego do:

- hamowania procesu wypełniania plazmą okienek wejściowych tarcz nowego typu (cannonball, hohlraum) w czasie wprowadzania impulsu promieniowania laserowego

do ich wnętrza (dotychczasowe badania pokazują, że okienka wejściowe takich tarcz szybko wypełniają się plazmą i ograniczają wprowadzenie całej energii promieniowania laserowego),

- sterowania rozkładem intensywności miękkiego promieniowania rentgenowskiego powstającego podczas konwersji w ściankach tarczy promieniowania wiązek laserowych z zakresu widzialnego, w celu uzyskania optymalnego "podgrzania" paliwa termojądrowego.

Prowadzone w zakresie drugiego tematu badania spektroskopowe i interferometryczne plazmy dotyczą takich aspektów jak:

- wpływu silnego pola magnetycznego na kształt obłoku plazmy laserowej,
- wpływu pola magnetycznego na emisję miękkiego promieniowania rentgenowskiego z plazmy laserowej,
- formowanie polem magnetycznym strugi wysokozjonizowanych jonów.

W badaniach dotyczących promieniowania rentgenowskiego jako tarcza wykorzystywany był teflon. Wytworzona z niego wysokozjonizowana plazma zawiera głównie jony wodoru- i helopodobne fluoru  $FIX$  odpowiadające za przejścia emitujące promieniowanie z zakresu długości fal mniejszych niż  $100\text{\AA}$  [99, 100, 102]. W pomiarach nad formowaniem strumieni jonów wieloładunkowych wykorzystywane były różne pierwiastki takie jak Al, Mg, Fe (por. [103, 104, 105]). Uzyskane dotychczas rezultaty badań eksperymentalnych i teoretycznych [100, 101, 102]) pozwalają stwierdzić:

- występowanie w rekombinującej plazmie fluorowej, wytwarzanej przy gęstości mocy lasera około  $10^{14}W/cm^2$ , inwersji obsadzeń między poziomami  $4-2$  i  $3-2$  (co odpowiada  $\lambda \sim 60\text{\AA}$  oraz  $\sim 81\text{\AA}$ ),
- powstawanie stosunkowo stabilnej konfiguracji plazmy o kształcie parabolicznym, nazwanej w pracach [101, 102] "podkówką" (stosowano jednokadrową interferometrię),
- aktywne oddziaływanie silnego pola magnetycznego widoczne na zintegrowanych w czasie obrazach emisji rentgenowskiej,
- silną anizotropię strumienia jonów He-podobnych fluoru (FVIII) w przypadku poprzecznego pola magnetycznego.

Dorobek naukowy dotyczący badań plazmy laserowej w polu magnetycznym nie objętych niniejszą pracą obejmuje 9 pozycji w czasopismach: [98, 101, 102, 103, 104, 105, 173, 177, 189] oraz 11 pozycji jako referaty lub wykłady na konferencjach naukowych [100, 146, 169, 170, 171, 172, 174, 175, 176, 180, 182]

## 2.4 Motywacja do podjęcia badań objętych niniejszą pracą

Prezentowany w dotychczasowych pracach materiał naukowy jest niewystarczający, aby stworzyć w miarę jednolity obraz oddziaływania zewnętrznych pól magnetycznych z plazmą laserową. W szczególności nie ma prac eksperymentalnych na temat oddziaływania pola magnetycznego z plazmą laserową wytwarzaną przy gęstości mocy lasera powyżej  $10^{12} \text{W/cm}^2$  i silnym polu magnetycznym powyżej  $10T$ . W większości prac do pomiarów parametrów plazmy stosowano mało subtelne diagnostyki, które nie pozwalają na odtworzenie przestrzennych i czasowych zmian tych parametrów. Z kolei modele i kody, stosowane do opisu plazmy laserowej w polu magnetycznym, są bardzo uproszczone (przeważnie jednowymiarowe) i nieuwzględniają wielu warunków istotnych dla weryfikacji wyników tych eksperymentów, takich jak np. sposób zogniskowania promieniowania laserowego na tarczy. Z tego względu formułowane wnioski są niekompletne, mają charakter bardzo ogólny i nie pozwalają na wyjaśnienie mechanizmów oddziaływania plazmy laserowej z polem magnetycznym o dowolnej geometrii.

Znacznego uzupełnienia stanu wiedzy wymagają zagadnienia związane z kształtowaniem za pomocą silnego pola magnetycznego konfiguracji plazmowych dla celów optymalizacji akcji laserowej w zakresie rentgenowskim oraz wytwarzania skoncentrowanych strumieni wieloladunkowych jonów. Szczególne znaczenie mają badania gęstej i wysokotemperaturowej plazmy wytwarzanej promieniowaniem laserowym o gęstości mocy około  $10^{14} \text{W/cm}^2$ , w której mogą powstawać wysokozjonizowane jony cięższych pierwiastków odpowiedzialne między innymi za emisję promieniowania z krótkofalowego zakresu widma, w szczególności w zakresie tzw. okna wodnego.

Prowadzenie tych badań wymaga:

- pola magnetycznego o natężeniu i rozkładzie adekwatnym do problemu badawczego,
- lasera o energii lub mocy wystarczającej do wytworzenia plazmy zawierającej jony wybranego pierwiastka o wymaganej krutności jonizacji,



- aparatury diagnostycznej niezbędnej do pomiaru przestrzenno-czasowych charakterystyk plazmy,
- kodu do modelowania oddziaływania plazmy laserowej z polem magnetycznym o liczbie wymiarów stosownie do symetrii badanego zjawiska.

Uzyskane wyniki wstępnych badań eksperymentalnych w IFPiLM oraz zamiar znacznego uzupełnienia stanu wiedzy na temat plazmy laserowej w polu magnetycznym były motywacją do podjęcia szczegółowych badań eksperymentalnych i teoretycznych w ramach niniejszej pracy. Za bardzo ważny kierunek badań uznano zagadnienia związane z formowaniem konfiguracji plazmowych za pomocą silnego pola magnetycznego, z uwzględnieniem wpływu tego pola na dynamikę i stabilność plazmy laserowej wytwarzanej przy gęstości mocy promieniowaniem laserowego około  $10^{14}W/cm^2$  i dla optymalizacji lasera rentgenowskiego.

## Rozdział 3

# Metodyka i aparatura zastosowana w badaniach

### 3.1 Wybór metody badań

Diagnostyka taka powinna umożliwić badanie dynamiki plazmy laserowej oddziaływującej z silnym zewnętrznym polem magnetycznym. Dla realizacji badań eksperymentalnych objętych niniejszą pracą niezbędne było przygotowanie metody pomiaru koncentracji elektronowej plazmy z dużą rozdzielczością przestrzenną i czasową. W badaniach plazmy laserowej do pomiaru koncentracji elektronowej wykorzystuje się powszechnie takie metody jak:

- spektroskopię emisyjną w zakresie widzialnym i rentgenowskim,
- rozproszenie Thompsona promieniowania laserowego na plazmie,
- interferometrię laserową.

Metody spektroskopowe umożliwiają, na podstawie pomiaru widma emisyjnego, stosunkowo prosto uzyskać uśrednioną informację o koncentracji elektronowej w wybranym obszarze lub przekroju plazmy. Z kolei metody rozproszeniowe pozwalają na pomiar lokalny koncentracji elektronowej. Wykonanie pomiaru widma rozproszonego jednocześnie dla całego badanego obszaru plazmy jest zadaniem niemożliwym technicznie do zrealizowania. Dlatego badanie przestrzennych rozkładów koncentracji elektronowej w plazmie najefektywniej można wykonać za pomocą interferometrii laserowej. Tą metodą diagnostyczną, w przypadku osiowej symetrii plazmy, stosując do oświetlania interferometru wiązkę laserową o aperturze większej od jej wymiarów, można stosunkowo prosto uzyskać informację o rozkładzie przestrzennym koncentracji elektronowej w plazmie. Rozkłady

przestrzenne uzyskuje się na podstawie płaskiego dwuwymiarowego odwzorowania rozkładu fazy w plazmie, korzystając z transformacji Abela. Ponadto metoda ta daje duże możliwości zrealizowania pomiarów z rozwinięciem czasowym, a jednym ze sposobów są pomiary wielokadrowe, w których rozwinięcie w czasie realizuje się za pomocą optycznej linii opóźniającej. Rozdzielczość czasowa takiego układu diagnostycznego określona jest czasem trwania impulsu laserowego. Niewątpliwą zaletą takich pomiarów jest możliwość uzyskania przestrzenno-czasowego rozkładu koncentracji elektronowej w całym obszarze badanej plazmy. Ograniczenia przy stosowaniu tej metody do badań plazmy dotyczą zakresu pomiarowego koncentracji elektronowej. Dla pomiarów prowadzonych w zakresie widzialnym widma, dolna granica pomiaru koncentracji elektronowej określona jest przez czułość stosowanego interferometru, która rośnie wraz z długością fali sondującej i wymiarami badanej plazmy. Górny zakres pomiaru koncentracji elektronowej odpowiada tzw. koncentracji odcięcia, która zależy od długości fali promieniowania sondującego [52]. Dla lasera neodymowego o długości fali  $\lambda = 1.06\mu m$  maksymalna koncentracja elektronowa wynosi około  $10^{21}cm^{-3}$ . W rzeczywistości jest ona niższa ze względu na refrakcję, pochłanianie oraz rozpraszanie promieniowania sondującego przez plazmę.

W związku z powyższym metodę interferometryczną wybrano jako najbardziej przydatną i wiarygodną do realizacji celu niniejszej pracy.

W układach interferometrycznych do diagnostyki plazmy laserowej wykorzystywane są różne rodzaje interferometrów. Przegląd stosowanych rozwiązań interferometrów, można znaleźć między innymi w monografii [52]. Powszechnie wykorzystywane są dwa typy interferometrów: Macha-Zehndera [107] - [109] i Jamena [110] - [115]. Porównuje się w nich fazę fali w wiązce promieniowania przechodzącego przez plazmę z fazą fali w wiązce odniesienia. Uzyskanie za pomocą tych interferometrów obrazów interferencyjnych plazmy o wysokim kontraście prążków oraz odpowiedniej przestrzennej i czasowej rozdzielczości wymaga spełnienia wielu uwarunkowań, z których najważniejsze to:

- długości fali oraz czas trwania impulsu sondującego promieniowania muszą być dostosowane do zakresu mierzonej koncentracji elektronowej w plazmie oraz dynamiki zjawiska,
- do oświetlenia interferometru należy stosować wiązkę promieniowania laserowego charakteryzującą się: wysokim stopniem polaryzacji liniowej oraz dobrą przestrzenną i czasową koherencją,
- zjustowanie interferometru powinno umożliwiać:

- uzyskanie równego podziału intensywności między wiązkami: przedmiotową i odniesienia,
  - skompensowanie dróg optycznych w ramionach interferometru do wartości znacznie mniejszej, aniżeli długość drogi koherencji (czasowej) stosowanego promieniowania,
- zastosowanie układu optycznego umożliwiającego rejestrację obrazów plazmy z odpowiednim powiększeniem i wymaganą rozdzielczością przerzrzną.

Spełnienie powyższych uwarunkowań jest dużo trudniejsze w przypadku wielokadrowych układów interferometrycznych i komplikuje się wraz z liczbą kadrów .

W wypadku pomiarów interferometrycznych plazmy laserowej w zewnętrznym polu magnetycznym dodatkowym utrudnieniem w ich przeprowadzeniu było umieszczenie badanej plazmy w miniaturowej cewce, której konstrukcja i usytuowanie względem okien diagnostycznych komory eksperymentalnej, znacznie ograniczyły kierunki sondowania i pole obserwacji badanej plazmy. Uniemożliwiało to zastosowanie w naszym eksperymencie jednego z klasycznych interferometrycznych rozwiązań układów wielokadrowych na bazie interferometrów: Macha-Zehndera lub Jamina [121] - [126]. Mało przydatne w warunkach naszego eksperymentu okazało się również inne rozwiązanie interferometru, które autor niniejszej pracy stosował w pomiarach polarno-interferometrycznych na eksperymencie "DELFIN" w FIAN [133].

W związku z powyższym do diagnostyki interferometrycznej plazmy laserowej w polu magnetycznym zaproponowano własną wersję interferometru. Z wykorzystaniem tego interferometru zrealizowano:

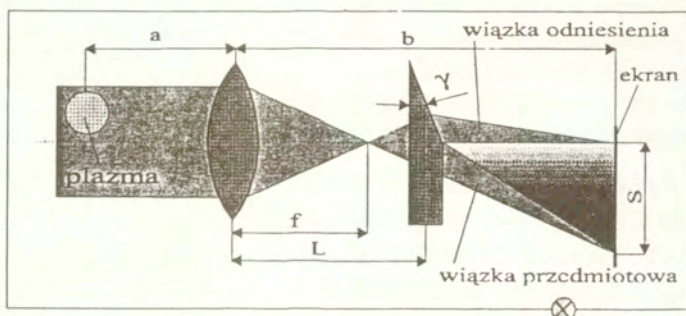
- trzykadrowy układ interferometryczny do badań plazmy laserowej w podłużnym polu magnetycznym (równoległym do kierunku wiązki laserowej),
- dwuekspozycyjny interferometr do badań tomograficznych plazmy laserowej w poprzecznym polu magnetycznym.

## 3.2 Zautomatyzowany układ do rejestracji i analizy interferogramów plazmy

### 3.2.1 Interferometr

Opracowany i wykonany miniaturowy interferometr [116], jest zmodyfikowaną wersją interferometru polaryzacyjnego opracowanego przez autora niniejszej pracy [117], w

którym zasadniczy element (klin dwójłomny) zastąpiono klinem ze zwykłego szkła optycznego. Schemat optyczny i zasadę działania interferometru przedstawiono na rys. 2.



Rys. 2. Schemat optyczny i zasada działania interferometru.

Obraz interferencyjny w interferometrze uzyskuje się poprzez rozseparowanie, odwrócenie i złożenie frontu czoła fali sondującej. Zasada pracy takiego interferometru wymaga, aby wymiar wiązki sondującej był co najmniej dwa razy większy od badanego obiektu plazmowego, gdyż tylko wówczas istnieje możliwość wykorzystania niezaburzonej przez badany obiekt części wiązki jako wiązkę referencyjną. Wymagane rozseparowanie interferujących ze sobą wiązek oraz szerokość prążków interferencyjnych w płaszczyźnie obrazowej przy wybranym powiększeniu zapewniają parametry klina optycznego (kąt łamiący, współczynnik załamania szkła) oraz ogniskowa obiektywu. Zgodnie z pracą [117] wymaganą szerokość prążków interferencyjnych oraz rozseparowanie wiązek można określić z zależności:

$$\Delta S = \frac{\lambda(b-f)}{2n\gamma f} \quad (3.1)$$

$$S = \frac{1}{2}n\gamma[b - (b/f - 1)L] \quad (3.2)$$

gdzie:

$\gamma$  - kąt łamiący klina optycznego,

$\lambda$  - długość fali sondującej,

$n$  - współczynnik załamania szkła,

$f$  - ogniskowa obiektywu,

$b$  - odległość obrazu od płaszczyzny głównej obiektywu,

$L$  - odległość klina od soczewki.

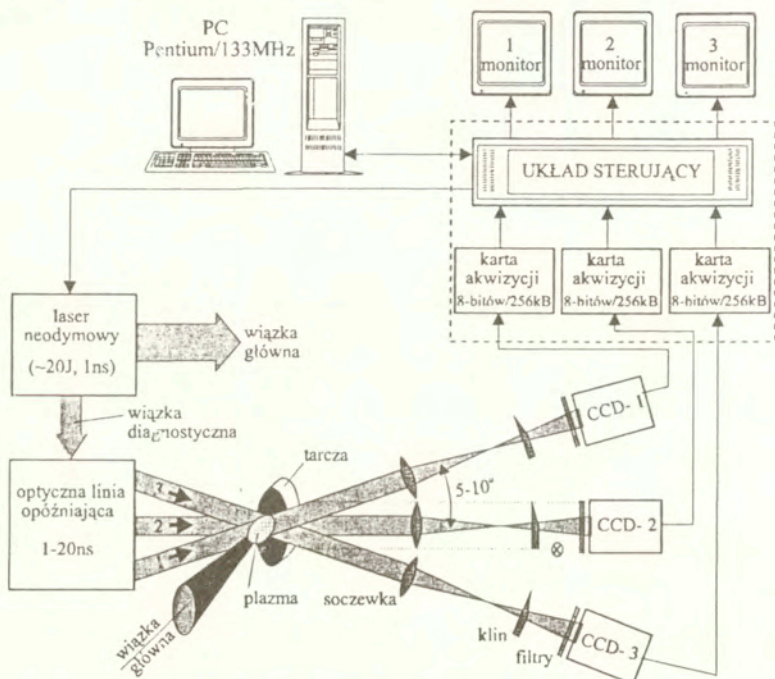
Istotnym utrudnieniem w uzyskaniu dobrej jakości interferogramów było małe pole obserwacji plazmy zlokalizowanej wewnątrz cewki wytwarzającej pole magnetyczne. Konstrukcja cewki pozwalała na sondowanie plazmy przez szczelinę o szerokości zaledwie  $8\text{mm}$  usytuowaną prostopadle do kierunku wiązki lasera wytwarzającego plazmę. Optymalne warunki rejestracji interferogramów określono korzystając z zależności (3.1) i (3.2). Dla klina wykonanego ze szkła  $BK-7$  o kącie łamiącym  $\gamma \approx 3^\circ$ , wymaganego rozseparowania wiązek równego połowie szerokości szczeliny w cewce i obiektywu o ogniskowej  $f = 250\text{mm}$  umożliwiającego powiększenie w zakresie (1–5), układ zapewniał uzyskanie dobrej jakości interferogramów, dla których w obszarze plazmy występowało kilkanaście prążków interferencyjnych.

Trójkadrowy układ interferometryczny do badania plazmy w osiowym polu magnetycznym wykonany na bazie opisanego wyżej interferometru przedstawiono na rys. 3. Posiada on trzy niezależne kanały rejestracji nachylone względem siebie pod małymi kątami (około  $5-10^\circ$ ), usytuowane w płaszczyźnie prostopadłej do osi symetrii badanego obiektu plazmowego. Poszczególne kanały oświetlane są wiązkami laserowymi wytworzonymi w optycznej linii opóźniającej z regulowanym odstępem czasowym między nimi w zakresie (1–20) $\text{ns}$ . Każdy z kanałów interferometru (rys.3) wyposażony został w kamerę CCD firmy Pulnix z matrycą  $512 \times 512$  pixeli. Zastosowane w tych kamerach matryce CCD pracują w systemie zapisu "interline transfer" umożliwiając w przypadku obrazów chwilowych zarejestrowanie obu półobrazów.

### 3.2.2 Blok elektronicznego zapisu i analizy interferogramów

Dla automatycznego zapisu interferogramów plazmy laserowej opracowano, przetestowano i zastosowano w eksperymencie specjalny skomputeryzowany system akwizycji danych [119, 120]. System cyfrowej rejestracji obrazów zaznaczony jest na rys. 3 linią kreskową i obejmuje układy akwizycji w poszczególnych torach oraz układ sterujący. Kamery CCD rejestrujące interferogramy mają przyporządkowane karty przetwarzania analogowo-cyfrowego typu "frame grabber" o rozdzielczości 8 bitów. Każdy tor kamerowy pracuje niezależnie i posiada własną pamięć buforową VRAM o pojemności 256kB i pamięć opisów graficznych TRAM. Sygnały wizyjne pochodzące z kamer po przetworzeniu na cyfrowe zapamiętywane są w poszczególnych torach akwizycji. Zawarte w pamięciach obrazy ( $512 \times 512$  punktów) za pośrednictwem 8-bitowych przetworników cyfrowo-analogowych mogą być wyświetlane na monitorze TV. Pracą poszczególnych torów akwizycji

obrazu i przesłaniem danych do komputera zarządza układ sterujący. Za pośrednictwem układu sterującego układ rejestracji interferometru jest zsynchronizowany z laserem generującym w komorze próżniowej wysokotemperaturową plazmę. Precyzyjną synchronizację lasera diagnostycznego z wybranymi chwilami badanych zjawisk w plazmie laserowej zapewnia optyczna linia opóźniająca.

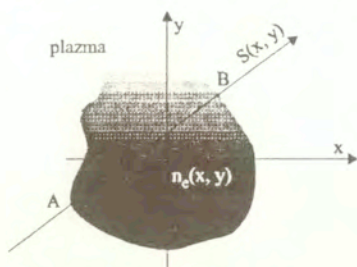


Rys. 3. Trójkadrowy układ interferometryczny z blokiem elektronicznego zapisu obrazów.

### 3.3 Komputerowe opracowanie interferogramów dla plazmy laserowej osiowosymetrycznej

Dokonując pomiaru przesunięcia fazy  $S$  fali elektromagnetycznej przechodzącej przez plazmę można określić średnią wartość współczynnika załamania  $n$  wzdłuż wybranego kierunku sondowania, a na tej podstawie średnią koncentrację elektronów. Geometrię takiego pomiaru przedstawia rys. 4. Dla wybranego promienia sondującego plazmę związek współczynnika załamania z koncentracją elektronową plazmy opisuje następująca zależność:

$$S(x, y) = \frac{1}{\lambda} \int_A^B [1 - n(x, y)] ds = 4.46 \cdot 10^{-14} \lambda \int_A^B n_e(x, y) ds. \quad (3.3)$$



Rys. 4. Geometria pomiaru.

Pomiary interferometryczne umożliwiają określenie koncentracji elektronowej plazmy na podstawie znajomości przesunięcia fazowego fali stosowanej do sondowania przy założeniu określonej symetrii badanego obiektu. W przypadku plazmy laserowej, wytwarzanej przy oświetleniu tarczy płaskiej promieniowaniem laserowym skierowanym prostopadłe do jej powierzchni, symetria plazmy jest osiowosymetryczna. Dla takiej symetrii badanego obiektu dwuwymiarowość funkcji  $S(x, y)$  daje się sprowadzić do przypadku jednowymiarowego, zaś związek pomiędzy fazą promieniowania sondującego, a koncentracją elektronową, można przedstawić następująco:

$$S(y) = 8.92 \cdot 10^{-14} \lambda \int_y^R \frac{n_e(r)r}{\sqrt{r^2 - y^2}} dr \quad (3.4)$$

gdzie:

$S(y)$  - rozkład fazy fali promieniowania sondującego plazmę w wybranym przekroju  $z$  w [rad/2 $\pi$ ],

$n_e(r)$  - rozkład koncentracji elektronowej w [cm<sup>-3</sup>],

$\lambda$  - długość fali promieniowania laserowego w [cm].

Geometria pomiaru stosowana do wyznaczenia rozkładu koncentracji elektronowej w osiowosymetrycznej plazmie pokazana jest na rys. 5. Powyższe równanie ma postać równania całkowego Abela [118]:

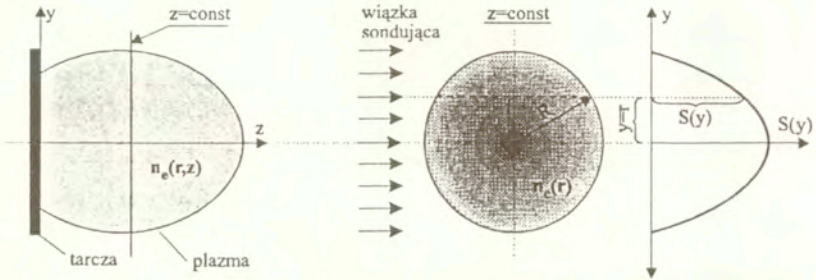
$$S(y) = 2 \int_y^1 \frac{f(r)r}{\sqrt{r^2 - y^2}} dr, \quad (3.5)$$

którego rozwiązanie znane jest pod nazwą inwersji całki Abela i ma następującą postać:



$$f(r) = -\frac{1}{\pi} \int_r^1 \frac{dS(y)}{\sqrt{y^2 - r^2}} dy \quad (3.6)$$

$$f(r) = -\frac{1}{\pi r} \frac{d}{dr} \int_r^1 \frac{S(y)y}{\sqrt{y^2 - r^2}} dy. \quad (3.7)$$



Rys. 5. Ilustracja optycznego sondowania osiowosymetrycznej plazmy laserowej.

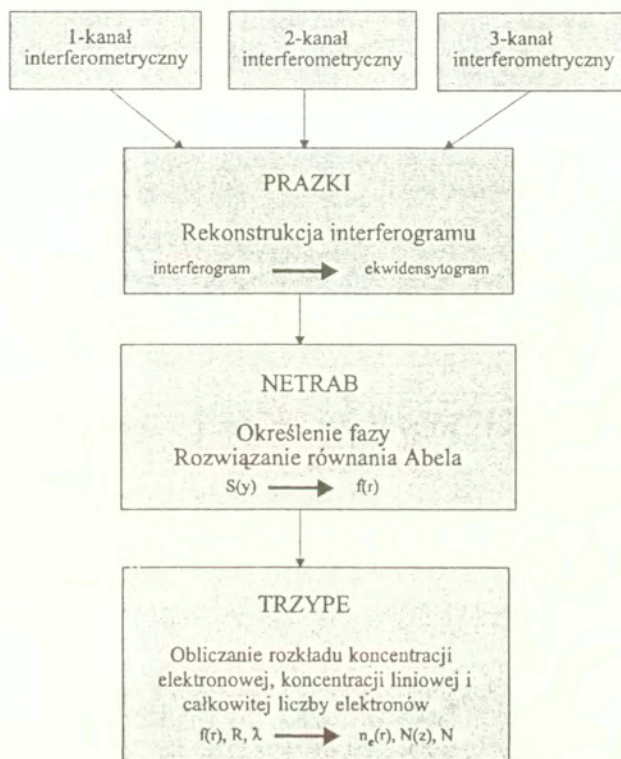
W równaniach tych  $y$  i  $r$  są zmiennymi bezwymiarowymi unormowanymi do  $R$  i zdefiniowane są na rys. 5. Zapisując zatem równanie (3.4) w zmiennych unormowanych  $y$  i  $r$ , a następnie sprowadzając je do postaci tożsamej z równaniem całkowym Abela (3.5), możemy nasze rozwiązanie (3.6 lub 3.7) przedstawić w następujący sposób:

$$f(r) = 4.46 \cdot 10^{-14} \lambda R n_e(r). \quad (3.8)$$

Tym sposobem zadanie znalezienia przestrzennego rozkładu koncentracji elektronowej w osiowosymetrycznej plazmie sprowadza się do rozwiązania równania Abela (3.6 lub 3.7) i znalezieniu funkcji rozkładu  $f(r)$ . Funkcję rozkładu  $f(r)$  znajduje się na drodze numerycznej na podstawie rozkładu przesunięcia prążków interferencyjnych  $S(y)$  określonych z obrazów interferometrycznych plazmy.

Do komputerowej analizy obrazów interferometrycznych zarejestrowanych i zapamiętanych w poszczególnych kanałach akwizycji zostało opracowane specjalistyczne oprogramowanie. Schemat blokowy obrazujący kolejność etapów przetwarzania danych oraz nazwy programów przedstawiono na rys. 6.

Pierwszym krokiem analizy komputerowej interferogramu jest przetworzenie go na obraz ekwidensytometryczny o dwóch stopniach szarości 0 i 256, gdzie: 0 - odpowiada minimum zaczerwienia prążków jasnych, zaś 256 - odpowiada maksimum zaczerwienia prążków ciemnym. Przykładowy interferogram plazmy laserowej zarejestrowany w eksperymencie oraz odpowiadający mu interferogram komputerowy (ekwidensytogram) uzyskany za pomocą programu "PRAZKI" przedstawiono na rys. 7. Procedura wykreślenia

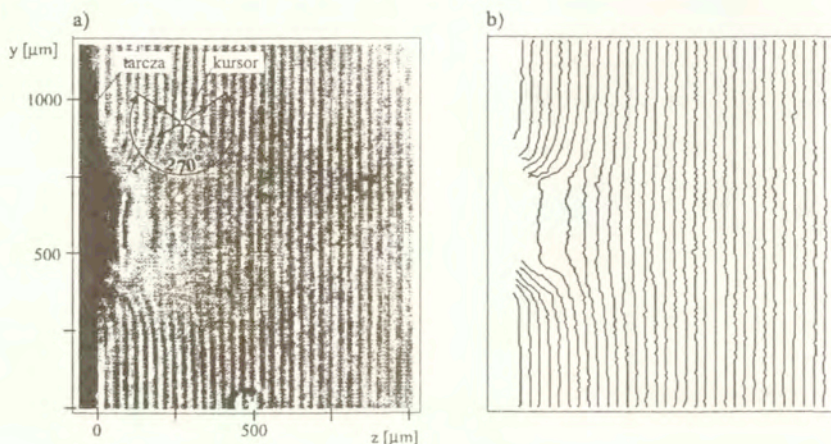


Rys. 6. Schemat bloku programowego przetwarzania danych.

obrazu ekwidensytopometrycznego prążków zrealizowana jest w ten sposób, że kursor przesuwany się wzdłuż prążka śledzi za jego maksimum lub minimum na siedmiu kierunkach obejmujących kąt  $270^\circ$  (patrz rys. 7a). Ponadto w miejscach, gdzie prążki są nieczytelne można przeprowadzić ich rekonstrukcję za pomocą kursora sterowanego z klawiatury lub myszą.

Numerowanie prążków oraz określenie na tej podstawie rozkładu fazy realizuje program NETRAB. Wszystkie prążki są ponumerowane, zaczynając od wybranego prążka odniesienia (tzw. zerowego), rys. 8. Każdemu prążkowi przyporządkowuje się zbiór punktów  $(y_i, z_i)$  określający jego położenie względem przyjętego układu współrzędnych. Następnie na podstawie odległości między prążkami i położenia prążka zerowego buduje się układ prążków odniesienia tzn. przyporządkowuje się wszystkim numerom prążków położenia niezaburzone. W rezultacie znajomości położenia prążków zaburzonych i nie-

zaburzonych, sporządza się dla wszystkich wartości współrzędnej  $y_i = const$  zależność bezwzględnego przesunięcia fazy od współrzędnej "z":



Rys. 7. Przykładowy interferogram plazmy laserowej (a) i odpowiadający mu interferogram komputerowy (ekwidensytogram) (b) otrzymany za pomocą programu PRAZKI.

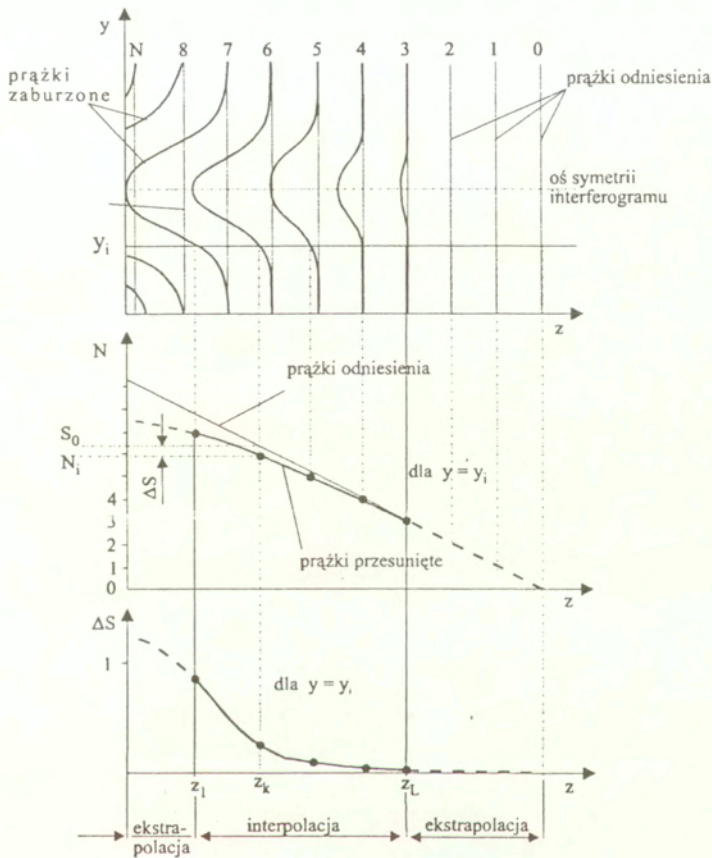
$$\Delta S = N_k(y_i, z_k) - S_0(y_i, z_k) = f(z_k)|_{y=y_i} \quad (3.9)$$

gdzie:

$N_k$  - numer zaburzonego k-tego prążka w punkcie  $(y_i, z_k)$ ,

$S_0$  - faza w punkcie  $(y_i, z_k)$  określona na podstawie układu prążków odniesienia.

wyrażonego w krotnościach numeru prążka. Sposób odczytu fazy pokazany jest na rys. 8. Bardzo ważnym zagadnieniem przy realizowaniu takiej procedury wyznaczania fazy z interferogramu jest określenie wartości przesunięcia  $\Delta S$  między węzłami oraz w obszarach, gdzie prążki interferencyjne nie zostały zarejestrowane. W szczególności dotyczy to obszaru plazmy w pobliżu tarczy, gdzie prążki nie są rejestrowane z powodu silnej refrakcji promieniowania sondującego. Informację o zmianach przesunięcia fazowego w całym zakresie współrzędnej "z" otrzymywano poprzez interpolację oraz ekstrapolację wartości  $\Delta S$  podanych w węzłach (rys. 8), wykorzystując do tego celu splajny trzeciego stopnia [135, 136]. W zakresie  $z_1 < z < z_L$  (dla danego  $y_i = const$ ) stosowano interpolację



Rys. 8. Sposób odczytu fazy z interferogramu.

między węzłami za pomocą funkcji-splain postaci:

$$p_j(z) = \frac{1}{6h_j} \left[ m_j(z_{j+1} - z)^3 + m_{j+1}(z - z_j)^3 \right] + \quad (3.10)$$

$$+ \frac{1}{h_j} \left[ \left( \Delta S_j - \frac{m_j h_j^2}{6} \right) (z_{j+1} - z) + \left( \Delta S_{j+1} - \frac{m_{j+1} h_j^2}{6} \right) (z - z_j) \right]$$

gdzie:

$h_j = z_{j+1} - z_j$ ,  $p_j(z) = y(z)$ ,  $m_j = p''(z_j)$  oraz  $j=1, 2, 3, \dots, L$  ( $L$ -liczba węzłów).

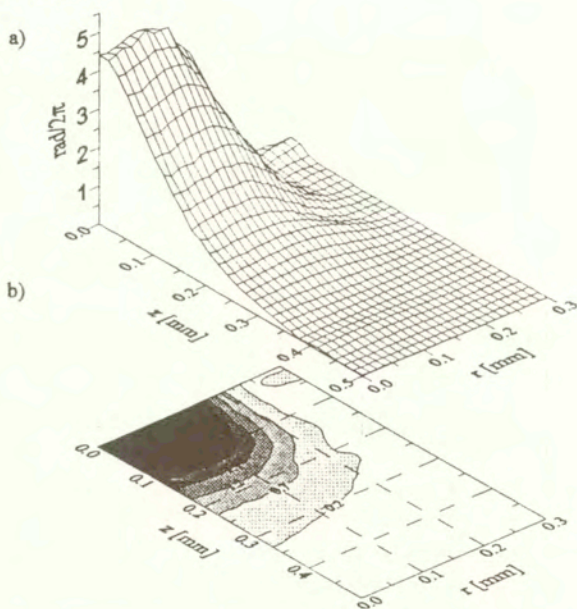
W obszarze  $z < z_1$ , stosowano ekstrapolację za pomocą funkcji-splain:

$$p(z) = \Delta S_1 - ((z_2 - z_1)m_2/6 + \Delta S_2 - \Delta S_1)/(z_2 - z_1))(z - z_1), \quad (3.11)$$

natomiast dla  $z > z_L$ , wartości  $\Delta S$  ekstrapolowano funkcją w postaci:

$$p(z) = \Delta S_L + ((z_L - z_{L-1})m_{L-1}/6 + (\Delta S_L - \Delta S_{L-1})/(z_L - z_{L-1}))(z - z_L). \quad (3.12)$$

Takim sposobem program NETRAB pozwala wyznaczyć z interferogramu rozkłady fazy dla 512 przekrojów poprzecznych plazmy ( $z = const$ ), prostopadłych do osi symetrii. Rozkłady fazy otrzymane za pomocą procedury NETRAB, dla interferogramu z rys. 7 przedstawiono na rys. 9.



Rys. 9. Rozkład fazy odtworzony na podstawie interferogramu z rys. 7: a) profil przestrzenny  
b) izodensytogram (linie o tej samej fazie).

Następnie dla każdego przekroju  $z = const$  program NETRAB oblicza na podstawie rozkładów fazy  $S(y)$  szukane rozkłady funkcji  $f(r)$ . Do określenia tych rozkładów wybrano metodę wykorzystującą przybliżenie średniokwadratowe z zastosowaniem do aproksymacji parzystych wielomianów Gegenbauera [127], przystosowując ją do zrealizowania procedury NETRAB.

W przypadku stosowanej metody poszukiwaną funkcję  $f(r)$  aproksymuje się wielomianem parzystym postaci:

$$f(r) = \sum_{l=0}^k A_l^{(k)} r^{2l}. \quad (3.13)$$

Stopień tego wielomianu  $n = 2k$  nie może być zbyt duży (zwykle przyjmuje się, że  $n \ll N$ ). W charakterze lewej strony równania Abela (3.5) wykorzystuje się, zamiast eksperymentalnej funkcji  $S(y_i)$ , jej przybliżenie analityczne w postaci:

$$\bar{S}(y) = \sum_{j=0}^k B_j \cdot G_{2j}(y) \cdot \sqrt{1-y^2} \quad (3.14)$$

gdzie:  $G_{2j}(y)$  - wielomian Gegenbauera stopnia  $3/2$  [127].

$$G_{2j}(y) = \sum_{n=0}^j \alpha_{n,j} y^{2n} \quad (3.15)$$

$$\alpha_{n,j} = \left(-\frac{1}{2}\right)^{j-n} \cdot \frac{[2(j+n)+1]!!}{(2n)!(j-n)!} \quad (3.16)$$

Współczynniki  $B_j$  znajduje się na podstawie minimum resztkowej sumy kwadratów:

$$R_k = \sum_{i=0}^n [S(y_i) - \bar{S}(y_i)]^2 \quad (3.17)$$

wykorzystując warunki ortogonalności wielomianów Gegenbauera. W rezultacie do wyznaczenia współczynników  $B_j$  otrzymujemy następujące wyrażenie:

$$B_j = \frac{4j+3}{2(2j+1)(2j+2)} \int_{-1}^1 S(y) G_{2j}(y) \sqrt{1-y^2} dy. \quad (3.18)$$

Następnie po podstawieniu (3.13) do równania Abela (3.5), w którym po lewej stronie występuje  $S(y)$ , otrzymujemy wyrażenie na  $A_l^{(k)}$ :

$$A_l^{(k)} = \sum_{j=0}^k \varepsilon_{l,j} B_j. \quad (3.19)$$

Macierz  $\varepsilon_{i,j}$  określona jest w następujący sposób:

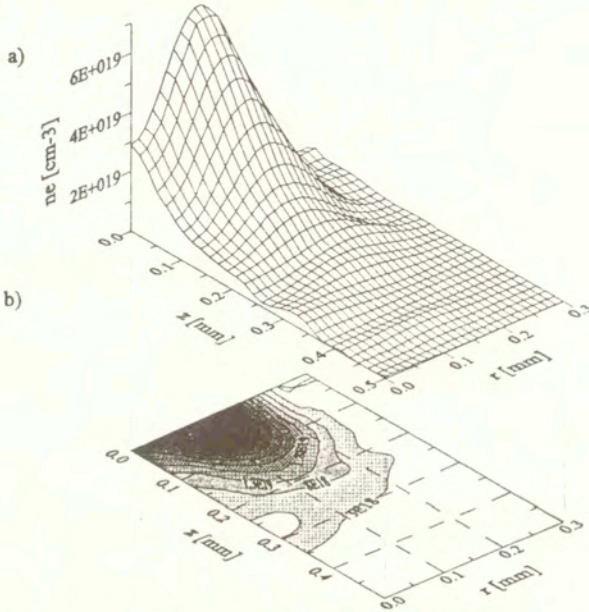
$$\varepsilon_{0,0} = 1 \quad (3.20)$$

$$\varepsilon_{j,j} = \alpha_{j,j} / \kappa_{j,j} \quad \text{dla } j \geq 1 \quad (3.21)$$

$$\varepsilon_{j-1,j} = \frac{1}{\kappa_{j-1,j-1}} \left[ \alpha_{j-1,j} - \sum_{n=j-l+1}^j \kappa_{j-1,n} \cdot \varepsilon_{n,j} \right] \quad \text{dla } 1 \leq l \leq j \quad (3.22)$$

gdzie:

$$\kappa_{i,k} = \sum_{l=k-i}^k \frac{(-1)^{l+i-k}}{2l+1} \cdot \binom{k}{l} \binom{l}{k-l} \quad \text{dla } k \geq 0, \quad 0 \leq i \leq k. \quad (3.23)$$



Rys. 10. Rozkład koncentracji elektronowej plazmy laserowej obliczony na podstawie rozkładu fazy z rys. 9: a) profil przestrzenny b) izodensytogram (linie o tej samej koncentracji  $n_e$ ).

Po określeniu współczynników  $A_l^{(k)}$  i określeniu funkcji  $f(r)$  - rozkład koncentracji elektronowej wyznaczano na podstawie zależności (3.8). Dla prezentowanego sposobu rozwiązania równania Abela, błąd określenia funkcji  $f(r)$  jest tożsamy z błędem pomiaru koncentracji elektronowej. Błąd  $\Delta f(r)$  wyznaczano w następujący sposób:

$$\Delta f(r) = \left[ \sum_{l=0}^k r^{2l} \cdot (\Delta A_l^{(k)})^2 \right]^{1/2} \quad (3.24)$$

gdzie:  $\Delta A_l^{(k)}$  - odchylenie standardowe współczynnika  $A_l^{(k)}$ , które określa się z następującego wyrażenia:

$$\Delta(A_i^{(k)})^2 = \sum_{i=1}^k \epsilon_{i,i}^2 \left[ \frac{4i+3}{2(2i+1)(2i+2)} \right] \frac{R_k}{N - n/2 - 1}. \quad (3.25)$$

Przestrzenny profil koncentracji elektronowej w plazmie otrzymany za pomocą opisanej metody numerycznej na podstawie rozkładu fazy z rys. 9 przedstawiono na rys. 10.

Opisana wyżej metoda jest jedną z wielu metod stosowanych do rozwiązania równania Abela w przypadku plazmy osiowej. Bardziej szczegółowe informacje na ten temat można znaleźć w pracach [119], [127] - [130]. Wybierając do określania rozkładów koncentracji elektronowej w plazmie laserowej metodę wykorzystującą przybliżenie średniokwadratowe z zastosowaniem do aproksymacji parzystych wielomianów Gegenbauera, autor kierował się wieloletnim doświadczeniem w opracowaniu interferogramów rejestrowanych na różnych urządzeniach plazmowych takich jak: plasma-focus [131], układach laserowych [133] oraz iskra-próżniowa [134]. Biorąc pod uwagę prace [118, 119, 132] przedstawiona metoda jest najbardziej reprezentatywna do prowadzenia obliczeń profili koncentracji elektronowej w osiowosymetrycznej plazmie laserowej.

Komputerowy sposób ilościowej analizy interferogramów (procedura PRAZKI i NE-TRAB) oraz zastosowana metoda rozwiązania równania Abela umożliwia wyznaczenie koncentracji elektronowej z błędem nieprzekraczającym  $\pm 20\%$ . Jest to typowa dokładność pomiaru koncentracji elektronowej plazmy przy stosowaniu metody interferometrycznej. Niewątpliwą zaletą opracowanej metodyki pomiarowej jest zautomatyzowanie żmudnego procesu obróbki ilościowej interferogramów pozwalającego na szybkie uzyskanie informacji o koncentracji elektronowej w całym badanym obszarze plazmy.

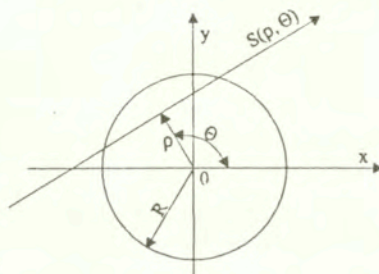
Przedstawioną wyżej metodykę zastosowano do określania przestrzennych rozkładów koncentracji elektronowej w plazmie laserowej wytwarzanej w podłużnym zewnętrznym polu magnetycznym.

### 3.4 Interferometr dwukanałowy i metodyka wyznaczania przestrzennych rozkładów koncentracji elektronowej w plazmie laserowej o zaburzonej symetrii osiowej

Transformacji Abela nie można stosować dla wyznaczenia koncentracji elektronowej plazmy nie mającej symetrii osiowej. W pewnych wypadkach badana plazma z natury swojej jest niesymetryczna. Ma to miejsce w wypadku ekspansji plazmy w poprzecznym polu magnetycznym [137, 138, 139] lub np. przy oddziaływaniu między sobą dwóch



strumieni plazmy propagującej się w tym samym kierunku [140]. W celu rekonstrukcji przestrzennego rozkładu koncentracji elektronowej niezbędne jest wówczas stosowanie do diagnostyki plazmy metody tomograficznej [141, 142, 143]. Wiąże się to z koniecznością sondowania plazmy w kilku kierunkach równocześnie. W przypadku plazmy laserowej liczba kierunków sondowania (projekcji) oraz ich orientacja są zazwyczaj zdeterminowane przez rzeczywiste warunki eksperymentu takie jak: sposób zamocowania targetu oraz ilość i rozmieszczenie okien diagnostycznych w komorze eksperymentalnej. Ze względu na ograniczony dostęp do badanej plazmy, uzyskiwane dane dla rekonstrukcji tomograficznej mierzonego rozkładu koncentracji elektronowej plazmy są zazwyczaj niewystarczające do dokładnego odtworzenia rzeczywistego rozkładu. W celu eliminacji ewentualnych zafałszowań stosowanej metody tomograficznej niezbędna jest wiedza o jej ograniczeniach i sposobie reagowania na określony charakter zmian odtwarzanego rozkładu koncentracji elektronowej plazmy. Wiąże się to z potrzebą testowania stosowanej metody przez porównywanie rozkładów testujących z rozkładami uzyskiwanymi za jej pomocą.



Rys. 11. Geometria pomiaru we współrzędnych biegunowych.

W przypadku, gdy symetria badanej plazmy odbiega od osiowej jednym z podejść jest rozwinięcie określonej eksperymentalnie funkcji  $S(x, y)$  oraz poszukiwanej funkcji  $n_e(x, y)$  w szereg Furiera [143]. We współrzędnych biegunowych  $(\rho, \Theta)$ , rys. 11, funkcje te mają postać:

$$S(\rho, \Theta) = S_0(\rho) + \sum_{k=1}^{\infty} S_{1k}(\rho) \cos k\Theta + S_{2k}(\rho) \sin k\Theta \quad (3.26)$$

$$n_e(r, \Theta) = n_{e0}(r) + \sum_{k=1}^{\infty} n_{e1k}(r) \cos k\Theta + n_{e2k}(r) \sin k\Theta \quad (3.27)$$

gdzie:

$\rho$  - odległość promienia sondującego plazmę od wybranego punktu 0,

$\Theta$  - kąt pomiędzy normalną (przechodzącą przez punkt 0) do prostej reprezentującej promień światła, a osią  $x$ .

Podstawiając szeregi (3.26) i (3.27) do równania (3.4) oraz grupując odpowiadające sobie człony otrzymamy zestaw równań całkowych postaci:

$$S_0(\rho) = 8.92 \cdot 10^{-14} \lambda \int_{\rho}^R \frac{n_{e0}(r) r dr}{\sqrt{r^2 - \rho^2}} \quad (3.28)$$

$$S_{1,2K}(\rho) = 8.92 \cdot 10^{-14} \lambda \int_{\rho}^R \frac{n_{e1,2K}(r) r dr}{\sqrt{r^2 - \rho^2}}. \quad (3.29)$$

Ponieważ stosowana liczba składników w rozwinięciu funkcji  $S(\rho, \Theta)$  jest zależna od liczby projekcji, dlatego praktycznie liczba możliwych do zrealizowania projekcji definiuje liczbę pierwszych wyrazów szeregu. W naszym eksperymencie, możliwe do zrealizowania były tylko dwie projekcje o kierunkach wzajemnie do siebie prostopadłych. Dla takiej geometrii rozwinięcie funkcji  $S(\rho, \Theta)$  sprowadza się do postaci:

$$S(\rho, \Theta) = S_0(\rho) + S_{1,2}(\rho) \cos 2\Theta. \quad (3.30)$$

Natomiast poszukiwana funkcja rozkładu koncentracji elektronowej  $n_e(r, \Theta)$  wyraża się następująco:

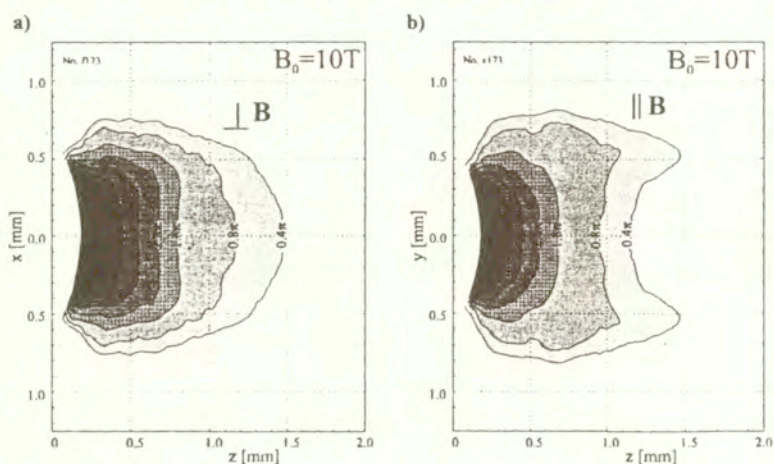
$$n_e(r, \Theta) = n_{e0}(r) + n_{e1,2}(r) \cos 2\Theta. \quad (3.31)$$

Jak można zauważyć ograniczenia eksperymentalne sprawiają, że funkcja  $n_e(r, \Theta)$  opisująca rozkład koncentracji elektronowej jest stosunkowo prosta, przy czym drugi człon w tym rozwinięciu należy traktować jako zaburzenie symetrii związane z członem pierwszym. Zastosowanie powyższego podejścia do poszukiwania przestrzennych rozkładów koncentracji elektronowej plazmy w przypadku naszego eksperymentu nie przyniosło oczekiwanych rezultatów.

Do ilościowej obróbki wyników eksperymentu stosowano również procedurę proponowaną w pracy [141], w której część symetryczna była średnią arytmetyczną zmian fazy dla obu wzajemnie prostopadłych projekcji, zaś część asymetryczna była połową ich różnicy. Testowanie tej metody pokazało, że w pełni odtwarza ona poszukiwany rozkład tylko w przypadku małych zaburzeń.

Próby zastosowania proponowanych w literaturze procedur do określenia rozkładu koncentracji elektronowej plazmy w naszym eksperymencie, pokazały, że zasadniczy problem sprowadza się do właściwego podziału funkcji  $S(\rho, \Theta)$  w równaniu (3.30) na część symetryczną i asymetryczną.

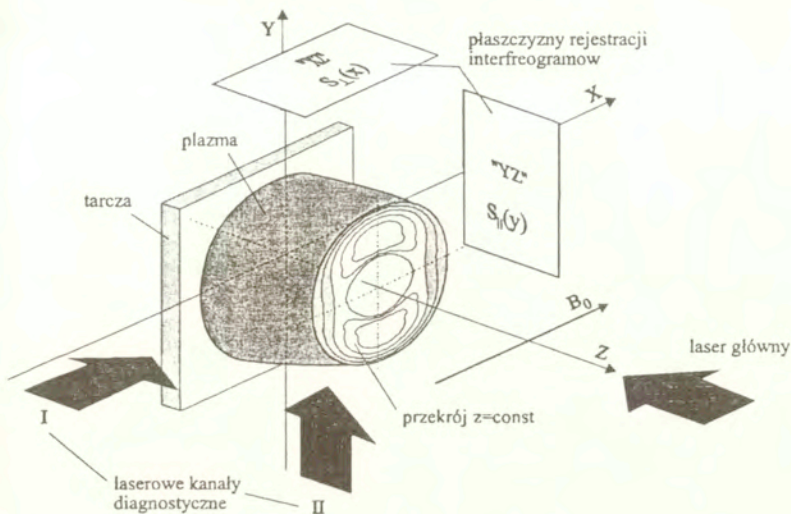
Wychodząc z takiego założenia do rekonstrukcji rozkładów przestrzennych koncentracji elektronowej plazmy laserowej w poprzecznym polu magnetycznym, opracowano własną dwuprojekcyjną metodę tomograficzną. Podziału funkcji  $S(\rho, \theta)$  (opisującej rozkład fazy) na część symetryczną i asymetryczną dokonano arbitralnie korzystając z wieloletnich doświadczeń w opracowywaniu interferogramów oraz z posiadanych informacji na temat procesu ekspansji plazmy w obecności zewnętrznego pola magnetycznego.



Rys. 12. Przykładowe rozkłady fazy odpowiadające plazmie o zaburzonej symetrii osiowej rejestrowane: a) prostopadłe i b) równoległe do kierunku pola magnetycznego.

Podstawowym zadaniem przy opracowaniu metodyki pomiarów było określenie typu symetrii plazmy. Z geometrii badanego zjawiska określonej wzajemnym usytuowaniem linii sił pola magnetycznego w stosunku do kierunku wiązki laserowej wytwarzającej plazmę wynikało, że badany strumień plazmy powinien charakteryzować się symetrią w dwóch płaszczyznach względem osi Z: płaszczyzny zgodnej z kierunkiem linii sił pola magnetycznego (XZ) oraz do niej prostopadłej (YZ). Przykładowe rozkłady fazy zarejestrowane dla projekcji prostopadłej i równoległej do linii sił pola magnetycznego przedstawiono na rys. 12. Jak widać (rys. 12) występuje wyraźna różnica wyznaczonych eksperymentalnie rozkładów fazy w płaszczyznach (XZ) i (YZ). Świadczy to o asymetrii rozlotu plazmy laserowej w poprzecznym polu magnetycznym.

Dla takiego typu symetrii plazmy w eksperymencie, optymalnym pod względem ilości projekcji jak i ich kierunku okazał się sposób sondowania przedstawiony na rys. 13.



Rys. 13. Sposób sondowania plazmy charakteryzującej się symetrią w dwóch wzajemnie prostopadłych płaszczyznach umożliwiającą określenie w niej rozkładu koncentracji elektronowej.

Sondując plazmę w dwóch kierunkach: równoległym ( $\parallel$ ) i prostopadłym ( $\perp$ ) do linii sił pola magnetycznego każdy przekrój równoległy do powierzchni tarczy ( $Z=\text{const}$ , rys. 13) reprezentowany jest przez dwa rozkłady fazy:  $S_{\perp}(x)$  i  $S_{\parallel}(y)$ . W dalszym postępowaniu przyjęto, podział funkcji  $S_{\parallel}$  na dwie składowe:

$$S_{\parallel}(y) = S_0(y) + S_1(y), \quad (3.32)$$

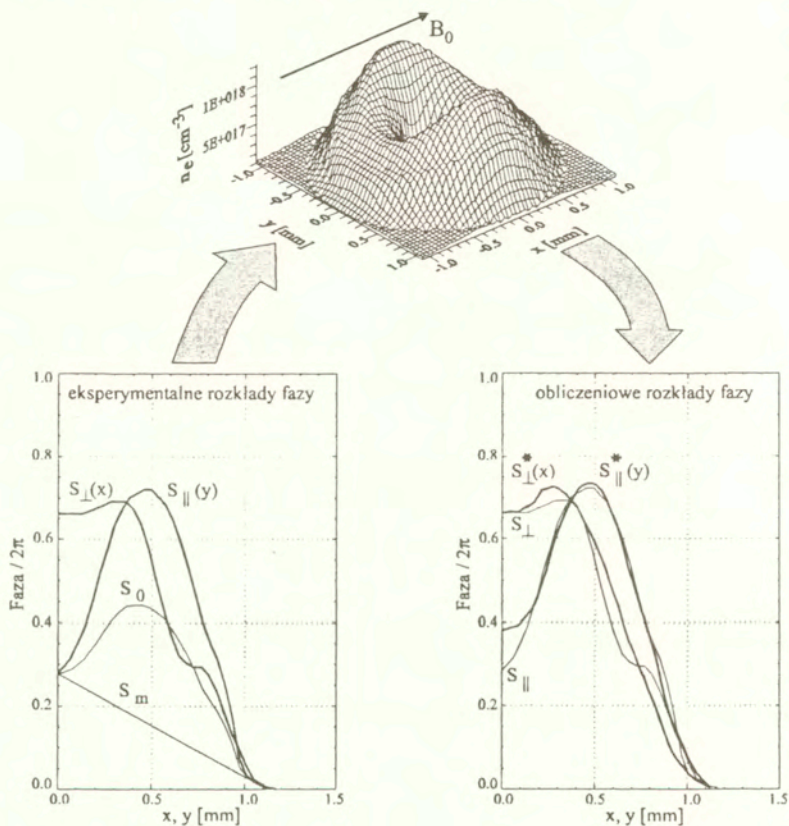
gdzie:

$S_0(y)$  - odpowiadała części plazmy o symetrii osiowej, zaś

$S_1(y)$  - części asymetrycznej plazmy.

Taki podział funkcji  $S_{\parallel}(y)$  wynika jasno z wzajemnych relacji między rozkładami  $S_{\perp}(x)$  i  $S_{\parallel}(y)$ , przedstawionymi na rys. 12. A mianowicie dla obu projekcji można wyróżnić wspólną część plazmy o symetrii osiowej położoną w pobliżu tarczy oraz część asymetryczną usytuowaną w czołowej części uformowanej kolumny plazmowej. Ponieważ w przypadku rozkładów fazy  $S_{\parallel}(y)$  zarejestrowanych wzdłuż kierunku linii sił pola można jednoznacznie wydzielić część asymetryczną odpowiedzialną za powstanie wyraźnego

minimum w rozkładzie fazy, dlatego rozkład  $S_{\parallel}(y)$  wybrano do konstruowania rozwiązania (poszukiwania rozkładu koncentracji elektronowej w plazmie).



Rys. 14. Ilustracja metodyki rekonstrukcji rozkładu przestrzennego koncentracji elektronów oraz kontroli poprawności obliczeń.

Jak pokazano na rys. 14, dla wybranego przekroju poprzecznego plazmy ( $Z=\text{const}$ ), składowa  $S_0(y)$  jest jednoznacznie zdefiniowana na osi oraz brzegu kolumny plazmowej. Zgodnie z rys. 14 dla  $y = 0$  jej wartość  $S_0(0) = S_{\parallel}(0)$ , zaś dla  $y = R$ ,  $S_0(R) = S_{\parallel}(R)$ . W pozostałym obszarze wartości funkcji  $S_0(y)$  wyznaczano na podstawie zależności:

$$S_0(y) = \frac{S_{\parallel}(y) + S_m(y)}{2}, \quad (3.33)$$

przyjmując liniowy charakter zmienności funkcji  $S_m(y)$  w postaci:

$$S_m(y) = -\frac{S_{\parallel}(0)}{R}y + S_{\parallel}(0). \quad (3.34)$$

Wyznaczenie składowej symetrycznej pozwalało z kolei wyznaczyć składową niesymetryczną, zgodnie z zależnością:

$$S_1(y) = S_{\parallel}(y) - S_0(y). \quad (3.35)$$

Ponieważ badany strumień plazmy na całej swej długości zachowywał w przybliżeniu przekrój kołowy, znajomość funkcji  $S_0(y)$  i  $S_1(y)$  pozwalała wyznaczyć odpowiadające tym funkcjom rozkłady koncentracji elektronowej  $n_{e0}(r)$  oraz  $n_{e1}(r)$  tak jak w przypadku osiowo-symetrycznego. Tak więc poszukiwany rozkład koncentracji elektronowej w badanej plazmie był superpozycją tych dwóch rozkładów: osiowo-symetrycznego i asymetrycznego. W celu wyznaczenia tego rozkładu we współrzędnych biegunowych  $(r, \theta)$  zaproponowano zależność w postaci:

$$n_e(r, \theta) = An_{e0}(r) + Bn_{e1}(r)(1 - \cos 2\theta) \quad (3.36)$$

gdzie: A i B współczynniki dopasowujące.

Odpowiadające funkcjom symetrycznej  $S_0$  i niesymetrycznej  $S_1$  rozkłady koncentracji poszukiwano rozwiązując równanie Abela, metodą opisaną w punkcie 2.3. Zgodnie z zależnościami (3.7) rozwiązania dla części symetrycznej i asymetrycznej są następujące:

$$n_{e0}(r) = \frac{0.22 \cdot 10^{14}}{\pi \lambda r R} \frac{d}{dr} \int_r^1 \frac{S_0(y)y}{\sqrt{y^2 - r^2}} dr, \quad (3.37)$$

$$n_{e1}(r) = \frac{0.22 \cdot 10^{14}}{\pi \lambda r R} \frac{d}{dr} \int_r^1 \frac{S_1(y)y}{\sqrt{y^2 - r^2}} dr. \quad (3.38)$$

W równaniach (3.37) i (3.38)  $y$  i  $r$  są zmiennymi bezwymiarowymi unormowanymi do  $R$ . Obliczony w ten sposób rozkład  $n_e(r, \theta)$  weryfikowano przez obliczenie, na podstawie zależności (3.3), odpowiadających mu rozkładów  $S_{\parallel}^*$  i  $S_{\perp}^*$  i porównanie ich z rozkładami rzeczywistymi  $S_{\parallel}$  i  $S_{\perp}$ , rys. 14. Osi  $x$  na rys. 14 odpowiada  $\theta = 0$ . Współczynniki dopasowujące A i B w równaniu (3.36), określano metodą najmniejszych kwadratów. Współczynnik A wybierano tak, by odtworzyć dokładnie rozkład  $S_{\perp}$  w sąsiedztwie osi symetrii, tzn. w obszarze w którym nie ingeruje część asymetryczna plazmy, zaś współczynnik B miał zapewnić właściwe odtworzenie rozkładu  $S_{\parallel}$  oraz pozostałej części rozkładu  $S_{\perp}$ .

Do określenia rozkładów koncentracji elektronowej w osiowoniesymetrycznej plazmie laserowej w poprzecznym polu magnetycznym przygotowano blok programowy pod nazwą TOMOGRAF. Umożliwia on w pierwszym kroku, na podstawie rozkładów fazy  $S_{\perp}(x)$  i  $S_{\parallel}(y)$ , wyznaczenie funkcji symetrycznej  $S_0$  i niesymetrycznej  $S_1$ . Do wyznaczenia rozkładów fazy  $S_{\perp}(x)$  i  $S_{\parallel}(y)$  na podstawie rozkładów prążków korzysta się z procedury PRAZKI opisanej w punkcie 3.3. Odpowiadające funkcjom symetrycznej  $S_0$  i niesymetrycznej  $S_1$  rozkłady koncentracji poszukuje się za pomocą procedury NETRAB (por. punkt 3.3). Rozkłady koncentracji elektronowej w niesymetrycznej plazmie laserowej (we współrzędnych biegunowych) otrzymuje się na podstawie zależności (3.36). Dobór współczynników  $A$  i  $B$  w rozwiązaniu 3.36 prowadzony jest dopóty, dopóki odtwarzany rozkład koncentracji elektronowej umożliwi, drogą matematycznego modelowania, uzyskanie rozkładów fazy:  $S_{\perp}^*$  i  $S_{\parallel}^*$  zgodnych z rozkładami uzyskanymi z eksperymentu:  $S_{\perp}$  i  $S_{\parallel}$ . Dla warunków eksperymentu zrealizowanego w ramach niniejszej pracy zadawalające odtwarzanie eksperymentalnych rozkładów faz otrzymano dla  $A = 1$  oraz  $B = 0.7$ . Po wyborze tych współczynników program TOMOGRAF oblicza koncentrację elektronową plazmy  $n_e(r, \theta)$  w 512 przekrojach "z" równoległych do tarczy. Mając w ten sposób wyznaczoną zależność koncentracji elektronowej od wszystkich współrzędnych  $n_e(r, \theta, z)$  procedura TOMOGRAF pozwala graficznie zilustrować jej rozkład w dowolnie wybranej płaszczyźnie (cięciu) badanej kolumny plazmowej.

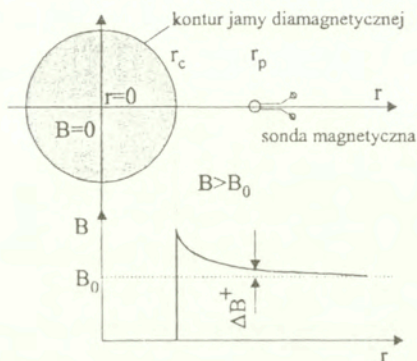
### 3.5 Metodyka "oddalonej" sondy magnetycznej

Technika sond magnetycznych jest dobrze znaną diagnostyką do pomiaru diamagnetyzmu plazmy na podstawie rejestracji spadku pola magnetycznego wewnątrz plazmy ( $\Delta B^+$ ). Jednak oddziaływanie plazmy laserowej z silnym polem magnetycznym jest ograniczone do bardzo małych wymiarów, rzędu  $1\text{mm}$ . Stosowanie zwykłej metody, polegającej na wprowadzeniu sondy w obszar plazmy, prowadzi do zaburzenia procesu ekspansji plazmy. Dlatego dla potrzeb niniejszego eksperymentu zastosowano tzw. metodę zdalnej sondy magnetycznej-RMP (remote magnetic probe), opracowaną w Instytucie Fizyki Laserów w Nowosybirsku ([106]). Wspólnie z Dr Yu.P. Zakharovem z Nowosybirska metoda ta została adaptowana do badań plazmy laserowej w poprzecznym polu magnetycznym wykonanych w ramach pracy. W przypadku rozlotu obłoku plazmowego w polu magnetycznym, w wyniku wypychania pola magnetycznego przez plazmę, tworzy się jama diamagnetyczna. Dla tej metody, usytuowana w znacznej odległości od plazmy sonda magnetyczna mierzy kompresję pola magnetycznego  $\Delta B^+$  na zewnątrz ekspandującej plazmy, co pokazuje rys. 15.

W najprostszym, idealnym przypadku (sferycznie ekspandującej plazmy, rys. 15), super-przewodząca sfera o promieniu  $r_c$ , wewnątrz której  $B = 0$ , tzn.  $\Delta B^- = B_0$ , powoduje kompresję pola  $\Delta B^+$  w próżni zgodnie z relacją dipolową [144]:

$$\overline{\Delta B^+} = 0.5 \left( \frac{r_c}{r_p} \right)^3 \left[ \overline{B_0} - \frac{3(\overline{B_0} \overline{r_p}) \overline{r_p}}{r_p^2} \right], \quad (3.39)$$

gdzie:  $\overline{r_p}$  - promień określający położenie sondy magnetycznej względem środka sfery.



Rys. 15. Przypadek sferycznie ekspandującej plazmy.

Dla obszaru bliskiego płaszczyźnie równikowej, gdzie:  $\overline{r_p} \perp \overline{B_0}$ , otrzymamy zależność:

$$r_c(t) = r_p \left[ \frac{2\Delta B^+(t)}{B_0} \right]^{1/3}. \quad (3.40)$$

Ponieważ dla takiego przypadku plazma o energii kinetycznej  $E_k$  powinna być zatrzymywana przez pole  $B_0$  na odległości [144]:

$$R_B = \left( \frac{3E_k}{B_0^2} \right)^{1/3}, \quad (3.41)$$

tak więc  $R_B \approx r_{cmax}$ .

Wcześniejsze badania prowadzone metodą RMP dla sferycznej ekspansji plazmy wytwarzanej laserem  $CO_2$  ( $\lambda = 10.6\mu m$ ) w słabszym polu magnetycznym w układzie KI-1 w Nowosybirsku [106], wykazały bardzo dobrą zgodność wyników eksperymentalnych z zależnościami (3.40) i (3.41), gdy spełniony jest warunek:

$$\varepsilon_B = \frac{R_h}{R_B} \leq 1 \quad (3.42)$$

gdzie:  $R_h$  - promień Larmora dla jonów.



Na podstawie prac ([84, 106]) wiadomo, że dla płaskich tarcz rozkłady przestrzenne początkowej prędkości ekspansji plazmy laserowej  $v_s$ , strumienia jonów  $j$  i innych parametrów są funkcją  $\cos^{\alpha}\theta$ , gdzie  $\theta$  jest kątem między normalną do tarczy, a kierunkiem ekspansji plazmy.

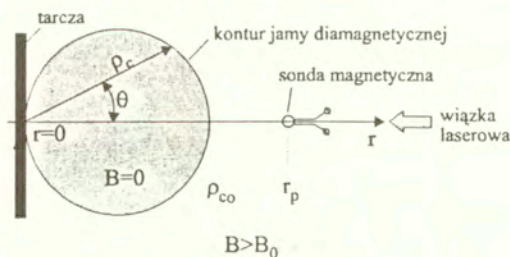
Wcześniejsze pomiary rozkładów przestrzennych  $v_s$  i  $j$ , wykonane dla tarcz teflonowych ([145, 146]), pozwoliły wyznaczyć współczynniki  $\alpha$  dla obu tych wielkości: dla rozkładów prędkości  $v_s$  otrzymano  $\alpha \approx 1$ , natomiast dla rozkładów strumienia jonów  $j$  wartość  $\alpha \approx 4$ . W związku z tym rozkład przestrzenny energii kinetycznej plazmy powinien mieć postać:

$$\frac{dE_k}{d\Omega} \sim \cos^5\theta. \quad (3.43)$$

Zauważmy, że zależność:

$$v_s = v_{s0}\cos\theta \quad (3.44)$$

opisuje sferyczny kształt strumienia plazmy (jamy diamagnetycznej). Środek tej sfery leży w połowie osiowego wymiaru jamy  $\rho_{c0}$ , odpowiadającego  $\theta = 0$  (por. rys. 16). W analizowanym przypadku możemy przyjąć, że rozkład prądu diamagnetycznego na powierzchni plazmy powinien być taki sam, jak w przypadku "prawdziwej" ekspansji sferycznej i dlatego zaburzenie pola magnetycznego wokół plazmy może być też opisane przez zależności (3.39) i (3.40). Uwzględniając przesunięcie środka sfery o  $\rho_{c0}/2$  od tarczy otrzymamy następujące wyrażenie na określenie osiowego wymiaru jamy diamagnetycznej  $\rho_{c0}$  metodą RMP:



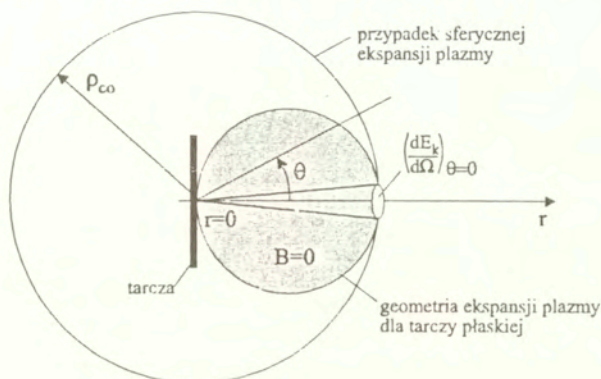
Rys. 16. Geometria ekspansji plazmy dla tarczy płaskiej.

$$\rho_{c0}(t) = \frac{2r_p}{1 + \left[\frac{B_0}{2\Delta B^+(t)}\right]^{1/3}}. \quad (3.45)$$

Należy podkreślić, że dla kątowych rozkładów (3.43) i (3.44) i przy bliskim do jednorodnego rozkładu gęstości plazmy, sferyczny kształt jamy diamagnetycznej powinien

być zachowany, aż do zatrzymania plazmy przez pola magnetyczne, tzn. gdy  $\rho_{c0} = \rho_{c0max} \approx R_B$ .

Praktyczne stosowanie zależności (3.41) w analizowanym przypadku ekspansji plazmy wymaga wstawienia w miejsce  $E_k$  innej wartości energii kinetycznej plazmy,  $E_e$ , ekwiwalentnej dla "prawdziwej" sfery o promieniu  $\rho_{c0}$  (rys. 17).



Rys. 17. Powiązanie rozlotu plazmy laserowej z geometrią rozlotu sferycznego.

Jest ona definiowana następująco:

$$E_e = 4\pi \left( \frac{dE_k}{d\Omega} \right)_{\theta=0} \cdot \quad (3.46)$$

Wykorzystując zależność (3.43) otrzymamy wyrażenie:

$$\frac{dE_k}{d\Omega} = \frac{E_e}{4\pi} \cos^5 \theta, \quad (3.47)$$

które po scałkowaniu da nam zależność:

$$E_e = 12E_k. \quad (3.48)$$

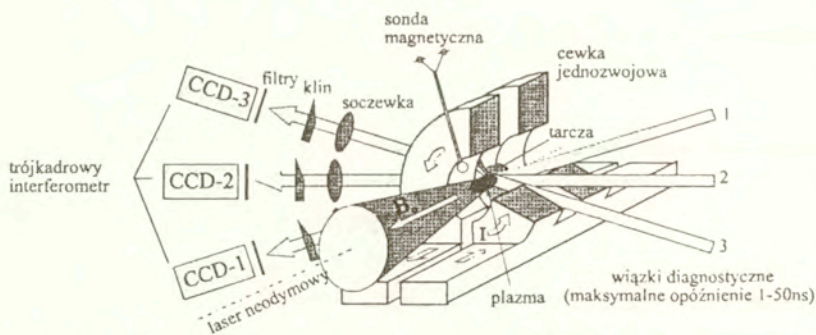
Tym sposobem, analogicznie jak w przypadku "prawdziwej" ekspansji sferycznej, znajomość  $E_k$  pozwala nam określić maksymalny zasięg jamy diamagnetycznej  $\rho_{c0max} \approx R_B$  w przypadku: ekspansji ukierunkowanej (zależnej od  $\theta$ ).

Przedstawioną metodykę pomiaru zmian pola magnetycznego za pomocą zdalnej sondy magnetycznej zastosowano łącznie z interferometrią w badaniach dynamiki powstawania jamy diamagnetycznej w poprzecznym pola magnetycznym o indukcji 10T. Wyniki pomiarów przedstawiono w rozdziale 6, punkt 6.1.2.

## 3.6 Układy eksperymentalne

### 3.6.1 Układ eksperymentalny do badania plazmy w polu magnetycznym o symetrii osiowej

Badania przeprowadzono w układzie eksperymentalnym przedstawionym na rys. 18. Plazma wytwarzana była poprzez zogniskowanie wiązki promieniowania z lasera neodymowego o energii w zakresie  $5 - 15J$  i czasie trwania impulsu nieprzekraczającym  $1ns$  - za pomocą soczewki o ogniskowej  $f = 180mm$  na tarczy płaskiej wykonanej z teflonu. Zapewniało to uzyskanie gęstości mocy promieniowania laserowego w ognisku około  $10^{14}W/cm^2$ . Tarcza umieszczona była na osi jednozwojowej cewki zasilanej wysoko-  
prądowym impulsem z generatora pola magnetycznego. Generator umożliwiał, przy naładowaniu baterii kondensatorów do napięcia  $20kV$ , uzyskanie impulsu prądowego w cewce o maksymalnym natężeniu  $600kA$  i półokresie  $9\mu s$ . Takiej wartości prądu, odpowiadała indukcja pola magnetycznego na osi cewki  $23T$ . Badania prezentowane w pracy prowadzono dla indukcji nieco niższych w zakresie  $5 - 15T$ . Konstrukcja cewki i zamocowanie tarczy było takie, aby kierunek linii sił pola magnetycznego był zgodny z kierunkiem wiązki lasera oświetlającej tarczę. Układ mocowania tarczy umożliwiał zmianę jej położenia (obróć i przesuwanie względem osi cewki) bez konieczności zapowietrzania komory próżniowej. Było to dużym ułatwieniem przy eksperymentowaniu i umożliwiło wykonywanie długich serii pomiarowych w bardzo podobnych warunkach próżniowych.

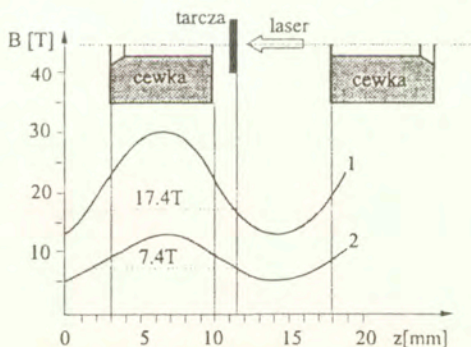


Rys. 18. Układ eksperymentalny do pomiarów interferometrycznych plazmy laserowej w podłużnym polu magnetycznym.

Do diagnostyki plazmy zastosowano zautomatyzowany trójkadrowy układ interferometryczny opisany w punkcie 3.2. Rozmieszczenie poszczególnych kadrów względem

cewki i tarczy przedstawia, rys. 18. Zastosowanie do rejestracji interferogramów kamer CCD czułych na podczerwień umożliwiło prowadzenie badań interferometrycznych plazmy na długości fali promieniowania, odpowiadającej podstawowej harmonicznej lasera neodymowego ( $\lambda = 1.06\mu\text{m}$ ). Czas trwania impulsu nie przekraczał  $1\text{ns}$ . W porównaniu do badań interferometrycznych przedstawionych w pracach [101] i [102] (w których stosowano  $\lambda = 0.53\mu\text{m}$ ), pozwoliło to na zwiększenie czułości układu interferometrycznego w zakresie niższych koncentracji elektronowych (poniżej  $10^{18}\text{cm}^{-3}$ ). Precyzyjną synchronizację lasera diagnostycznego z wybranymi chwilami sondowania plazmy zapewniał układ optycznych linii opóźniających. Powyższy układ interferometryczny umożliwiał obserwację wytwarzanej kolumny plazmowej w polu magnetycznym w zakresie od 0, aż do kilkudziesięciu nanosekund licząc od momentu padania głównego impulsu lasera na tarczę.

Pomiary amplitudy pola magnetycznego wytwarzanego przez cewkę prowadzone były za pomocą miniaturowej sondy magnetycznej. Usytuowanie sondy magnetycznej względem cewki i tarczy, przedstawia rys. 18. Przykładowy rozkład pola magnetycznego na osi cewki uzyskiwany w eksperymencie przedstawiono na rys. 19. Wzajemne położenie impulsów: lasera wytwarzającego plazmę, sondy magnetycznej oraz impulsu diagnostycznego rejestrowano na oscyloskopie Tektronix TDS 684A z cyfrowym zapisem. W celu wyeliminowania zakłóceń przy rejestracji interferogramów, impulsów laserowych i sondy

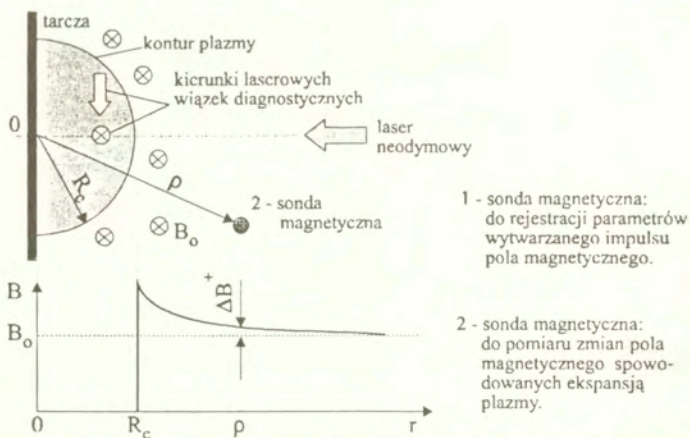
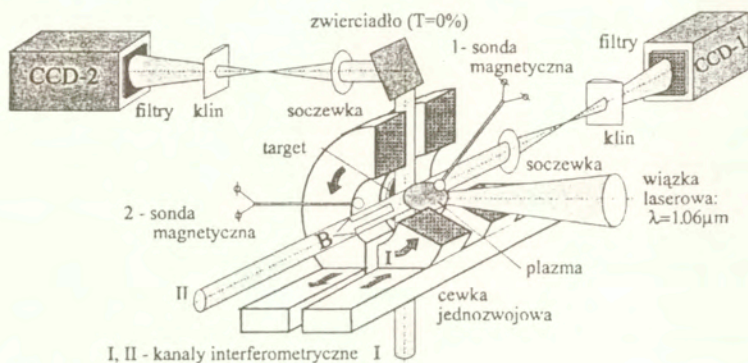


Rys. 19. Przykładowe rozkłady pola magnetycznego wzdłuż osi cewki.

magnetycznej, do transmisji tych sygnałów do układu akwizycji i oscyloskopu stosowano trakty światłowodowe. Ponadto, podłączenie komputera zarządzającego pracą układu akwizycji obrazu, lasera i generatora pola magnetycznego do sieci lokalnej instytutu, umożliwiało zdalne sterowanie eksperymentem plazmowym.

### 3.6.2 Układ eksperymentalny do badania plazmy w poprzecznym polu magnetycznym

Do pomiarów tomograficznych zastosowano dwukanałowy interferometr laserowy. Ze względu na ograniczony dostęp do plazmy usytuowanej wewnątrz cewki wytwarzającej pole magnetyczne oraz rozmieszczenie okien w komorze eksperymentalnej możliwe było sondowanie plazmy tylko w dwóch wzajemnie prostopadłych kierunkach: wzdłuż linii sił pola magnetycznego oraz w kierunku prostopadłym do pola. Usytuowanie kanałów interferometrycznych względem cewki przedstawia rys. 20.



Rys. 20. Rozmieszczenie kanałów interferometrycznych i sond magnetycznych względem cewki.

Do oświetlenia interferometru wykorzystywano podstawową harmoniczną lasera neodymowego. Wiązka diagnostyczna otrzymana była przez podział głównej wiązki laserowej. Precyzyjną synchronizację zapewniającą jednoczesne sondowanie plazmy w dwóch kanałach w wybranych chwilach ekspansji plazmy, realizowano jak w wypadku badań z podłużnym polem magnetycznym, za pomocą optycznej linii opóźniającej. Interferogramy były rejestrowane i analizowane przez zautomatyzowany układ akwizycji obrazów opisany wcześniej w punkcie 3.2 pracy.

Niezależnie od tomografii, do pomiaru dynamiki tworzenia się jamy diamagnetycznej stosowano sondę magnetyczną usytuowaną w znacznej odległości (około 5mm) od ekspandującej plazmy. Stosowanie metody RMP było niezbędne ze względu na stosunkowo niewielkie rozmiary plazmy, porównywalne z wymiarami sondy. Ponadto do pomiaru amplitudy pola magnetycznego wytwarzanego przez cewkę, jego zmian w czasie oraz synchronizacji generatora pola magnetycznego z laserem wytwarzającym plazmę w komorze eksperymentalnej stosowano dodatkowo sondę magnetyczną umieszczoną w otworze cewki magnetycznej. Usytuowanie sond magnetycznych względem cewki przedstawia rys. 20.

Dla każdej z diagnostyk opracowano stosowne metodyki pomiaru i ilościowej obróbki wyników opisane szczegółowo w punktach 3.4 i 3.5. Podobnie jak w eksperymencie z podłużnym polem magnetycznym zdalnie sterowano zautomatyzowanym układem rejestracji interferogramów.

### 3.6.3 System do zdalnego sterowania układem akwizycji obrazów

Sterowanie układem akwizycji obrazu realizowane jest przy pomocy specjalnej, rozprozonej aplikacji programowej [148]. Załoženiami pierwotnymi do realizacji aplikacji były:

- bezpieczeństwo danych eksperymentalnych,
- możliwość sterowania poprzez Internet akwizycją obrazu w eksperymencie plazmowym z dowolnej platformy sprzętowo - systemowej (UNIX, MS Windows 95, MS Windows NT, MacOS),
- dostęp do danych eksperymentalnych poprzez Internet,
- wygodna obsługa (w tym celu zaimplementowano w miarę przejrzysty i spójny graficzny interfejs użytkownika).

Aplikacja do sterowania eksperymentem została zbudowana w architekturze klient-serwer przy wykorzystaniu internetowej rodziny protokołów TCP/IP [147]. Oprogramowanie serwera (nazwane drmpd) zostało zaimplementowane na platformie unixowej (system operacyjny Linux dla procesora Intel x86) i w całości napisane w języku C. Platformę unixową wybrano celowo ze względu na jej stabilność i bezpieczeństwo. Serwer jest typem tzw. iteracyjnego serwera współbieżnego sterowanego napływem danych [148] i może współpracować jednocześnie z 256 autoryzowanymi klientami, z których każdy może mieć przydzielone prywatne katalogi robocze, w których przechowywane są zarejestrowane obrazy. Takie podejście stwarza możliwość wykorzystania tego samego komputera i układu akwizycji do rejestracji obrazu w dwóch lub więcej eksperymentach równocześnie (przy odpowiednim podziale torów rejestracyjnych). Oprogramowanie klienta (nazwane DRMPClient) zostało napisane w całości w nowoczesnym języku Java [151, 152, 150], opracowanym przez firmę Sun Microsystems. Dzięki temu oprogramowanie to jest przenośne nie tylko na poziomie kodu źródłowego, lecz także na poziomie kodu wynikowego. Program napisany w Javie kompilowany jest nie do postaci kodu wynikowego, charakterystycznego dla danej platformy sprzętowo - systemowej, ale do specjalnego kodu pośredniego tzw. byte - code [153], który jest interpretowany i zamieniany na odpowiedni kod danej platformy. Oprogramowanie klienta posiada graficzny interfejs użytkownika. Dzięki temu obsługa układu akwizycji jest dość wygodna i prosta. Program informuje o wszystkich sytuacjach błędnych i wyjątkowych. Klient komunikuje się z serwerem przy pomocy, specjalnie w tym celu opracowanego, protokołu aplikacyjnego DRMP - Data Registering Management Protocol [147, 149]. Protokół aplikacyjny DRMP bazuje na połączeniowym protokole TCP (Transmission Control Protocol). W zależności od potrzeb protokół DRMP może być bardzo łatwo dopasowany do sterowania innego typu diagnostykami.

*Zastrzeżonych nazw firm i ich znaków towarowych użyto wyłącznie w celu identyfikacji.*

## Rozdział 4

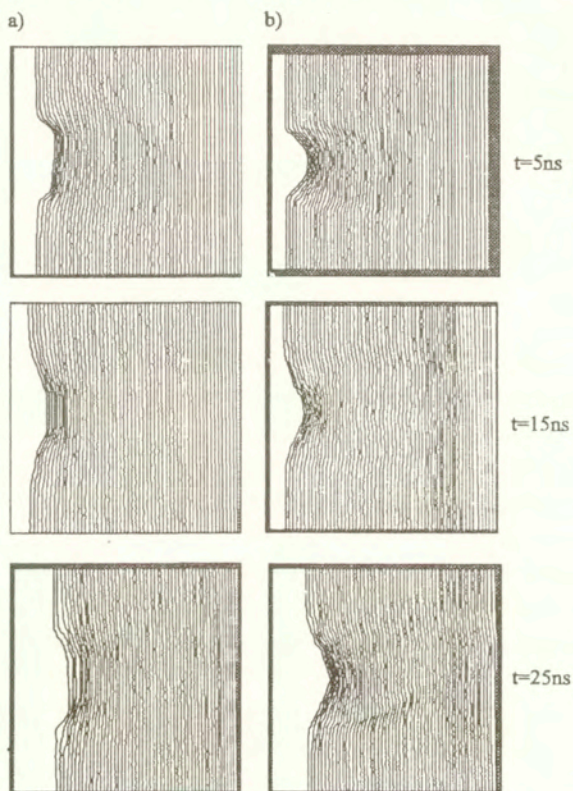
# Badania ekspansji plazmy laserowej w podłużnym polu magnetycznym

Celem badań przedstawionych w ramach tego rozdziału było poznanie wpływu silnego podłużnego pola magnetycznego na dynamikę plazmy laserowej wytwarzanej przy gęstości mocy promieniowania laserowego około  $10^{14} \text{ W/cm}^2$ . Badania eksperymentalne i modelowanie ekspansji plazmy w podłużnym polu magnetycznym prowadzono w celu wyjaśnienia zaobserwowanych wcześniej zjawisk szeregu interesujących zachowań plazmy, między innymi natury pochodzenia stosunkowo stabilnej konfiguracji plazmy o kształcie parabolicznym, nazwanej w pracy [101] "podkówką", a przede wszystkim dla sprawdzenia możliwości kształtowania plazmy w sposób dogodny dla lasera rentgenowskiego.

Badania wpływu podłużnego pola magnetycznego na ekspansję plazmy laserowej przeprowadzono dla pól magnetycznych o indukcji w zakresie 5–15T. Wykonane zostały one w dwóch seriach pomiarowych: najpierw bez pola magnetycznego, a następnie w jego obecności dla tych samych warunków eksperymentalnych. Miało to na celu wyeliminowanie przypadkowych wyników przy ocenie i formułowaniu wniosków odnośnie wpływu pola magnetycznego na parametry i dynamikę plazmy laserowej. Dysponując zautomatyzowanym trójkadrowym układem interferometrycznym umożliwiającym otrzymywanie rozkładów koncentracji elektronowej w całym badanym obszarze plazmy w wybranych chwilach czasu, oczekiwano na tej podstawie szczegółowego odtworzenia przebiegu zjawiska. Przykładowe interferogramy komputerowe otrzymane za pomocą procedury PRAZKI na podstawie dwuwymiarowych obrazów (512x512 pikseli) zarejestrowanych w poszczególnych torach kamerowych przedstawiono na rys. 21. Różnice w rozkładzie prążków interferencyjnych pokazują wpływ pola magnetycznego na ekspansję plazmy. Podstawą wszelkich analiz przeprowadzonych w ramach pracy były oczywiście, uzyskane na podstawie interferogramów przestrzenne rozkłady koncentracji elektronowej. W zwią-



zku z powyższym w dalszej części pracy przy omawianiu wyników badań interferometrycznych, ograniczono się do prezentowania wyłącznie rozkładów koncentracji elektronowej.



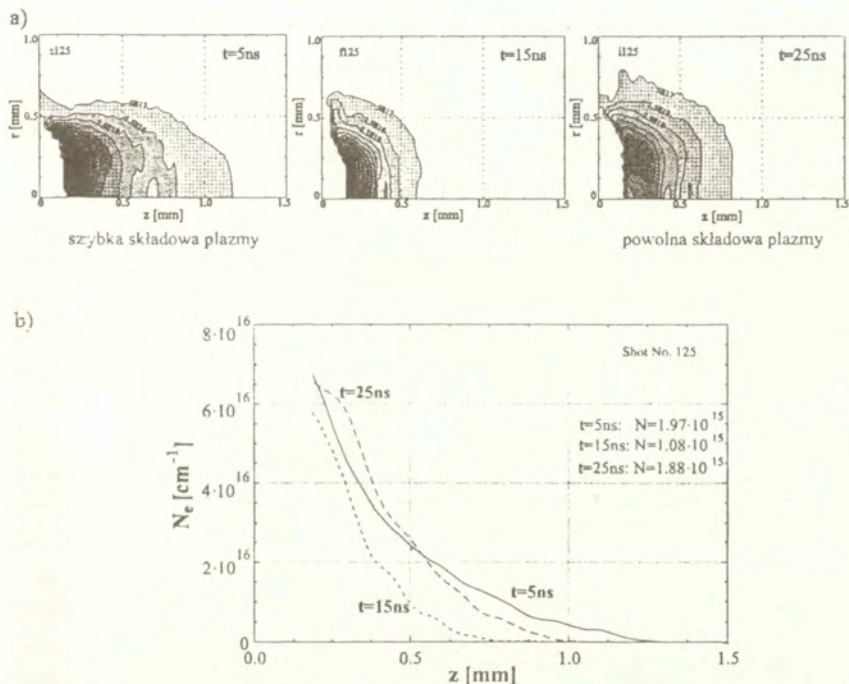
Rys. 21. Przykładowe ekwidensitytogramy prążków otrzymane z interferogramów plazmy za pomocą programu PRAZKI dla przypadków: a)  $B_0 = 0$  i b)  $B_0 = 10T$ .

## 4.1 Wyniki badań swobodnej ekspansji plazmy

Dokładne poznanie przebiegu procesu swobodnej ekspansji plazmy laserowej ( $B = 0$ ) było niezbędne dla stwierdzenia wpływu pola magnetycznego na plazmę oraz określenia zasadniczych różnic w przypadku  $B \neq 0$  w kolejnych fazach tego procesu.

Badania interferometryczne swobodnego rozlotu plazmy laserowej pokazują, że w plazmie można wyróżnić dwa składniki tej plazmy:

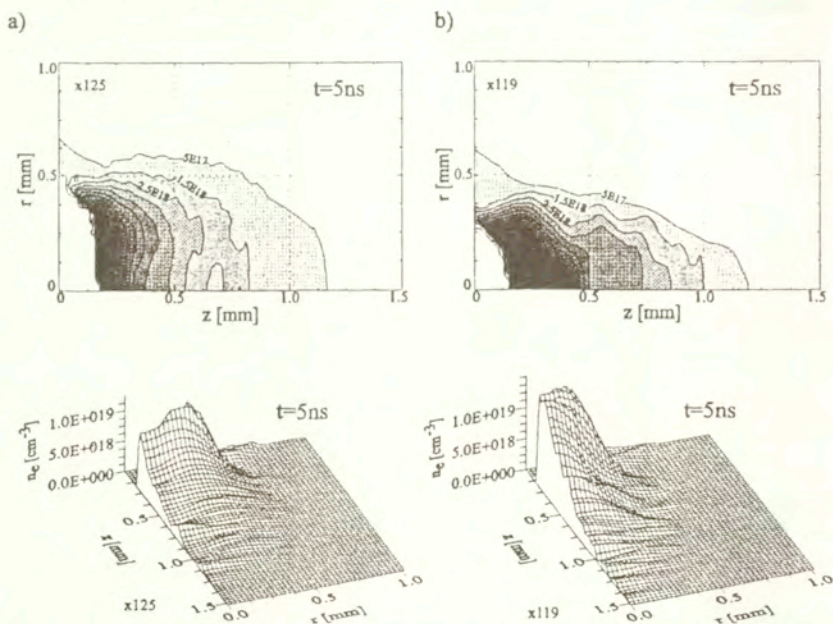
- szybki, występujący we wstępnej fazie procesu rozlotu, z prędkością wzdłuż normalnej do tarczy  $v_z \approx 3 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$  (określonej z przesunięcia ekwidensy  $n_e = 5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  po pierwszych  $5 \text{ ns}$  od momentu generacji plazmy, rys. 22a) ,
- powolny, obserwowany po zaniku szybkiej składowej plazmy (rys. 22a,  $t=25 \text{ ns}$ ), o prędkości rozlotu o rząd wielkości mniejszej.



Rys. 22. Przebieg swobodnej ekspansji plazmy: a) sekwencja czasowa rozkładów koncentracji elektronowej plazmy, b) odpowiadające jej rozkłady koncentracji liniowej.

Z analizy rozkładów koncentracji elektronowych plazmy wynika, że szybka część plazmy odpowiada plazmie termicznej [154], generowanej w wyniku ablacji i grzania materiału tarczy zogniskowaną wiązką laserową. Niższym koncentracjom plazmy ( $n_e < 5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ) odpowiadają wyższe jej prędkości jednak stwierdzenie tego wykraczało poza próg czułości metody pomiarowej. Występowanie szybkiej i powolnej składowej wyraźnie widoczne jest na rozkładach koncentracji liniowej, pokazanych na rys. 22b, uzyskanych na podstawie przestrzennych rozkładów koncentracji elektronowej. Ponieważ rozkłady

koncentracji linowej ( $N_e(z)$ ), pokazują jak zmienia się liczba elektronów (w przekroju poprzecznym) wzdłuż kolumny plazmowej, w związku z tym znakomicie ilustrują one zachowanie się składowych plazmy podczas ekspansji. Na ich podstawie określono również całkowitą liczbę elektronów w całej objętości plazmy w badanych chwilach czasu. Szybka plazma zanika po ok.  $15ns$ , czego konsekwencją jest znaczny spadek liczby elektronów na całej długości plazmy w stosunku do chwili  $t = 5ns$  oraz praktycznie całkowity zanik plazmy w przestrzeni  $z > 0.8mm$  (rys.22b). Jak można zauważyć całkowita liczba elektronów w obszarze obserwowanym interferometrycznie spada po  $15ns$  o wartość wyższą niż 50%, jeśli uwzględni się fakt ciągłego napływu plazmy z obszaru nierejestrowanego interferometrycznie w sąsiedztwie tarczy ( $z < 0.2mm$ ) zwanej tutaj strefą nieprzezroczystości plazmy.



Rys. 23. Rozkłady koncentracji elektronowej odpowiadające szybkiej składowej plazmy w przypadku ekspansji: a) kątowej, b) osiowej.

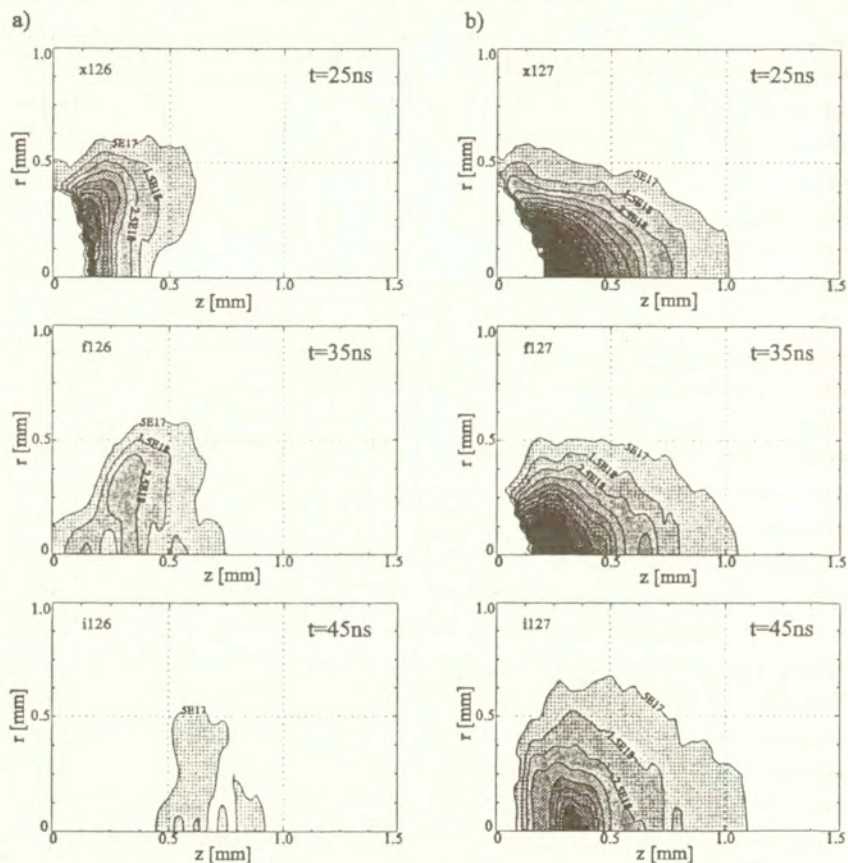
Powolną składową plazmy, obserwowaną po  $15ns$ , należy utożsamiać z plazmą zimną generowaną z krateru tarczy i jego otoczenia w wyniku procesów wtórnych, takich jak np.: fala uderzeniowa, przewodnictwo cieplne, promieniowanie rentgenowskie [154]. Charakter wypływu powolnej plazmy jest ściśle powiązany z charakterem ekspansji plazmy

gorącej.

Analiza wielokadrowych sekwencji interferogramów plazmy laserowej pozwoliła wyróżnić dwa zasadniczo odmienne rodzaje geometrii ekspansji plazmy nazywane: ekspansją kątową (rys.23a) i ekspansją osiową (rys.23b). Przyczynę tego efektu omówiono w następnym paragrafie. Ekspansja kątowa charakteryzuje się wyraźnie kątową emisją plazmy w stosunku do osi prostopadłej do tarczy oraz stosunkowo dużym promieniem strefy nieprzezroczystości, wynoszącym ok.  $0.5\text{mm}$ . Wydłużenie plazmy dla tego rodzaju ekspansji, zdefiniowane jako stosunek maksymalnej długości plazmy do jej maksymalnego promienia ( w pobliżu tarczy ) na poziomie  $n = 10^{17}\text{cm}^{-3}$ , w chwili  $t = 5\text{ns}$  (rys. 23a) wynosi około 1.6. W przypadku osiowej ekspansji plazmy obserwujemy zwiększoną ekspansję plazmy wzdłuż normalnej do powierzchni tarczy oraz znacznie mniejszy promień strefy nieprzezroczystości. Wydłużenie plazmy po  $5\text{ns}$  (rys. 23b) osiąga wartość 3. Dla ekspansji kątowej maksymalna koncentracja elektronowa w polu obserwacji plazmy nie przekracza wartości  $1.5 \cdot 10^{19}\text{cm}^{-3}$ , zaś dla ekspansji osiowej maksymalna wartość koncentracji plazmy jest ok. dwa razy wyższa (por. rys. 23a z rys. 23b). Zachowanie się plazmy w przypadku tych dwóch rodzajów ekspansji w późniejszych chwilach (dla  $t > 25\text{ns}$ ) przedstawiono na rys. 24. i rys. 25. Na rys. 24 przedstawione są ekwidensyogramy koncentracji elektronowej, zaś na rys. 25 odpowiadające im przestrzenne profile koncentracji elektronowej.

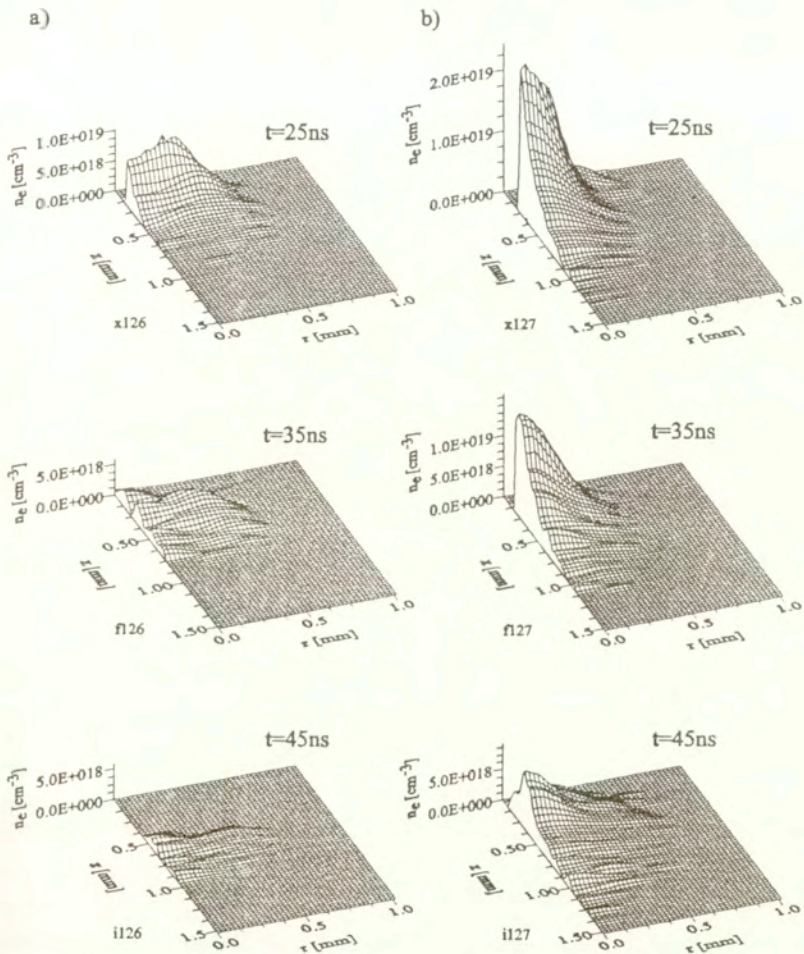
Najbardziej charakterystyczną cechą kątowego rozlotu plazmy jest występowanie wyraźnego minimum w rozkładzie koncentracji elektronowej, które jest widoczne praktycznie w całym obserwowanym przedziale czasów ekspansji (rys. 23a, 24a i 25a). Ponadto ekspansji kątowej plazmy ablacyjnej odpowiada szeroki i płaski front widoczny na ekwidensyogramach, rys. 23a ( $t = 5\text{ns}$ ), natomiast front wypływu powolnej składowej plazmy jest lekko wklęsły (por. rys. 24a -  $t = 25\text{ns}$ ). Prędkość osiowa frontu powolnej składowej, który jest tutaj reprezentowany przez ekwidensę  $n_e = 5 \cdot 10^{17}\text{cm}^{-3}$  w przedziale czasu  $15 \div 25\text{ns}$  wynosi ok.  $3 \cdot 10^6\text{cm/s}$ , natomiast przemieszczanie się maksimum koncentracji elektronów jest znacznie wolniejsze, i nie przekracza wartości  $10^6\text{cm/s}$ . Tak znaczna różnica prędkości pomiędzy centrum i skrajem plazmy sprawiają, że z chwilą wyczerpania się źródła plazmy, plazma szybko rozplywa się. Źródło wolnej plazmy zanika po upływie ok.  $25\text{ns}$ . Brak dopływu plazmy z tarczy objawia się początkowo zanikiem plazmy w bezpośrednim sąsiedztwie z tarczą. Osiowe przemieszczanie się plazmy zostało zilustrowane na rozkładach koncentracji liniowych odpowiadających różnym chwilom ekspansji. Na rys. 26a przedstawiono rozkłady koncentracji liniowej swobodnie ekspandującej plazmy dla kątowego reżimu ekspansji. Zmiany czasowe koncentracji liniowej dla przypadku ekspansji osiowej przedstawiono na rys. 26b. Na podstawie przemieszczania

się tylnego zbocza  $N_e(z)$  dla  $t = 35ns$  i  $t = 45ns$  (por. rys. 26a) można stwierdzić, że dla reżimu kąтового zanik plazmy postępuje od tarczy z prędkością  $2.5 \cdot 10^6 cm/s$ . Stosunkowo najdłużej żyje front plazmy, jednak i on zanika po ok.  $50ns$ .



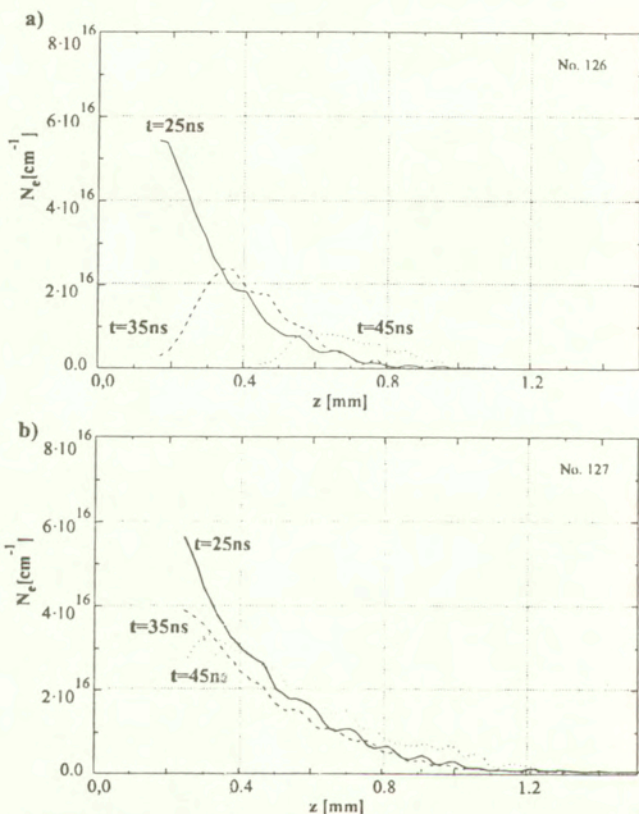
Rys. 24. Rozkłady koncentracji elektronowej odpowiadające powolnej składowej plazmy w przypadku ekspansji: a) kątowej, b) osiowej.

W przypadku ekspansji osiowej front wypływu powolnej składowej plazmy ma kształt paraboloidy obrotowej zwróconej wierzchołkiem do kierunku propagacji (por. rys. 23b i 24b). W przeciwieństwie do reżimu kąтового, osiowy rozkład koncentracji elektronowej, rys. 25b charakteryzuje się maksimum na osi. Prędkości przemieszczania się frontu i centrum plazmy nie odbiegają znacząco od wartości odpowiadających ekspansji kątowej



Rys. 25. Profile przestrzenne koncentracji elektronowej odpowiadające powolnej składowej plazmy w przypadku ekspansji: a) kątowej, b) osiowej.

i również są przyczyną rozplywania się plazmy. Jednak zogniskowanie plazmy na osi sprawia, że proces zaniku plazmy jest znacznie wolniejszy. Potwierdzają to zarówno rozkłady koncentracji liniowej jak i całkowita liczba elektronów obliczone w analizowanych chwilach czasu ekspansji, rys. 26b. Czas życia plazmy jest w tym przypadku dłuższy o 20 ÷ 30 ns. Analogicznie jak dla plazmy ekspandującej kątowo, najszybciej rozpada się plazma w sąsiedztwie tarczy, rys. 26b.



Rys. 26. Rozkłady koncentracji liniowej dla powolnej składowej plazmy w przypadku:  
a) kąowego, b) osiowego reżimu ekspansji.

## 4.2 Eksperymentalna realizacja reżimów ekspansji plazmy laserowej

Analiza kraterów tarcz laserowych stosowanych do generacji plazmy pozwoliła stwierdzić, że na rodzaj ekspansji plazmy ma zasadniczy wpływ rozkład intensywności promieniowania laserowego na tarczy. Generalnie rozkład ten zależy od rozkładu poprzecznego intensywności promieniowania w wiązce laserowej oraz od dokładności zogniskowania wiązki laserowej na tarczy. Otrzymanie stabilnej wiązki laserowej o rozkładzie Gaussa w przekroju poprzecznym jest bardzo trudnym technicznym zadaniem uwarunkowanym

takimi czynnikami jak:

- jakość prętów laserowych i elementów optycznych, przez które przechodzi wiązka laserowa,
- efekt termooptyczny w prętach laserowych (radialna zmiana współczynnika załamania pręta laserowego w wyniku niejednorodnego grzania pręta),
- zaburzenia dyfrakcyjne wiązki laserowej w wyniku ograniczeń aperturowych.

Z kolei wpływ ustawienia tarczy na rozkład intensywności promieniowania w ognisku określić można na podstawie zależności [155]:

$$\Delta z = -\frac{\Delta F \lambda f^2}{a^2} \quad (4.1)$$

gdzie:

$\Delta F$  – zmiana liczby Fresnela związana ze zmianą położenia tarczy lub ogniska wiązki o wartości  $\Delta z$  względem położenia ogniska,

$\lambda$  – długość fali promieniowania lasera,

$a$  i  $f$  – apertura i ogniskowa soczewki.

Liczba Fresnela  $F = 0$  odpowiada idealnemu zogniskowaniu i rozkładowi Gaussa promieniowania w ognisku. Gdy  $F \neq 0$ , wzrasta intensywność promieniowania laserowego na krańcach ogniska wiązki laserowej kosztem centrum.

W związku z powyższym, zrealizowanie zogniskowania z liczbą Fresnela  $F = 0$ , któremu odpowiada maksimum intensywności promieniowania laserowego w centrum tarczy prowadziło w eksperymencie do powstania kąтового reżimu ekspansji. Z kolei reżim osiowy ekspansji występował, gdy rozkład intensywności promieniowania posiadał minimum na osi tarczy, co odpowiada liczbie Fresnela  $F > 0$  i  $F < 0$ .

W naszym eksperymencie  $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$ ,  $f = 180 \text{cm}$  i  $a = 3 \text{cm}$ . Dla tych wartości zmiana  $F$  o jeden dokonuje się przy przemieszczeniu ogniska lub tarczy o  $\Delta z = 35 \mu\text{m}$ . Taką precyzję ustawienia tarczy umożliwiał stosowany w eksperymencie mechanizm przesuwu. Na różnice rozkładu intensywności promieniowania w ognisku miała również wpływ niepowtarzalność pracy lasera. Dlatego możliwe było oscylowanie między liczbami Fresnela 0 i 2 w poszczególnych strzałach lasera, co prowadziło do tak zasadniczych różnic w oświetleniu tarczy i ekspansji plazmy.



Biorąc pod uwagę przedstawione wyżej trudności, związane z uzyskaniem stabilnej pod względem rozkładu poprzecznego wiązki laserowej oraz uwarunkowania eksperymentalne, zrealizowanie konkretnego reżimu ekspansji w badaniach było w dużym stopniu przypadkowe. Przy selekcji interferogramów przyjęto następujące kryterium. Do grupy interferogramów uzyskanych w reżimie kątowym kwalifikowane były interferogramy, którym odpowiadały "napalenia" na tarczy z wyraźnym maksimum w jej centrum ( $F \approx 0$ ), oraz parametr wydłużenia plazmy (zdefiniowany w punkcie 4.1) w chwili  $t = 5ns$  około 1.5. Natomiast do grupy reżimu osiowego zaliczono interferogramy, dla których napalenia na tarczy były w postaci wyraźnego pierścienia, co odpowiadało rozkładowi z minimum intensywności na osi tarczy ( $F \approx -1$  i  $F \approx 1$ ) i wydłużeniu około 3.

## 4.3 Wyniki badań ekspansji plazmy w podłużnym polu magnetycznym

### 4.3.1 Ekspansja kątowa

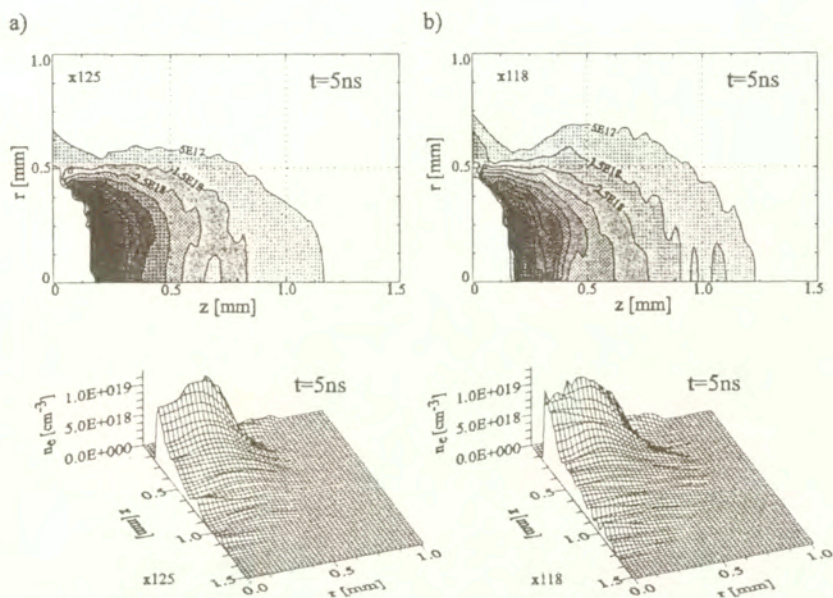
Stwierdzenie występowania składowych plazmy (szybkiej i powolnej) przy swobodnej ekspansji plazmy jak również wyróżnienie dwóch odmiennych reżimów ekspansji miało zasadnicze znaczenie przy prowadzeniu badań nad zachowaniem się plazmy w zewnętrznym polu magnetycznym. Skoncentrowanie się w tych badaniach na konkretnym reżimie ekspansji plazmy w polu magnetycznym ułatwiło w dużym stopniu analizę uzyskanych wyników. Pozwoliło to na jednoznaczne stwierdzenie różnic, dotyczących zarówno hydrodynamiki jak i parametrów plazmy dla wybranego reżimu, w odniesieniu do swobodnej ekspansji plazmy.

Zasadnicze badania plazmy laserowej w zewnętrznym polu magnetycznym przeprowadzono dla pola o indukcji  $B_0 = 10T$ . Wykonane badania zarówno dla wartości indukcji mniejszej ( $B_0 = 5T$ ) jak i większej ( $B_0 = 15T$ ) potraktowano jako uzupełniające. Badano plazmę powstającą przy oddziaływaniu lasera o energii około  $10J$  i czasie trwania impulsu  $t \approx 1ns$  z płaską tarczą wykonaną z teflonu.

Analiza interferogramów uzyskanych w reżimie kątowym ekspansji pozwoliła wyróżnić następujące charakterystyczne fazy rozwoju tego zjawiska:

- fazę radialnej ekspansji plazmy obejmującą, przedział czasu od momentu jej powstania do chwili  $t = 5ns$ ,
- fazę implozji radialnej plazmy, zachodzącą w zakresie  $t = (5 - 15)ns$ ,

- fazę reekspansji radialnej plazmy, odpowiadającą czasom ekspansji  $t = (15-25)ns$ ,
- fazę rozlotu plazmy rozpoczynającą się od  $t > 25ns$ .

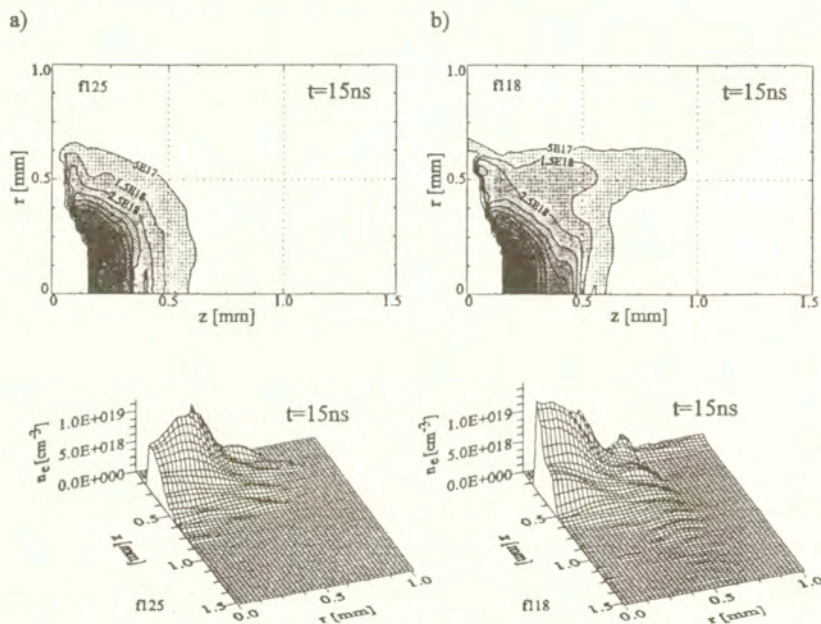


Rys. 27. Rozkłady koncentracji elektronowej w fazie ekspansji radialnej dla kątowej geometrii rozlotu plazmy w przypadku: a)  $B_0 = 0$ , b)  $B_0 = 10T$ .

W okresie pierwszych  $5ns$ , w fazie ekspansji radialnej nie obserwuje się wyraźnego wpływu pola magnetycznego na ekspansję plazmy. Zarówno dynamika jak i rozkłady przestrzenne koncentracji elektronowej plazmy są bardzo podobne jak w przypadku swobodnie ekspandującej plazmy. Na rozkładach tych, (por. rys. 27a z rys. 27b) obserwuje się charakterystyczne dla kątowego rozlotu plazmy minimum koncentracji elektronowej. Nieznaczne różnice można zaobserwować w końcowej fazie ekspansji radialnej i dotyczą one wartości maksymalnej koncentracji elektronowej i jej radialnego rozkładu. Związane są one z hamowaniem przez podłużne pole magnetyczne procesu ekspansji radialnej. W obecności pola magnetycznego maksymalna koncentracja elektronów jest nieco większa i przesunięta nieco ku brzegowi plazmy.

Istotne różnice, w porównaniu ze swobodną ekspansją, dotyczące wpływu pola magnetycznego na ekspansję plazmy, pojawiają się dla  $t > 5ns$  w fazie implozji radialnej (rys.28), zaczynającej się od momentu osiągnięcia przez plazmę maksymalnego promienia.

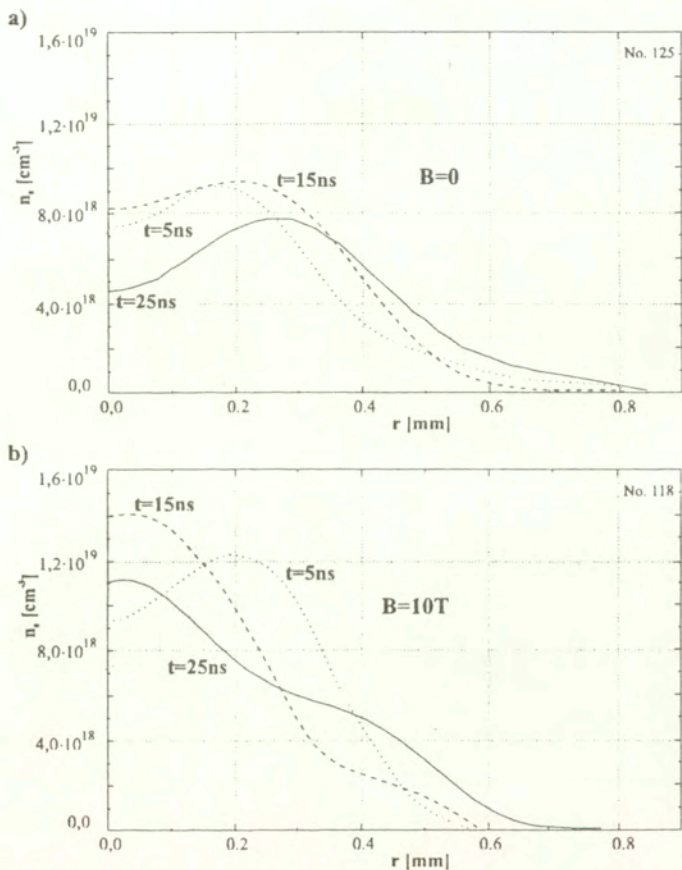
W końcowej fazie implozji radialnej zmiane ulega kształt frontu rozlatującej się plazmy. Płaski front przy braku pola magnetycznego (rys. 28a) w chwili  $t = 15ns$  przekształca się w obecności pola magnetycznego o indukcji  $B = 10T$  na zdecydowanie wklęsły (rys. 28b). Związane jest to z powstaniem na froncie plazmy dodatkowych ramion (skrzydeł) o długości ok.  $0.5mm$ . Ramiona te tworzy plazma o stosunkowo niskiej koncentracji elektronowej,  $n_e < 10^{18}cm^{-3}$ .



Rys. 28. Rozkłady koncentracji elektronowej w fazie implozji radialnej dla kątowej geometrii rozlotu plazmy w przypadku: a)  $B_0 = 0$ , b)  $B_0 = 10T$ .

Proces implozji radialnej plazmy wyraźnie widoczny jest na rozkładach koncentracji elektronowej w pobliżu tarczy. Różnice w zachowaniu się plazmy ekspandującej swobodnie oraz w obecności pola magnetycznego dla przekroju leżącego w sąsiedztwie tarczy do chwili  $t = 25ns$  przedstawiono na rys. 29. Jak można zauważyć w przypadku ekspansji swobodnej ( $B_0 = 0$ ) (rys. 29a) charakterystyczne dla kątowego reżimu, minimum w rozkładzie koncentracji elektronowej plazmy pogłębia się w miarę upływu czasu. Natomiast w przypadku obecności pola magnetycznego (rys. 29b) maksimum to przemieszcza się w kierunku do osi powodując wzrost koncentracji elektronowej na osi. W chwili  $t = 15ns$  koncentracja elektronowa plazmy na osi (dla  $r = 0$ ) osiąga maksymalną wartość

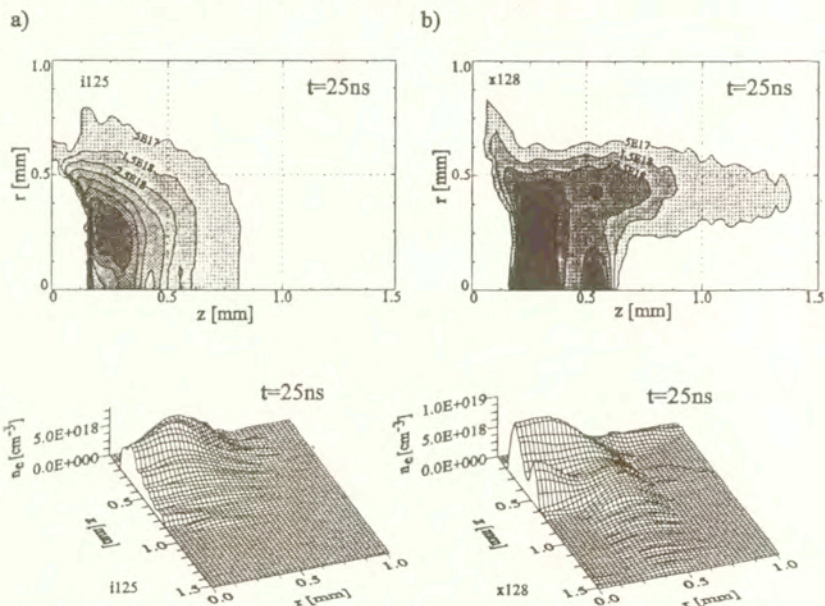
$n_e \approx 1.4 \cdot 10^{19} \text{cm}^{-3}$ . Następnym radialnego przemieszczania się plazmy jest jej intensywny osiowy wypływ, w wyniku którego przy tarczy maleje maksymalna koncentracja elektronowa (rys. 29b,  $t = 25 \text{ns}$ ). Początek osiowego wypływu plazmy, widoczny jest na rys. 28b ( $t = 15 \text{ns}$ ) w postaci ostrego skoku koncentracji elektronowej na froncie plazmy.



Rys. 29. Wpływ pola magnetycznego na zachowanie się plazmy w pobliżu tarczy, dla  $z = 220 \mu\text{m}$  dla kątownego reżimu ekspansji. a)  $B_0 = 0$ , b)  $B_0 = 10 \text{T}$ .

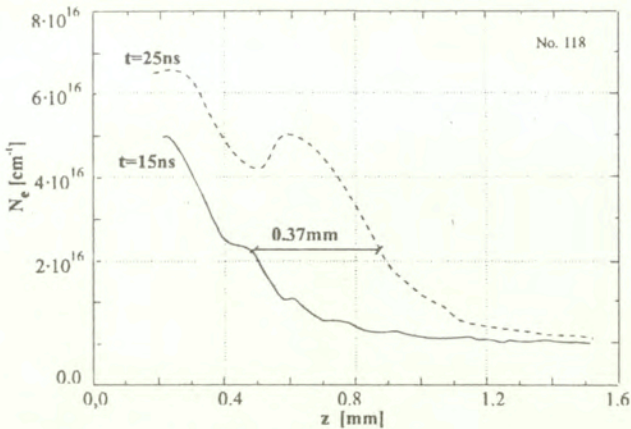
Na ogół strumień plazmy wywołany implozją osiowosymetrycznej powłoki plazmowej ma wydłużony kształt oraz prędkość osiową znacznie wyższą od prędkości granicy implozującej powłoki, wynoszącej tutaj ok.  $2 \cdot 10^6 \text{cm/s}$ . Tymczasem w omawianym przypadku strumień ten posiada zdecydowanie płaski front. Ponieważ front plazmy przemieszcza się

wzdłuż osi ze stosunkowo małą prędkością ( $\sim 1.5 \cdot 10^6 \text{ cm/s}$ ), dlatego w następnej fazie rozwoju zjawiska, fazie reekspansji, dla  $t > 15 \text{ ns}$ , obserwuje się silny radialny rozptyw tego strumienia wzdłuż wcześniej uformowanego wklęsłego czoła ekspandującej plazmy, co prowadzi do kilkukrotnego wzrostu koncentracji plazmy w ramionach. Rozkłady koncentracji elektronowej w fazie reekspansji radialnej dla  $t = 25 \text{ ns}$ , przedstawiono na rys. 30. Jak można zauważyć (rys. 30) koncentracja plazmy w ramionach w końcu fazy reekspansji jest stosunkowo wysoka i wynosi  $n_e = 4 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ .



Rys. 30. Rozkłady koncentracji elektronowej w fazie reekspansji radialnej dla kątowej geometrii rozlotu plazmy w przypadku: a)  $B_0 = 0$ , b)  $B_0 = 10T$ .

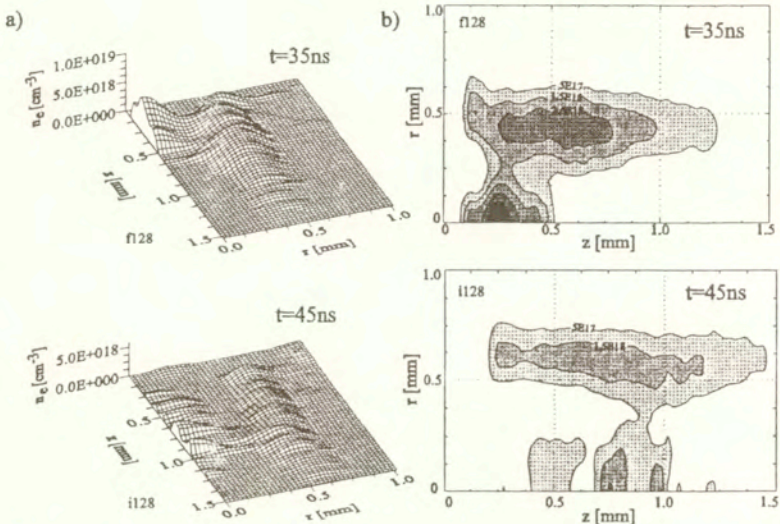
Jednocześnie (w porównaniu z wcześniejszą fazą zjawiska) obserwuje się spadek koncentracji elektronowej na osi. Ponieważ ramiona wyprzedzają front plazmy na osi, wobec tego ruch plazmy zawartej w strumieniu (przemieszczającym się początkowo wzdłuż osi, a następnie w ramionach) jest szybszy niż ruch osiowy plazmy jako całości. Obszar związany z wypływem plazmy wywołany implozją widoczny jest na wykresach koncentracji liniowej (rys. 31) odpowiadających czasom ekspansji  $t = 15 \text{ ns}$  i  $t = 25 \text{ ns}$ . Na podstawie przesunięcia zbocza odpowiadającego frontowi strumienia, oszacowano prędkość przemieszczania się plazmy jako całości w kierunku osiowym i wynosi ona  $v_z = 3.7 \cdot 10^6 \text{ cm/s}$ . Prędkość  $v_z$  należy traktować jako składową osiową prędkości



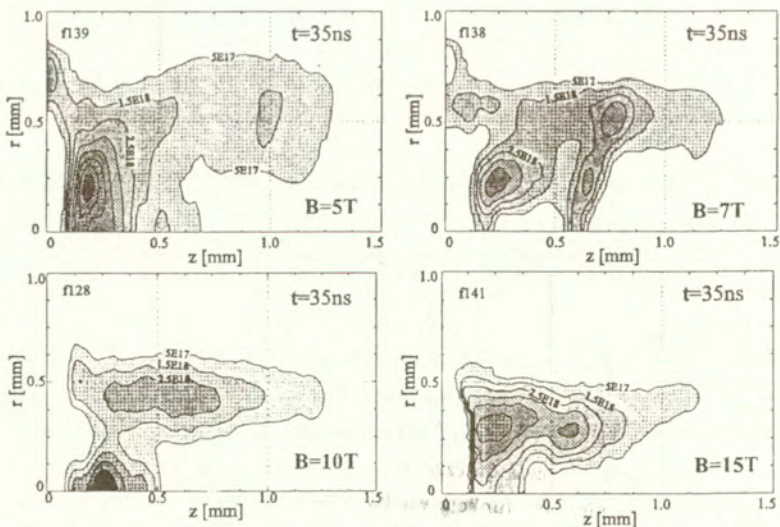
Rys. 31. Rozkłady koncentracji liniowej potwierdzające występowanie intensywnego osiowego wypływu plazmy dla  $t > 15ns$ .

przemieszczania się strumienia plazmy wzdłuż wygiętego frontu. Wobec czego prędkość przemieszczania się strumienia plazmy wywołanego implozją zarówno w kierunku osiowym jak i wzdłuż wygiętego frontu powinna być zdecydowanie wyższa od prędkości przemieszczania się osiowego plazmy jako całości. Początkowa osiowa prędkość strumienia, może osiągać wartość rzędu  $10^7 cm/s$ . Wyższe prędkości osiowe strumienia od prędkości osiowej generującej ją plazmy oraz spadek koncentracji tej ostatniej z powodu reekspansji sprawiają, że strumień odrywa się od zasadniczej plazmy. Jego front w sąsiedztwie osi ulega wyraźnemu spiętrzeniu (por. rys. 28b,  $t = 15ns$  z rys. 30b,  $t = 25ns$ ), koncentracja elektronów na osi osiąga wartość  $10^{19} cm^{-3}$ . Ponieważ front plazmy nie może przemieszczać się w kierunku osiowym, to w dalszym procesie rozwoju zjawiska dla  $t > 25ns$ , następuje dalszy rozpył tego strumienia, wzdłuż powstałego uprzednio wklęsłego frontu propagacji do ramion. Mimo znacznego napływu plazmy do ramion ich długość nie ulega istotnej zmianie i nie wykracza poza  $z = 1.5mm$ .

Radialny przepływ strumienia plazmy (wywołanego implozją) do ramion w połączeniu z reekspansją plazmy sprawia, że większość plazmy w chwili  $t = 35ns$  (rys. 32), jest ulokowana poza osią. W końcowym etapie rozwoju zjawiska z chwilą wyczerpania się źródła plazmy pozostaje głównie tylko plazma zewnętrzna o maksymalnej koncentracji elektronowej około  $2 \cdot 10^{18} cm^{-3}$ , która ma kształt wydrążonego cylindra, rys. 32 ( $t = 45ns$ ). Długość tej cylindrycznej konfiguracji odpowiada zasięgowi ramion, zaś jej zewnętrzna średnica jest funkcją wielkości pola magnetycznego. Zależność zewnętrznego promienia cylindra od wielkości indukcji pola magnetycznego przedstawia rys. 33. Jak



Rys. 32. Rozkłady koncentracji elektronowej plazmy: a) ekwidensytogramy, b) profile przestrzenne, odpowiadające końcowej fazie ekspansji plazmy w polu magnetycznym.



Rys. 33. Zależność zewnętrznej średnicy plazmowego cylindra od amplitudy podłużnego pola magnetycznego.

można zauważyć, im większa jest indukcja pola magnetycznego tym mniejszy jest promień zewnętrznego cylindra. Ponadto dla większej indukcji pola magnetycznego wyostrza się granica między plazmą, a polem magnetycznym. Dla indukcji pola magnetycznego 15T promień zewnętrznego cylindra wynosi około 0.5mm.

### 4.3.2 Ekspansja osiowa

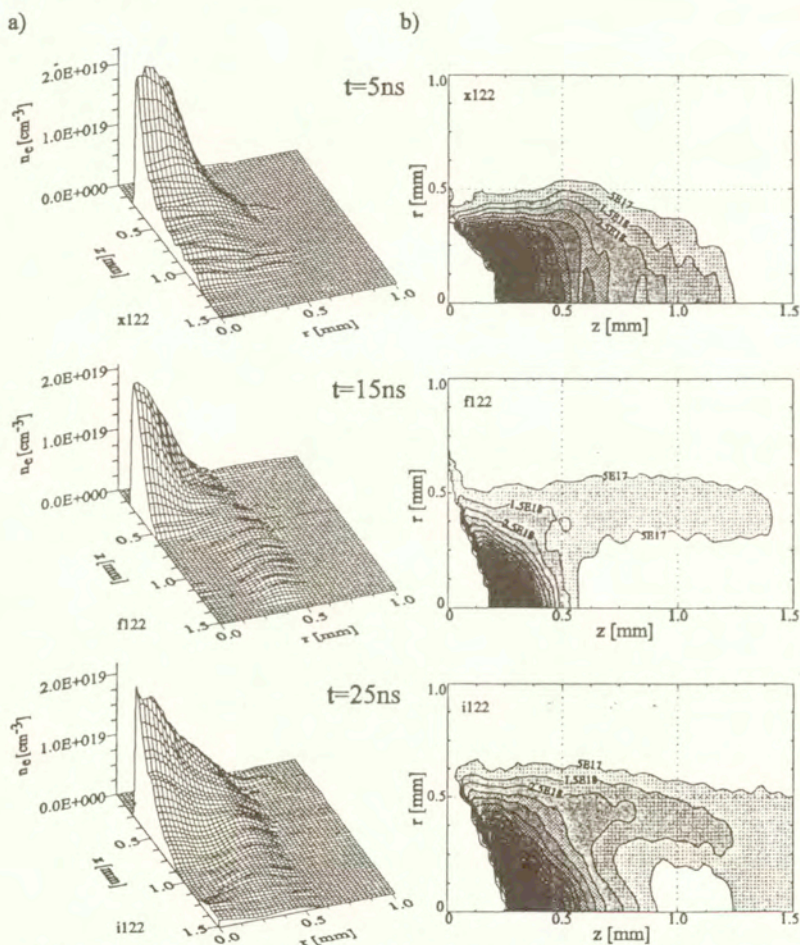
Rozkłady koncentracji elektronowej plazmy ilustrujące osiowy reżim ekspansji plazmy (czyli ekspansji głównie w kierunku równoległym do osi  $z$ ) w polu magnetycznym o indukcji  $B_0 = 10T$ , odpowiadające wczesnym fazom rozwoju zjawiska (szybkiej składowej plazmy) przedstawione są na rys. 34. Podobnie jak w przypadku ekspansji kątowej, w trakcie pierwszych kilku nanosekund nie obserwuje się różnic w ekspansji plazmy w odniesieniu do ekspansji swobodnej (por. rys.34,  $t = 5ns$  z rys. 23b). Kształt zewnętrznego konturu plazmy jest paraboliczny, zaś rozkład koncentracji elektronowej posiada charakterystyczne maksimum na osi. Maksymalna koncentracja elektronowa w polu obserwacji jest taka jak dla przypadku ekspansji z  $B_0 = 0$  i wynosi około  $4 \cdot 10^{19} cm^{-3}$ .

Wpływ pola magnetycznego na przebieg ekspansji osiowej obserwuje się po upływie  $15ns$  od moment generacji plazmy. Zasadnicze różnice w porównaniu ze swobodną ekspansją dotyczą głównie deformacji (zaburzenia) zewnętrznych obszarów uformowanego obłoku plazmowego będących w bezpośrednim kontakcie z podłużnym polem magnetycznym. W chwili  $t = 15ns$ , rys. 34 widoczne są charakterystyczne ramiona rzadkiej plazmy, które w tym przypadku są około dwa razy dłuższe niż w przypadku emisji kątowej (por. rys. 34,  $t = 15ns$  z rys. 28b). O ile początkowo są one w przybliżeniu równoległe do osi to po kilku ns obserwuje się ruch ich przednich części ku osi, a nawet ich łączenie na osi (rys. 34,  $t = 25ns$ ). Zasilanie tych ramion w plazmę odbywa się poprzez częściowy odływ plazmy ze skrajnych partii zasadniczego strumienia. W następnych fazach ekspansji osiowej, przedstawionych na rys. 35, ramiona te szybko zanikają.

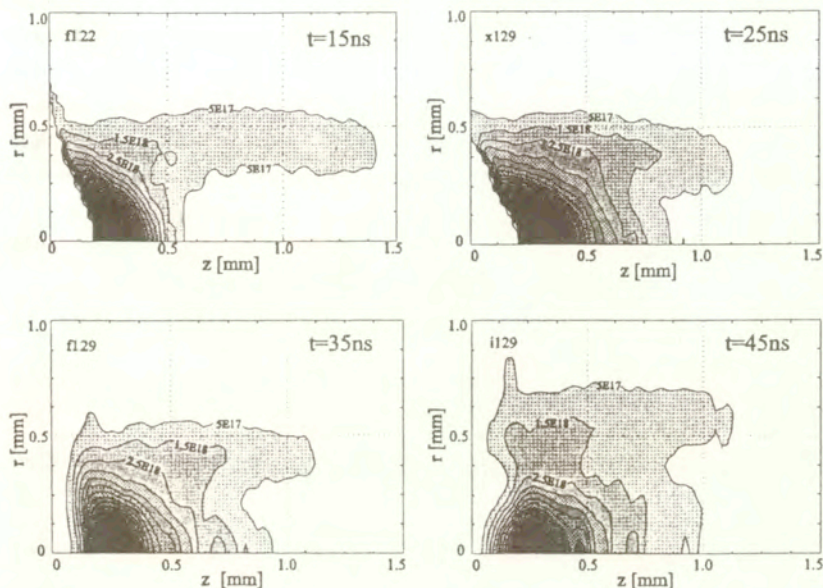
Analizując uzyskane rozkłady koncentracji elektronowej plazmy dla osiowego reżimu ekspansji we wszystkich charakterystycznych fazach jej rozwoju stwierdzono, że częściowy odływ plazmy do skrzydeł nie ma wpływu na zachowanie się centralnej gęstej plazmy odpowiadającej powolnej składowej plazmy. Zachowanie się powolnej składowej plazmy nie ulega praktycznie zakłóceniu. Powolna składowa plazmy (rys. 35) tak jak w przypadku ekspansji swobodnej (rys. 24b) ma kształt paraboloidy obrotowej z charakterystycznym maksimum koncentracji elektronowej, pozostającym na osi przez cały czas trwania procesu. Zachowane zostają również charakterystyczne prędkości plazmy. Analogicznie jak dla przypadku  $B_0 = 0$  najdłużej żyje skoncentrowana na osi gęsta plazma (por. rys.



35,  $t = 45ns$  z rys. 24b,  $t = 45ns$ ).



Rys. 34 Rozkłady koncentracji elektronowej plazmy w przypadku osiowej geometrii rozlotu:  
 a) profile przestrzenne, b) ekwidensytogramy, odpowiadające wczesnym fazom ekspansji  
 plazmy w osiowym polu magnetycznym o indukcji  $B_0 = 10T$ .



Rys. 35. Rozkłady koncentracji elektronowej plazmy w przypadku osiowej geometrii rozlotu odpowiadające powolnej składowej w polu magnetycznym o indukcji  $B_0 = 10T$ .

#### 4.4 Wnioski dotyczące wyników pomiarów

Uzyskane rozkłady przestrzenne i czasowe koncentracji elektronowej plazmy laserowej wytwarzanej z płaskiej tarczy teflonowej przy gęstości mocy promieniowania laserowego około  $10^{14}W/cm^2$ , pozwoliły stworzyć w miarę spójny obraz, zachowania się plazmy laserowej zarówno w przypadku swobodnego rozlotu (gdy  $B = 0$ ), oraz jej ekspansji w podłużnym polu magnetycznym o indukcji  $5 - 20T$ .

Stwierdzenie w przypadku ekspansji swobodnej:

- dwuetapowości powstawania plazmy laserowej związanej z występowaniem szybkiej i powolnej składowej plazmy, oraz
- wyróżnienie dwóch rodzajów ekspansji plazmy: kątowej i osiowej,

pozwoili wytłumaczyć charakter otrzymanych rozkładów koncentracji elektronowej w plazmie w obecności podłużnego pola magnetycznego.

Decydujący wpływ na rozkład koncentracji elektronowej konfiguracji plazmowych powstających w końcowej fazie ekspansji miał sposób zogniskowania promieniowania laserowego na tarczy. Szczególnie interesującą konfiguracją, powstającą przy "punktowym" zogniskowaniu wiązki laserowej na tarczy, co odpowiadało kątowemu reżimowi ekspansji jest cylinder plazmowy formowany w końcowej fazie procesu  $t > 25$ . Przypadek rozogniskowania wiązki laserowej na tarczy (reżim osiowy ekspansji), był mało interesujący i nie różnił się zasadniczo od rozlotu swobodnego plazmy, dla  $B = 0$ .

Analiza rozkładów koncentracji elektronowej uzyskanych w różnych chwilach ekspansji plazmy pozwoliła wyróżnić kilka charakterystycznych faz rozwoju zjawiska.

- fazę radialnej ekspansji plazmy obejmującą, przedział czasu od momentu jej powstania do chwili  $t = 5ns$ ,
- fazę implozji radialnej plazmy, zachodzącą w zakresie  $t = (5 - 15)ns$ ,
- fazę reekspansji radialnej plazmy, odpowiadającą czasom ekspansji  $t = (15 - 25)ns$ , oraz
- fazę formowania cylindra plazmowego, rozpoczynającą się dla  $t > 25ns$ .

Istotne różnice w przebiegu ekspansji kątowej plazmy laserowej w polu magnetycznym w porównaniu z ekspansją swobodną, widoczne na rozkładach koncentracji elektronowej, występują dopiero w fazie implozji radialnej. W fazie implozji zmianie ulega kształt frontu rozlatującej się plazmy. Płaski front przy braku pola magnetycznego w chwili  $t = 15ns$  przekształca się na wklęsły. Na froncie tym pojawiają się dodatkowe ramiona o długości ok.  $0.5mm$ . Następnym etapem implozji jest intensywny osiowy wypływ strumienia plazmy widoczny na froncie plazmy jako ostry skok koncentracji elektronowej. Radialny przepływ tego strumienia wzdłuż wklęsłego frontu do ramion w połączeniu z ponowną radialną ekspansją plazmy powoduje powstanie w końcowej fazie ekspansji cylindrycznej konfiguracji plazmy o stosunkowo wysokiej koncentracji elektronowej. Dla  $t = 45ns$  koncentracja elektronowa w cylindrze wynosi około  $2 \cdot 10^{18}cm^{-3}$ , natomiast jego długość odpowiada zasięgowi ramion. Promień zewnętrzny cylindra zależy od wielkości indukcji pola magnetycznego. Dla indukcji pola magnetycznego  $15T$  promień ten wynosi około  $0.5mm$ .

Uzyskane rozkłady koncentracji elektronowej plazmy w osiowym polu magnetycznym stanowiły bazę do przeprowadzenia obliczeń numerycznych za pomocą dwuwymiarowego kodu MHD. Skoncentrowano się na modelowaniu stwierdzonych eksperymentalnie reżimów ekspansji: kątowego i osiowego. Wyniki numerycznego modelowania i porównanie ich z eksperymentem są tematem następnego rozdziału.

## Rozdział 5

# Numeryczne modelowanie ekspansji plazmy laserowej w zewnętrznym podłużnym polu magnetycznym

### 5.1 Opis modelu numerycznego

Najbardziej ogólnym modelem fizycznym zjawisk w plazmie jest tzw. model kinetyczny, którego matematycznym wyrazem są równania opisujące ewolucję funkcji rozkładu jonów i elektronów. Jednak informacja zawarta w funkcjach rozkładu jest zwykle zbyt szczegółowa, a równania zbyt skomplikowane i praktycznie niemożliwe do rozwiązania. Często stosowanym uproszczeniem przy modelowaniu dynamiki rozlotu plazmy laserowej jest przybliżenie magnetohydrodynamiczne, w którym ogólną funkcję rozkładu zastępuje się funkcją rozkładu Maxwella.

Konstruując kod do numerycznego modelowania konkretnego przypadku, dokonuje się zwykle uproszczeń wynikających z symetrii analizowanego zjawiska jak i ograniczenia zakresu parametrów plazmy potrzebnych do jego analizy. Stopień trudności przy opracowaniu takiego kodu istotnie komplikuje się ze wzrostem liczby wymiarów przestrzennych.

W naszym przypadku przedmiotem modelowania była ekspansja plazmy laserowej w silnym zewnętrznym polu magnetycznym o indukcji do  $20T$ . Modelowano oddziaływanie wiązki laserowej z płaską masywną tarczą z ciała stałego o różnym rozkładzie intensywności promieniowania w przekroju poprzecznym w ognisku wiązki laserowej. Szukano potwierdzenia obserwowanego eksperymentalnie związku między niejednorodnością oświetlenia tarczy, a charakterem ekspansji plazmy. Zakładając, że plazma laserowa ma symetrię cylindryczną i ekspanduje w polu magnetycznym, które początkowo jest jednorodne i równoległe do osi układu oraz dla występującego w eksperymencie zakresu

podstawowych parametrów plazmy takich jak temperatura i koncentracja elektronowa, do opisu i interpretacji wyników pomiarów interferometrycznych wystarczającym było zastosowanie do modelowania ekspansji plazmy właśnie przybliżenia MHD. Stosowność tego przybliżenia wymaga spełnienia następujących warunków:

$$[\max(\lambda_{e,i}) \ll L \quad \vee \quad \max(r_{ce,i}) \ll L] \quad \wedge \quad \max(\tau_{e,i}) \ll T \quad (5.1)$$

gdzie:

$\lambda_{e,i}$  - średnia droga swobodna elektronów (jonów),

$r_{ce,i}$  - promień cyklotronowy,

$L$  - charakterystyczny rozmiar zjawiska,

$\tau_{e,i}$  - charakterystyczny czas zderzeń elektron-jon,

$T$  - charakterystyczny czas zmian makroskopowych parametrów zjawiska.

Zasadność stosowania modelu hydrodynamicznego do opisu propagacji plazmy w osiowym polu magnetycznym sprawdzono podstawiając do powyższych warunków parametry plazmy i charakterystyczne czasy zmian tych parametrów znane z wcześniejszych eksperymentów [102, 101, 156, 157].

Do symulowania reżimów ekspansji plazmy laserowej w zewnętrznym polu magnetycznym opracowany został dwuwymiarowy kod MHD [158]. Kod rozwiązuje kompletny układ dysypatywnych równań MHD ze współczynnikami transportu wziętymi z pracy Bragńskiego [159], łącznie z równaniami opisującymi absorpcję światła laserowego (inverse bremsstrahlung):

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \cdot \vec{v}) = 0 \quad (5.2)$$

$$\rho \frac{d\vec{v}}{dt} = -\nabla p + \nabla \cdot \bar{\Pi}_i + \frac{1}{c} \vec{j} \times \vec{B} \quad (5.3)$$

$$\frac{d\epsilon_e}{dt} = -p_e \nabla \cdot \vec{v}_e - \nabla \cdot \vec{q}_e + + \frac{1}{en} \vec{R} \cdot \vec{j} + Q_{e,i} - Q_{br} + Q_L \quad (5.4)$$

$$\frac{d\epsilon_i}{dt} = -p_i \nabla \cdot \vec{v} + \bar{\Pi}_i : \nabla \vec{v} - \nabla q_i - Q_{e,i} \quad (5.5)$$

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \nabla \times \left[ \vec{v} \times \vec{B} + \frac{c}{en_e} \left( \nabla p_e - \vec{R} - \frac{1}{c} \vec{j} \times \vec{B} \right) \right] \quad (5.6)$$

$$\vec{j} = \frac{c}{4\pi} \nabla \times \vec{B} \quad (5.7)$$

gdzie:

$\rho$  - gęstość,

$\vec{v}$  - prędkość płynowa plazmy,

$\vec{v}_e$  - prędkość elektronów,

$\vec{B}$  - pole magnetyczne,

$\vec{j}$  - gęstość prądu,

$p = p_i + p_e$  - ciśnienie całkowite,

$\vec{\Pi}_i$  - tensor lepkości jonów,

$T_{i,e}$  - temperatura jonowa (elektronowa),

$\epsilon_{i,e}$  - energia wewnętrzna jonów (elektronów),

$\vec{q}_e = \vec{q}_{e,u} + \vec{q}_{e,T}, \vec{q}_i$  - strumienie ciepłe,

$\vec{R} = \vec{R}_u + \vec{R}_T$  - siła tarcia,

$Q_{r,i}$  - energia wymiany elektron-jon,

$Q_{br}$  - promieniowanie hamowania (bremsstrahlung),

$Q_L$  - absorpcja światła laserowego.

Zaproponowany model jest jednopłynowy i dwutemperaturowy, aczkolwiek element dwupłynowości uwzględniono w równaniu dla pola magnetycznego (5.6) oraz w równaniu energii wewnętrznej elektronów (5.4), w których występuje prędkość elektronowa  $\vec{v}_e$ .

Biorąc pod uwagę obecność pola magnetycznego, strumienie ciepłe i tarcie elektron-jon zdefiniowane są następująco:

$$\vec{q}_e = -\kappa_1^e \nabla_{\perp} T_e - \kappa_{\Lambda} (\nabla T_e \times \vec{b}) - \frac{T_e}{en_e} (\beta_{\perp} \vec{j} + \beta_{\Lambda} T_e \vec{b} \times \vec{j}) \quad (5.8)$$

$$\vec{q}_i = -\kappa_1^i \nabla_{\perp} T_i - \kappa_{\Lambda}^i (\nabla T_i \times \vec{b}) \quad (5.9)$$

$$\vec{R}_u = en_e (\eta_{\perp} \vec{j} + \eta_{\Lambda} \vec{j} \times \vec{b}) \quad (5.10)$$

$$\vec{R}_T = -\beta_{\perp} \nabla_{\perp} T_e - \beta_{\Lambda} (\vec{b} \times \nabla T_e) \quad (5.11)$$

gdzie:  $\vec{b} = \frac{\vec{B}}{|\vec{B}|}$ . Współczynniki transportu dla szerokiego zakresu parametrów plazmy zostały wzięte z pracy [159].

Model absorpcji światła laserowego oparty jest na klasycznym mechanizmie absorpcji zderzeniowej (inverse-bremsstrahlung) ze współczynnikami absorpcji:

$$\alpha = \frac{C_L}{T_e^{3/2}} \left( \frac{n_e}{n_c} \right) \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{n_e}{n_c}}} \quad C_L = \frac{16\pi n_c^2 e^6 \lambda^2 \ln \Lambda}{3c^3 (2\pi m k)^{3/2}} \quad (5.12)$$

gdzie:  $n_c$  - gęstość krytyczna,  $\lambda$  - długość fali lasera,  $\ln \Lambda$  - logarytm kulombowski.

Absorpcja promieniowania laserowego obliczana jest w kodzie za pomocą uproszczonego modelu ray-tracing (bez dyfrakcji). Polega on na śledzeniu przebiegu skończonej liczby promieni na drodze: źródło - plazma - powierzchnia krytyczna - plazma.

Strumienie wiązki laserowej padającej ( $F^+(z)$ ) i odbitej ( $F^-(z)$ ) od powierzchni krytycznej) obliczane są przy użyciu następujących wyrażeń:

$$F^+(z) = F_0^+ \exp\left(\int_{z_0}^z \alpha(z) dz\right) \quad (5.13)$$

$$F^-(z) = F_0^- \exp\left(-\int_{z_{cr}}^z \alpha(z) dz\right) \quad (5.14)$$

Powyższy układ równań jest rozwiązywany w dwuwymiarowej cylindrycznej geometrii  $(r, z)$  i dlatego prędkość i pole magnetyczne mają następujące składowe:  $\vec{v} = (v_r, 0, v_z)$ ,  $\vec{B} = (B_r, 0, B_z)$ .

W metodyce numerycznego rozwiązania równań (5.2) - (5.11) dokonano podziału efektów fizycznych na dwie kategorie:

- procesy adiabatyczne,
- procesy wzrostu entropii.

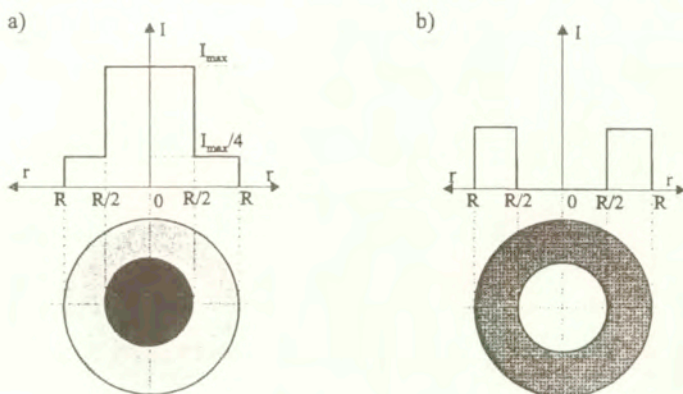
Powyższy układ równań nieidealnej magneto hydrodynamiki rozwiązywano numerycznie wykorzystując do tego celu komputer PC. Ponieważ układ ten zawiera człony charakterystyczne dla równań typu hiperbolicznego oraz parabolicznego, dlatego jako generalną strategię przy jego rozwiązaniu przyjęto rozdzielanie operatorów na dwie grupy: hiperboliczną i paraboliczną. Powstałe w ten sposób dwa odrębne układy równań różniczkowych cząstkowych opisują różne pod względem fizycznym procesy: hydrodynamiczne (układ hiperboliczny) oraz dyfuzyjne (układ paraboliczny). Układy te rozwiązywane są na kolejnych warstwach czasowych jeden po drugim. Układ hiperboliczny rozwiązany został wielowymiarową metodą Flux-Corrected-Transport (FCT) [160] z zastosowaniem schematu Laxa-Wendroffa natomiast do rozwiązania układu parabolicznego wykorzystano metodę Alternating Direction Implicite (ADI) [161, 162].

Ze względu na ograniczone możliwości komputera niemożliwym było modelowanie całego procesu ekspansji ( $1 - 50 ns$ ) obserwowanego interferometrycznie. Modelowana była wczesna faza ekspansji plazmy w osiowym polu magnetycznym ( $0 - 1 ns$ ) związana z tworzeniem się jamy diamagnetycznej. W obliczeniach nie były brane pod uwagę procesy jonizacji materiału tarczy. Założono natomiast, że tarcza składa się z całkowicie zjonizowanego wodoru.

## 5.2 Wyniki obliczeń numerycznych

Numeryczne modelowanie wczesnej fazy rozlotu plazmy potwierdziły, obserwowany eksperymentalnie, związek reżimów ekspansji (kątownego i osiowego) z rozkładem intensywności promieniowania laserowego ogniskowanego na tarczy. Znalaziono, że kątowny

...dot plazmy laserowej występuje w przypadku, gdy maksimum intensywności zogniskowanego na tarczy promieniowania laserowego leży na osi. Reżimowi osiowej ekspansji, odpowiada natomiast rozkład intensywności z minimum na osi. Jako przybliżenie tych rozkładów intensywności do obliczeń stosowano rozkłady przedstawione na rys. 36a i rys. 36b. Obliczenia prowadzono przy założeniu, że całkowita energia impulsu laserowego dla każdego z rozkładów intensywności wynosi  $5J$  i jest dostarczana w czasie  $1ns$ .

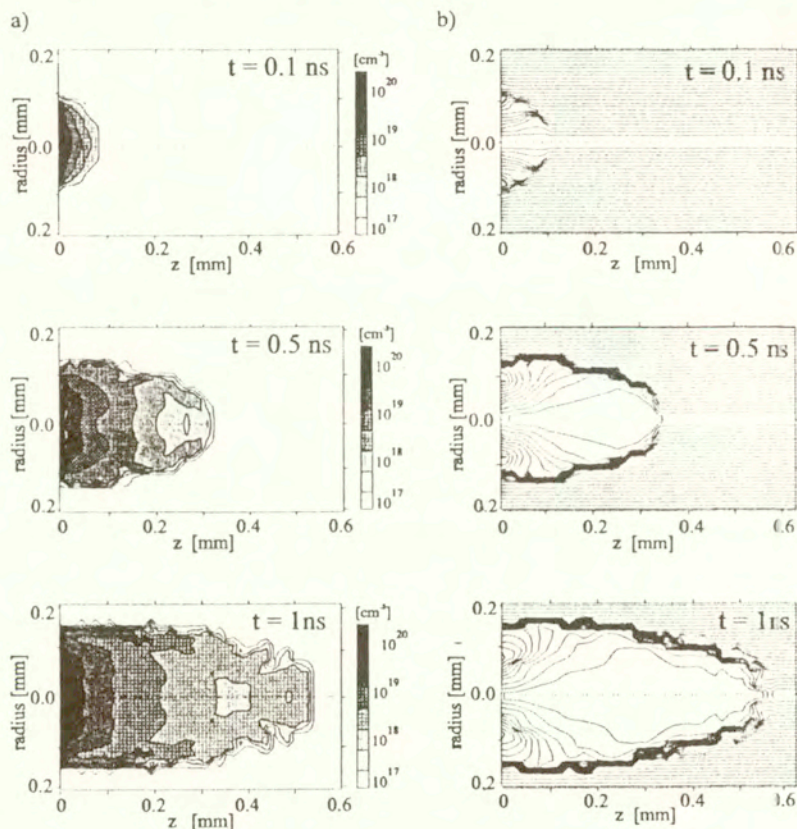


Rys. 36. Rozkłady intensywności promieniowania laserowego oświetlające tarczę, stosowane do modelowania: a) reżimu kątownego i b) reżimu osiowego ekspansji plazmy w polu magnetycznym.

Rezultaty komputerowego modelowania kątownej ekspansji plazmy pokazane są na rys. 37. Rys. 37a przedstawia rozkłady przestrzenne koncentracji elektronowej plazmy dla początkowej fazy procesu ( $t = 0.1, 0.5$  i  $1ns$ ). Odpowiadający tym rozkładom kształt linii sił pola magnetycznego pokazuje rys. 37b. Przedstawione ilustracje pokazują silną deformację linii sił pola magnetycznego przez ekspandującą plazmę od samego początku jej powstania. Z porównania rozkładów koncentracji elektronowej z rozkładami linii sił pola magnetycznego wynika, że deformacje linii sił pola powoduje głównie szybko ekspandująca przednia gorąca część plazmy dla, której  $\beta \gg 1$  ( $\beta =$  ciśnienie plazmy/ciśnienie pola magnetycznego). W wyniku ekspansji plazmy powstaje jama diamagnetyczna o charakterystycznym, dla kątownego reżimu, rozkładzie pola magnetycznego. Wewnątrz jamy w jej przedniej części (rys. 37b,  $t = 1ns$ ) nie ma pola magnetycznego  $B = 0$ , zaś w obszarze w pobliżu tarczy pole magnetyczne posiada silną składową radialną. Pojawienie się składowej radialnej pola magnetycznego uniemożliwia osiowe przemieszczanie się



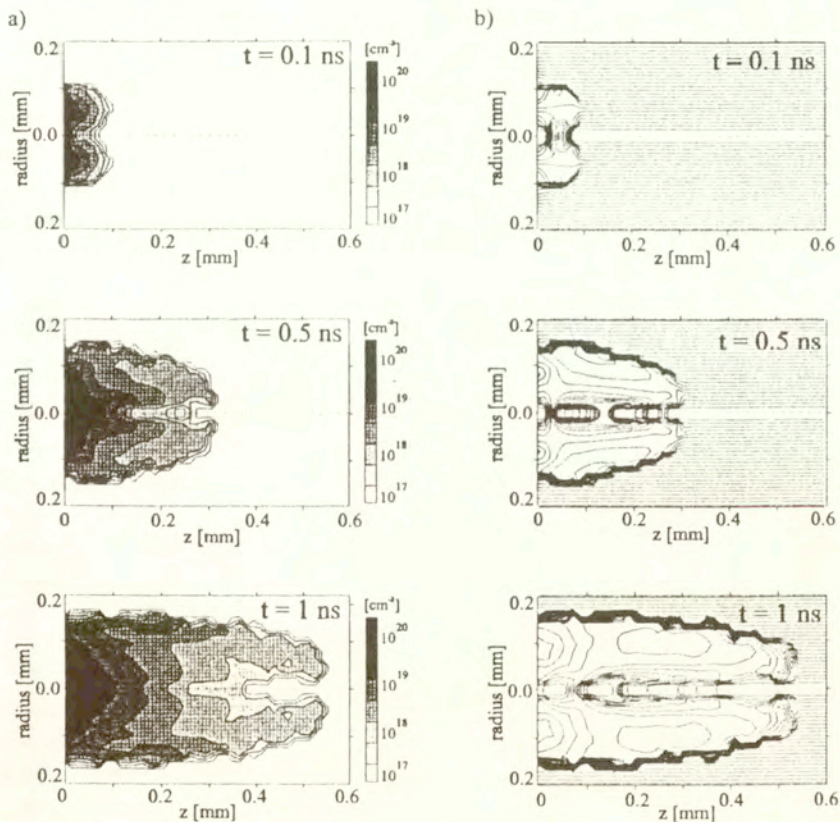
gęstej i gorącej plazmy wypływającej z tarczy, natomiast powoduje jej radialny przepływ wzdłuż linii sił pola magnetycznego do zewnętrznych obszarów jamy, a następnie dookoła jej granicy. Kątowy przepływ plazmy do zewnętrznych obszarów jamy, tzw. ramion (obserwowanych eksperymentalnie), pokazany jest na obliczonych numerycznie rozkładach koncentracji elektronowej na rys. 37a.



Rys. 37. Rezultaty numerycznego modelowania kątowej ekspansji plazmy w osiowym polu magnetycznym: a) rozkłady koncentracji elektronowej i b) rozkłady linii sił pola magnetycznego.

Symulowanie osiowego reżimu ekspansji przedstawiono na rys. 38. Rozkłady koncentracji elektronowej oraz linii sił pola magnetycznego pokazują, że gorąca plazma nająca

początkowo kształt pierścienia, ekspandując zarówno do wewnątrz jak i na zewnątrz komprimuje pole magnetyczne na osi. Jak widać z rozkładów linii sił pola magnetycznego, przedstawionych na rys. 38b, pole magnetyczne wewnątrz jamy ma w zasadzie kierunek osiowy. Występująca w pobliżu tarczy składowa radialna pola magnetycznego jest ponad dwa razy mniejsza aniżeli w przypadku ekspansji kątowej i nie stanowi przeszkody dla osiowego przemieszczania się plazmy. Charakterystyczny dla tego przypadku pierścieniowy rozkład pola magnetycznego wewnątrz jamy (z maksimum na osi) umożliwia więc osiowy wypływ gęstej plazmy z tarczy zwłaszcza w centralnym obszarze w pobliżu osi.

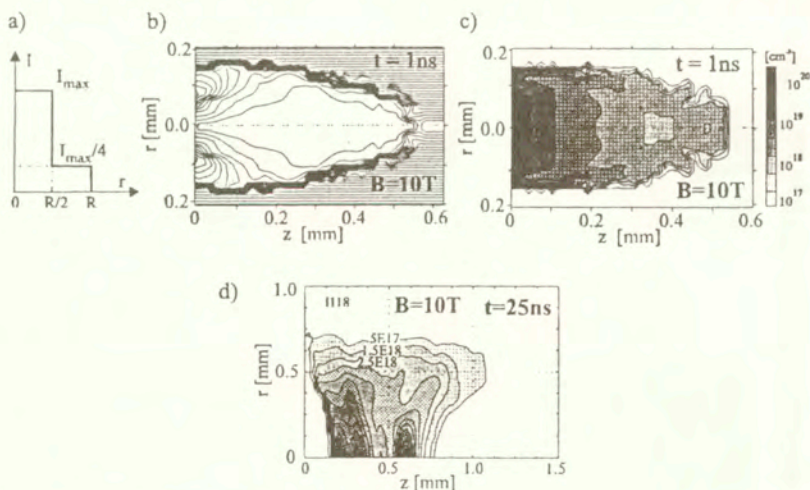


Rys. 38. Rezultaty numerycznego modelowania osiowej ekspansji plazmy w osiowym polu magnetycznym: a) rozkłady koncentracji elektronowej i b) rozkłady linii sił pola magnetycznego.

Osiowe przemieszczanie się centralnej części plazmy widoczne jest na rozkładach koncentracji elektronowej obliczonych za pomocą kodu, przedstawionych na rys. 38a.

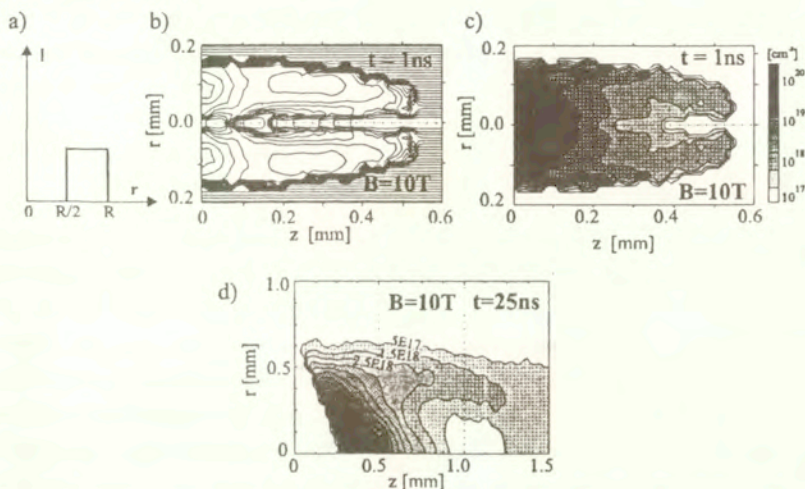
### 5.3 Porównanie wyników obliczeń numerycznych z wynikami pomiarów

Pomiary interferometryczne pokazały, że przemieszczanie się plazmy laserowej w podłużnym polu magnetycznym zależy od stopnia ukierunkowania jej rozlotu. Z drugiej strony, stwierdzona eksperymentalnie dwuetapowość powstawania plazmy daje podstawy sądzić, że przepływ powolnej składowej w poszczególnych fazach, jest wynikiem deformacji linii sił pola magnetycznego we wczesnej fazie ekspansji przez szybką składową. Taki obraz przebiegu ekspansji plazmy laserowej w podłużnym polu magnetycznym został potwierdzony przez porównanie wyników numerycznego modelowania wczesnej fazy ekspansji z wynikami pomiarów interferometrycznych uzyskanymi w późnych fazach rozlotu plazmy. Przykładowe zestawienie wyników obliczeń numerycznych otrzymanych dla  $t = 1ns$ , z rezultatami uzyskanymi eksperymentalnie dla  $t = 25ns$ , przedstawiono na rys. 39 i 40.



Rys. 39. Zestawienie rezultatów numerycznego modelowania z wynikami eksperymentu dla kąтового reżimu ekspansji: a) rozkład intensywności wiązki laserowej stosowany do modelowania, b) rozkład linii sił pola magnetycznego uzyskany za pomocą 2D-kodu MHD, c) rozkład koncentracji elektronowej obliczony za pomocą kodu, d) otrzymany z eksperymentu rozkład koncentracji elektronowej dla powolnej składowej.

W przypadku kątovej ekspansji (rys. 39), obliczony rozkład linii sił pola magnetycznego w początkowej fazie ekspansji (rys. 39b) będący efektem deformacji osiowego rozkładu pola przez szybką składową plazmy, oraz duże podobieństwo rozkładu koncentracji elektronowej dla szybkiej składowej plazmy (otrzymanej z obliczeń (rys. 39c)) z rozkładem koncentracji dla powolnej składowej (otrzymanej z eksperymentu (rys. 39d)), pokazują, że powolna składowa plazmy (rys. 39d), może bez przeszkód przemieszczać się wzdłuż linii sił magnetycznych do zewnętrznych obszarów jamy diamagnetycznej formowanego cylindra plazmowego.



Rys. 40. Zestawienie rezultatów numerycznego modelowania z wynikami eksperymentu dla osiowego reżimu ekspansji: a) rozkład intensywności wiązki laserowej stosowany do modelowania, b) rozkład linii sił pola magnetycznego uzyskany za pomocą 2D-kodu MHD, c) rozkład koncentracji elektronowej obliczony za pomocą kodu, d) otrzymany z eksperymentu rozkład koncentracji elektronowej dla powolnej składowej.

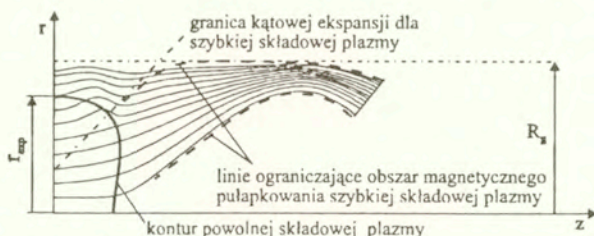
Podobnie, na podstawie otrzymanych wyników obliczeń numerycznych dla pierścieniowego rozkładu intensywności promieniowania laserowego na tarczy, można wyjaśnić obserwowane eksperymentalnie przemieszczanie się powolnej składowej w przypadku osiowego reżimu ekspansji (rys. 40). Dla tego przypadku linie sił pola magnetycznego mają kierunek głównie osiowy (z maksimum pola magnetycznego na osi układu (rys. 40b)), co umożliwia niezaburzone przemieszczanie się centralnej części plazmy. Widoczne to jest zarówno na rozkładzie koncentracji elektronowej otrzymanym z obliczeń numerycznych dla wczesnej fazy ekspansji (rys. 40c) jak i na rozkładzie koncentracji elek-

tronowej dla powolnej składowej otrzymanego z pomiarów (rys. 40d) dla późnej fazy ekspansji.

Uzyskane na podstawie pomiarów interferometrycznych oraz modelowania numerycznego informacje są wystarczające, aby stworzyć w miarę pełny obraz wzajemnego oddziaływania plazma-pole magnetyczne dla obu omówionych reżimów ekspansji. Przedstawione wyżej różnice w zachowaniu się plazmy w polu magnetycznym w stosunku do swobodnej ekspansji pokazują, iż charakterystyczne zmiany w ruchu wolnej składowej plazmy mogą być wywołane jedynie przez deformację pola magnetycznego przez szybką składową plazmy, odpowiadającą plazmie ablacyjnej (termicznej) generowanej w początkowej fazie procesu. Wychodząc zatem z takiego założenia przedstawiono poniżej obraz fenomenologiczny przebiegu kątowej i osiowej ekspansji plazmy w podłużnym polu magnetycznym.

### 5.3.1 Ekspansja kątowa

W fazie ekspansji radialnej od momentu powstawania plazmy laserowej na powierzchni tarczy linie sił pola magnetycznego zostają wmrózone w plazmę. Wmrożenie pola magnetycznego w plazmę jest uzasadnione tym, że czas dyfuzji pola magnetycznego przy temperaturze już kilku eV przekracza skalę czasową obserwowanego zjawiska. Ekspandująca pod znacznymi kątami w stosunku do osi szybka plazma unosi z sobą linie sił pola magnetycznego wytwarzając jamę diamagnetyczną o promieniu  $R_B$ . Powstawanie jamy diamagnetycznej i deformacje rozkładu linii sił pola magnetycznego w fazie ekspansji radialnej przedstawiono poglądowo na rys. 41. Widoczny na rysunku promień zewnętrzny



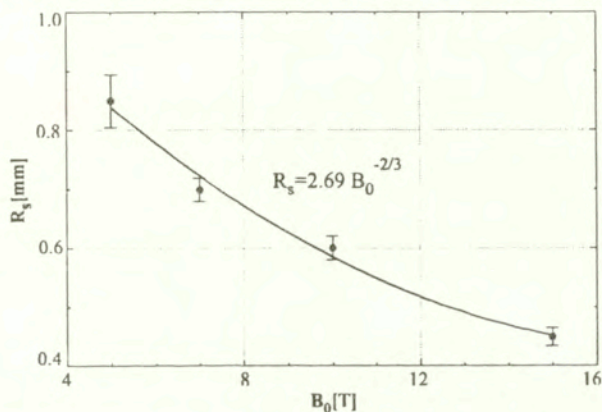
Rys. 41. Deformacje rozkładu pola magnetycznego spowodowane szybką termiczną składową plazmy w fazie ekspansji radialnej (ilustracja poglądowa).

jamy, odpowiadający promieniowi ramion  $R_s$ , należy utożsamiać z promieniem magnetycznego utrzymania plazmy, a zatem jest on funkcją energii kinetycznej plazmy  $E_k$  i wielkości pola magnetycznego  $B_0$ . Zgodnie z relacją właściwą dla promienia jamy

diamagnetycznej (por. wzór (3.41) rozdział 3) energia kinetyczna plazmy  $E_k$  zależy od energii lasera oraz od efektywności absorpcji promieniowania laserowego w plazmie w danych warunkach eksperymentalnych. Ponieważ analizowane rozkłady koncentracji elektronowej plazmy dla kąowego reżimu ekspansji odpowiadają tej samej energii kinetycznej plazmy w związku z czym można przyjąć, że

$$R_B \sim B_0^{-2/3} \quad (5.15)$$

Eksperymentalną zależność promienia zewnętrznego skrzydeł  $R_s$  dla  $t = 35ns$  w funkcji indukcji pola magnetycznego w zakresie 5 – 15T przedstawiono na rys. 42.



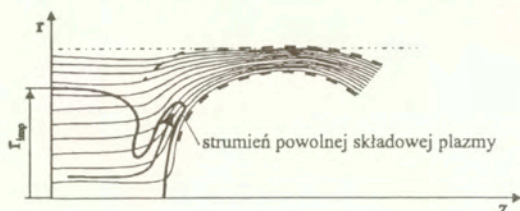
Rys. 42. Zależność promienia zewnętrznego jamy diamagnetycznej od indukcji pola magnetycznego.

Wykorzystując zależność (5.15), wyznaczono również wartości  $R_B$  odpowiadające eksperymentalnym wartościom  $B_0$  (rys. 42 - linia ciągła). Obliczenia wykonano, przyjmując wartość promienia,  $R_B = R_s = 0.45mm$ , odpowiadającą maksymalnej wartości indukcji pola magnetycznego  $B_0 = 15T$ , dla której błąd pomiaru promienia  $R_s$  z interferogramów jest najmniejszy. Porównanie wyników obliczeń z danymi eksperymentalnymi przedstawiono poniżej w tabeli:

$B_0, [T]$	5	7	10	15
$R_s, [mm]$	0.85	0.7	0.6	0.45
$R_B, [mm]$	0.9	0.74	0.6	0.45

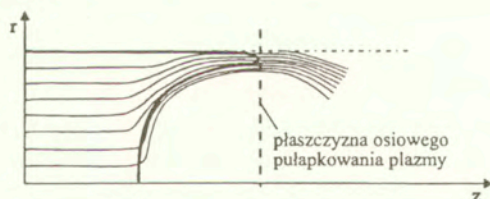
Zbieżność promieni  $R_s$  i  $R_B$  jednoznacznie potwierdza tezę, iż przestrzeń ograniczona ramionami rzadkiej plazmy stanowi jamę diamagnetyczną, której odpowiada charakterystyczny rozkład pola magnetycznego z wyraźną składową radialną w pobliżu tarczy.

Rozkład pola magnetycznego w jamie uformowany przez szybką składową plazmy w fazie ekspansji radialnej należy uznać za reprezentatywny dla wszystkich charakterystycznych faz zjawiska. Niewielkie zmiany jakościowe i ilościowe rozkładu pola magnetycznego związane z przemieszczaniem się powolnej składowej w tym polu można zaniedbać.



Rys. 43. Rozkład linii sił pola magnetycznego i kontur powolnej składowej w fazie implozji radialnej i generacji osiowego strumienia plazmy.

Faza implozji radialnej zilustrowana jest na rys. 43. Faza ta rozpoczyna się po osiągnięciu przewagi ciśnienia radialnego pola magnetycznego nad ciśnieniem gazokinetycznym plazmy ( $r_{exp}$  (rys. 42) jest promieniem równowagi ciśnień). Towarzyszący implozji radialnej wypływ osiowy plazmy napotyka na swej drodze poprzeczne pole magnetyczne, które wymusza ruch plazmy wzdłuż linii sił tego pola. To tłumaczy obserwowany na rozkładach koncentracji elektronowej (rys. 28b), kształt osiowego strumienia plazmy i jego kierunek propagacji.

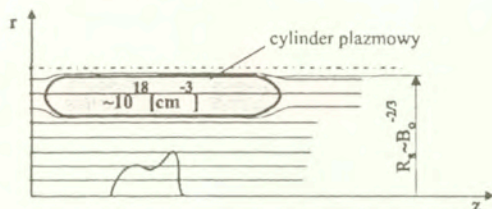


Rys. 44. Rozkład linii sił pola magnetycznego i kontur powolnej składowej w fazie reekspansji radialnej plazmy.

Wzrost temperatury plazmy w wyniku kompresji radialnej oraz dalszy napływ plazmy z tarczy powodują ponowną ekspansję radialną plazmy. W fazie tej nazywanej fazą reekspansji, przedstawionej poglądowo na rys. 44, następuje dalszy napływ plazmy do ramion plazmowych. Jednakże plazma zasilająca te ramiona nie przekracza w swym ruchu wzdłuż linii sił pola magnetycznego pewnej granicy wyznaczonej uprzednio przez

szybką plazmę termiczną. Granica ta odpowiada pewnej płaszczyźnie nazwanej płaszczyzną pułapkowania osiowej plazmy, zaznaczonej na rys. 44.

Końcowy etap ekspansji przedstawiony jest na rys. 45. Powstająca konfiguracja plazmy w kształcie cylindra jest prawdopodobnie związana ze znacznym zróżnicowaniem temperatury plazmy. Zewnętrzna plazma powinna mieć wyższą temperaturę (w porównaniu z plazmą na osi), ponieważ składa się z gorącej plazmy powstałej ze składowej szybkiej oraz stermalizowanej plazmy strumienia plazmy powstającego podczas implozji. Ponieważ przewodnictwo cieplne plazmy w poprzek linii sił pola magnetycznego jest znikome, plazma zewnętrzna jest termicznie izolowana. To tłumaczyłoby stosunkowo długi czas życia plazmy zewnętrznej, utrzymywanej magnetycznie, w stosunku do czasu życia centralnej, plazmy o niskiej temperaturze.

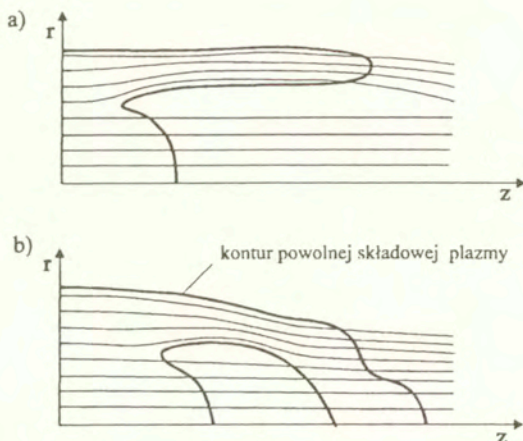


Rys. 45. Rozkład linii sił pola magnetycznego i kształt konturu powolnej składowej plazmy w końcowej fazie ekspansji.

### 5.3.2 Ekspansja osiowa

W przypadku osiowej ekspansji deformacje rozkładu pola magnetycznego spowodowane szybką składową termiczną są bardzo małe. Rozkład pola magnetycznego w obszarze jamy diamagnetycznej dla wczesnej fazy ekspansji plazmy przedstawiono na rys. 46a. Szybka składowa plazmy odchyła od osi zewnętrzne linie sił pola magnetycznego na znacznej długości nieznacznie zmieniając rozkład linii sił pola magnetycznego w pobliżu osi. Dlatego centralna plazma przemieszcza się bez przeszkód w kierunku osiowym. Boczne skrzydła są tutaj znacznie dłuższe i początkowo w przybliżeniu równoległe do osi. Dopływ plazmy do ramion jest niewielki. Z upływem czasu przednie odcinki ramion są odchylone ku osi. Jest to zapewne związane ze spadkiem ciśnienia plazmy w wyniku schłodzenia radiacyjnego. Pojawienie się plazmy pomiędzy odchylonymi ku osi przednimi odcinkami ramion może być związane z kompresją rzadkiej plazmy wypełniającej obszar pomiędzy ramionami (rys. 46b). Stosunkowo chłodne i rzadkie ramiona zanikają szybciej niż centralna, gęsta część plazmy.





Rys. 46. Ilustracja deformacji osiowego rozkładu pola magnetycznego w przypadku osiowego reżimu ekspansji plazmy: a) deformacje spowodowane szybką termiczną składową plazmy, b) prawdopodobny rozkład linii sił pola magnetycznego i kształt konturu powolnej plazmy w późnych fazach ekspansji.

## 5.4 Podsumowanie badań eksperymentalnych i modelowania ekspansji plazmy w podłużnym polu magnetycznym

### 5.4.1 Ograniczenia modelu

W modelu fizycznym zjawisk stanowiącym podstawę kodu numerycznego zrobiono szereg założeń upraszczających koniecznych ze względu na możliwości obliczeniowe dostępnych komputerów. Najbardziej istotne z tych założeń to rezygnacja z modelowania procesów jonizacji materiału tarczy oraz nie uwzględnienie transportu radiacyjnego. W modelu przyjęto, że materiał tarczy jest w chwili  $t = 0$  całkowicie zjonizowany, a ładunek jonów wynosi  $Z = 1$ . Rezygnując także z dokładnego opisu transportu radiacyjnego założono swobodną emisję promieniowania hamowania (bremsstrahlung) z obszarów, w których zasięg Roselanda jest większy od rozmiarów komórki obliczeniowej. Powyższe założenia upraszczające mają wpływ na bilans energetyczny plazmy. Brak procesów jonizacji powoduje, że uzyskiwane w modelu temperatury plazmy są wyższe niż w rzeczywistości, gdyż znaczna część energii lasera tracona jest na jonizację materiału tarczy. Ponieważ występujące w zjawisku temperatury elektronowe są wysokie stąd procesy

dyfuzji pola magnetycznego nie odgrywają istotnej roli - szczególnie w pierwszej fazie ekspansji plazmy. W rezultacie, mimo ograniczeń w modelu fizycznym stosowanym do konstrukcji kodu, uzyskany w wyniku modelowania komputerowego jakościowy obraz relacji między polem magnetycznym, a ekspandującą plazmą jest poprawny.

#### 5.4.2 Wnioski dotyczące przeprowadzonych badań eksperymentalnych i obliczeń numerycznych

Przedstawione w pracy rezultaty badań interferometrycznych ekspansji plazmy laserowej w podłużnym polu magnetycznym o indukcji  $B_0 = (5 - 15)T$ , pokazują złożoność procesów wzajemnego oddziaływania plazmy z polem magnetycznym. Analiza rezultatów pomiarów interferometrycznych, pozwoliła wyróżnić dwa charakterystyczne reżimy ekspansji plazmy: kątowy oraz osiowy.

Numeryczne modelowanie wczesnej fazy ekspansji plazmy w polu magnetycznym za pomocą dwuwymiarowego kodu MHD potwierdziło, że reżimy te związane są z charakterem oświetlenia targetu przez wiązkę laserową. Stwierdzono między innymi, że:

- kątowy rozlot plazmy laserowej występuje w przypadku, gdy maksimum intensywności zogniskowanego na tarczy promieniowania laserowego leży na osi, natomiast reżimowi osiowej ekspansji, odpowiada rozkład intensywności z minimum na osi,
- zachowanie się powolnej składowej plazmy dla każdego z tych reżimów zależy od deformacji rozkładu pola magnetycznego przez szybką termiczną składową plazmy występującą w początkowej fazie ekspansji.

Badania pokazują, że w podłużnym polu magnetycznym praktycznie niemożliwe jest wygenerowanie we wczesnej fazie ekspansji plazmy względnie jednorodnego strumienia plazmy laserowej, stanowiącego medium lasera rentgenowskiego. Natomiast interesujące jest w tym kontekście tworzenie się w końcowym etapie ewolucji cylindra plazmowego o średnicy ściśle związanej z amplitudą zewnętrznego pola magnetycznego ( $\sim B_0^{-2/3}$ ) i stosunkowo wysokiej koncentracji elektronowej, około  $10^{18} \text{cm}^{-3}$ . Cylinder ten może stanowić korzystną konfigurację dla generacji, propagacji i wzmocnienia koherentnego promieniowania z rentgenowskiego zakresu widma. Sugestie takie są między innymi w pracy [164].

Badania wykonane dla różnych amplitud indukcji pola magnetycznego w zakresie  $(5 - 15)T$  pokazały, że zmiana jego wartości nie zmienia zasadniczo jakościowego obrazu ekspansji plazmy. Różnice mają charakter ilościowy i dotyczą głównie charakterystycznych wymiarów plazmy, jej dynamiki i czasu magnetycznego utrzymania.

## Rozdział 6

# Badanie ekspansji plazmy laserowej w poprzecznym polu magnetycznym

Większość prac poświęconych tej tematyce dotyczy oddziaływania plazmy laserowej ze stosunkowo słabymi polami magnetycznymi, których wartość nie przekracza  $1T$ . W niniejszej pracy w odróżnieniu od innych przedstawione są rezultaty badań i analizy oddziaływania plazmy laserowej z silnym poprzecznym polem magnetycznym o amplitudzie w zakresie  $5 - 15T$ , generowanej z płaskiej tarczy teflonowej przy gęstości mocy lasera około  $10^{14}W/cm^2$ . W przeprowadzonych badaniach skoncentrowano się na procesie tworzenia się jamy diamagnetycznej i stabilności plazmy wypełniającej tę jamę.

Przedmiotem badań była plazma generowana przez wiązkę lasera neodymowego o energii w zakresie  $5 - 10J$  i czasie trwania impulsu około  $1ns$  ogniskowaną na powierzchni płaskiej masywnej tarczy teflonowej za pomocą soczewki o ogniskowej  $180mm$ . Tarcza była umieszczona wewnątrz jednozwojowej cewki indukującej silne pole magnetyczne, którego linie sił były poziome i równoległe do powierzchni tarczy oraz prostopadłe do kierunku wiązki lasera wytwarzającego plazmę.

Wstępne badania ekspansji plazmy laserowej w poprzecznym polu wykonane za pomocą interferometrii oraz przy użyciu sondy magnetycznej przedstawiono w pracy [139]. Interferogramy rejestrowano wówczas za pomocą trójkadrowego zautomatyzowanego układu interferometrycznego, w którym kierunek każdej wiązki sondującej był zgodny z kierunkiem linii sił pola magnetycznego. Otrzymane z pomiarów wstępnych rozkłady fazy w różnych chwilach ekspansji plazmy pokazały, że uformowana jama diamagnetyczna nie jest osiowosymetryczna, a zaburzenie symetrii swym kształtem przypomina żłobek, który rozciąga się wzdłuż linii sił pola magnetycznego. Ze względu na brak osiowej symetrii plazmy nie można było stosować do obliczenia rozkładów koncentracji elektronowej równania Abela. Niezbędne do określenia parametrów plazmy wartości kon-

centracji elektronowej w charakterystycznych fazach rozwoju zjawiska oszacowano przy założeniu osiowej symetrii.

Niemniej jednak uzyskane informacje na podstawie wstępnych jednokanałowych pomiarów interferometrycznych oraz za pomocą sondy magnetycznej o dynamice powstawania jamy diamagnetycznej jak również przeprowadzona na podstawie tych pomiarów wstępna ocena stanu niestabilności plazmy, dały podstawę sądzić, że charakterystyczne żłobkowe zaburzenie frontu ekspandującej plazmy (obserwowane wzdłuż linii sił pola magnetycznego), może być związane z rozwojem żłobkowych niestabilności MHD typu Rayleigh'a-Taylor'a. Dokładniejsze poznanie tego zjawiska wymagało zastosowania do diagnostyki plazmy bardziej subtelnych technik pomiarowych.

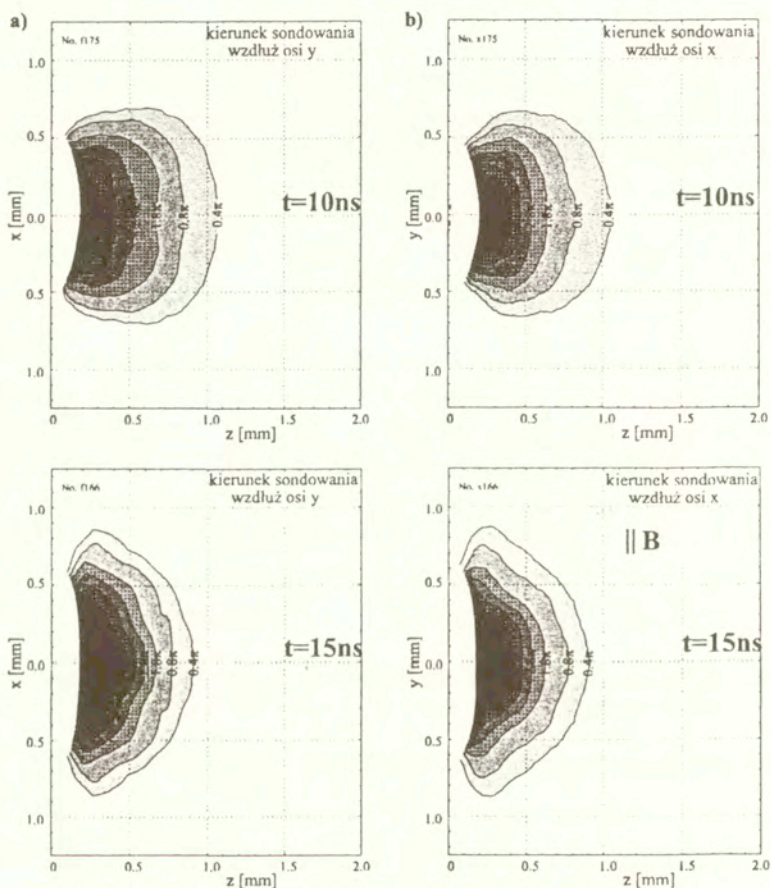
W tym celu, do badania procesu tworzenia się jamy diamagnetycznej w poprzecznym polu magnetycznym opracowano i zastosowano dwuprojekcyjną interferometrię tomograficzną. Jako diagnostykę uzupełniającą stosowano pomiar zmian pola magnetycznego za pomocą sondy magnetycznej. Szczegółowy opis zbudowanej aparatury diagnostycznej oraz opracowanych metodyk pomiarowych potrzebnych dla przeprowadzenia badań plazmy w poprzecznym polu magnetycznym przedstawiono w rozdziale 3 pracy.

## **6.1 Wyniki badań oddziaływania plazmy laserowej z poprzecznym polem magnetycznym**

### **6.1.1 Wyniki pomiarów uzyskanych za pomocą dwukanałowego interferometru**

#### **Swobodna ekspansja plazmy laserowej**

Szczegółowe badania ekspansji swobodnej plazmy laserowej przedstawiono w punkcie 4.1. Celem badań swobodnej ekspansji plazmy laserowej przeprowadzonych w ramach tego rozdziału było określenie ewentualnych odstępstw od symetrii osiowej swobodnie ekspandującej plazmy laserowej, bardzo istotnych przy ocenie wpływu silnego poprzecznego pola magnetycznego na zaburzenie tej symetrii. Pomiarów prowadzono za pomocą dwukanałowego układu interferometrycznego opisanego w rozdziale trzecim, punkt 3.6.2. Interferogramy w każdym z kanałów rejestrowano za pomocą kamer CCD i analizowano za pomocą procedur PRAZKI i NETRAB, opisanych w punkcie 3.3. Schemat eksperymentu przedstawiono na rys. 20 w rozdziale trzecim. Ponieważ dwukanałowy układ diagnostyczny umożliwiał rejestrację tylko w jednej wybranej chwili czasu, odtworzenie dynamiki rozwoju zjawiska przeprowadzone było w oparciu o pomiary jednokadrowe, wykonane w różnych chwilach ekspansji plazmy w zakresie  $0 - 15ns$ .



Rys. 47. Przykładowe rozkłady fazy ilustrujące symetrię osiową plazmy w przypadku ekspansji swobodnej ( $B = 0$ ), odpowiadające dwóm wzajemnie prostopadłym kierunkom sondowania, pokazanym na rys. 13 w rozdziale drugim: a) kierunek prostopadły i b) równoległy do kierunku linii sił pola magnetycznego, gdy pole magnetyczne jest wyłączone.

Wykonane pomiary interferometryczne w przypadku braku pola magnetycznego potwierdziły, że istotnie wytwarzana w eksperymencie plazma laserowa charakteryzuje się wysoką symetrią osiową. Świadczą o tym, przedstawione na rys. 47, rozkłady fazy uzyskane dla dwóch wzajemnie prostopadłych kierunków sondowania (projekcji)

plazmy laserowej. Usytuowanie tych projekcji względem tarczy i linii sił pola magnetycznego, gdy pole magnetyczne jest włączone, przedstawiono na rys. 13 w rozdziale trzecim. Przeprowadzone dwukanałowe badania interferometryczne swobodnie ekspandującej plazmy laserowej ( $B = 0$ ) pokazały, że osiowa symetria plazmy utrzymuje się w całym badanym okresie ekspansji ( $0 - 15ns$ ).

### Ekspansja plazmy laserowej w poprzecznym polu magnetycznym

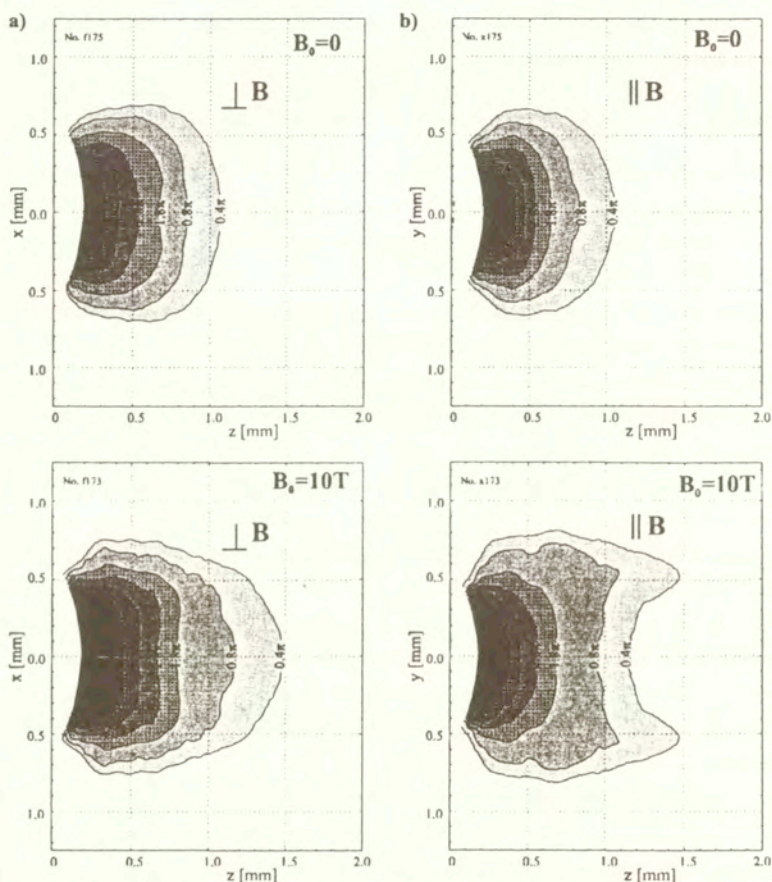
Badania rozlotu plazmy laserowej przeprowadzono w zewnętrznym poprzecznym polu magnetycznym o indukcji  $10T$  i dla energii lasera  $10J$ . Skoncentrowano się na badaniu kątowego reżimu ekspansji, ponieważ nie stwierdzono wpływu reżimu ekspansji na kształt konfiguracji plazmowej uzyskiwanej w końcowej fazie formowania jamy diamagnetycznej.

Uzyskane wyniki pomiarów za pomocą dwuekspozycyjnej interferometrii tomograficznej pokazały, że obecność poprzecznego pola magnetycznego o indukcji  $10T$  wyraźnie zaburza symetrię osiową plazmy. Zaburzenie symetrii widoczne jest na rozkładach fazy, przedstawionych na rys. 48, zarejestrowanych w dwóch różnych chwilach ekspansji. Dotyczy ono czołowej części plazmy laserowej i pogłębia się z upływem czasu. Otrzymane z pomiarów interferometrycznych rozkłady fazy odpowiadające dwóm wzajemnie prostopadłym projekcjom i różnym chwilom ekspansji były podstawą do określenia przestrzenno-czasowych rozkładów koncentracji elektronowej w plazmie laserowej przy zastosowaniu opracowanej metodyki i oprogramowania przedstawionych w rozdziale 3 (punkt 3.4).

Przykładowe zestawienie rozkładów koncentracji elektronowej, uzyskane za pomocą procedury TOMOGRAF, pokazujące zasadnicze różnice w przebiegu ekspansji plazmy laserowej w poprzecznym polu magnetycznym w porównaniu z ekspansją swobodną, przedstawiono na rys. 49. Rozkłady koncentracji elektronowej w przypadku ekspansji plazmy w polu magnetycznym (rys. 49b), odpowiadają przekrojowi  $\theta = 0^\circ$  - prostopadłemu do kierunku linii sił tego pola. Zewnętrzny kontur plazmy zaznaczony linią przerywaną odpowiada tzw. jamie diamagnetycznej. Określono ją na podstawie minimalnego mierzalnego przesunięcia prążków (za pomocą procedury NETRAB), przyjmowanego do rozwiązania równania Abela. W przypadku stosowanej metody interferometrycznej przyjęto, że granica jamy diamagnetycznej odpowiada koncentracji elektronowej około  $5 \cdot 10^{17} cm^{-3}$ .

W początkowej fazie ekspansji, dla  $t = 5ns$  (por. rys. 49a z rys. 49b), nie obserwuje się wpływu pola magnetycznego na rozlot ekspandującego strumienia plazmy. Rozkład koncentracji elektronowej jest osiowosymetryczny i bardzo podobny jak w przypadku

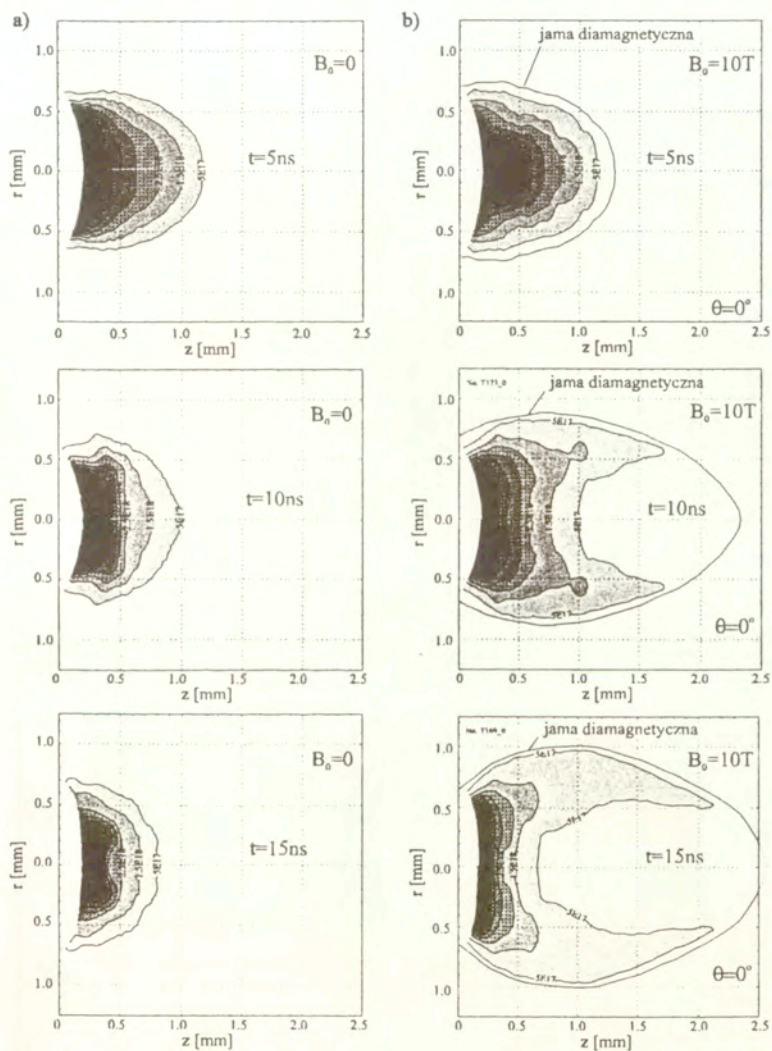
ekspansji swobodnej.



Rys. 48. Rozkłady fazy odpowiadające dwóm wzajemnie prostopadłym projekcjom: a) prostopadłej ( $\perp B$ ) i b) równoległej ( $\parallel B$ ) do kierunku linii sił pola magnetycznego, uzyskane w różnych chwilach ekspansji plazmy laserowej.

Zasadnicze różnice spowodowane obecnością pola magnetycznego widoczne są w chwilach późniejszych. Szczegółowe porównanie ekspansji swobodnej plazmy laserowej z ekspansją w poprzecznym polu magnetycznym dla  $t = 10ns$  oraz  $t = 15ns$  przedstawiono na rys. 50 i rys. 51. Otrzymane w chwili  $t = 10ns$  (rys. 50), rozkłady koncentracji elektronowej w

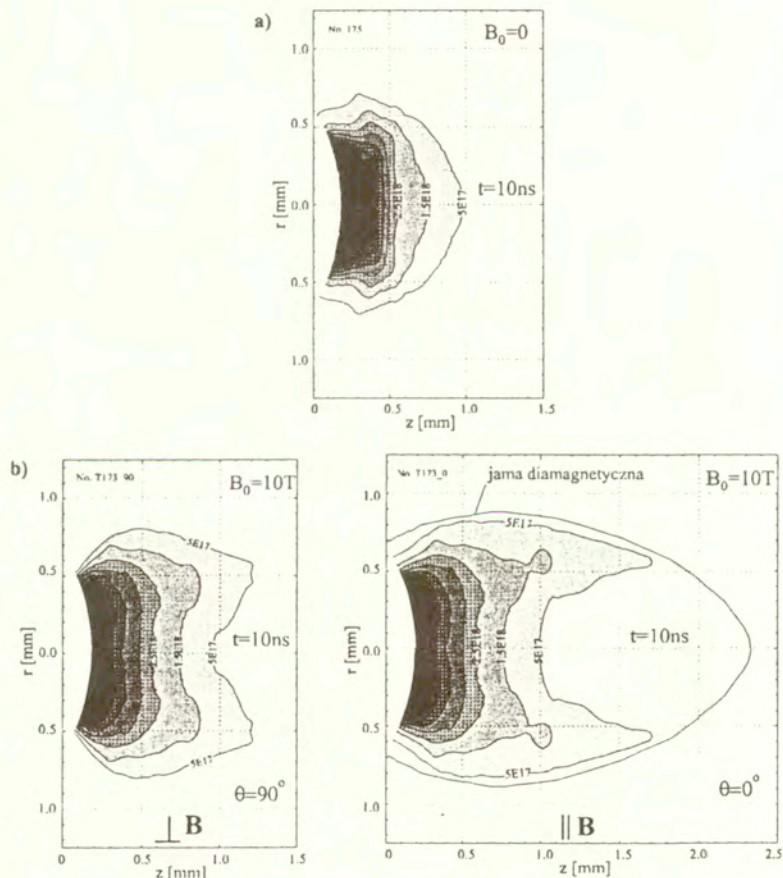
jamie odpowiadające dwóm wzajemnie prostopadłym przekrojom:  $\theta = 0$  - prostopadłemu do kierunku linii sił pola magnetycznego i  $\theta = 90^\circ$  - równoległemu do kierunku linii sił



Rys. 49. Przestrzenne rozkłady koncentracji elektronowej dla przypadków: a) ekspansji swobodnej plazmy,  $B_0 = 0$  oraz b) w poprzecznym polu magnetycznym w przekroju  $\theta = 0^\circ T$ . pola magnetycznego pokazują, że jama diamagnetyczna nie jest osiowoosymetryczna. W

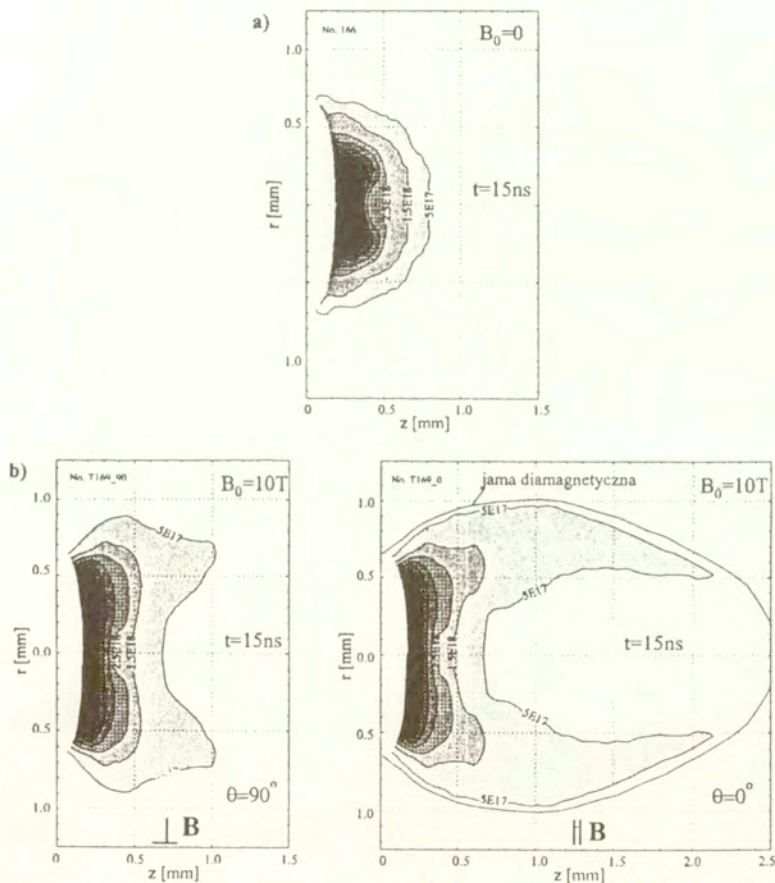


przekroju  $\theta = 0$ , rys. 50a, rozkład koncentracji elektronowej plazmy w jamie diamagnetycznej jest zdecydowanie inny niż w przekroju do niego prostopadłym, dla  $\theta = 90^\circ$ , rys. 50b. W przekroju  $\theta = 90^\circ$  w przedniej części jamy występuje charakterystyczne minimum w rozkładzie koncentracji elektronowej usytuowane w pobliżu osi Z. Przypomina ono swym kształtem "wyżłobienie". Natomiast rozkład koncentracji elektronowej odpowiadający przekrojowi  $\theta = 90^\circ$ , pokazuje, że wyżłobienie rozciąga się wzdłuż linii sił pola magnetycznego i odnosi się do całej obserwowanej szerokości jamy.



Rys. 50. Rozkłady przestrzenne koncentracji elektronów w chwili  $t = 10\text{ns}$  w jamie diamagnetycznej w dwóch wzajemnie prostopadłych przekrojach: a) w przekroju  $\theta = 0$  i b) w przekroju  $\theta = 90^\circ$ .

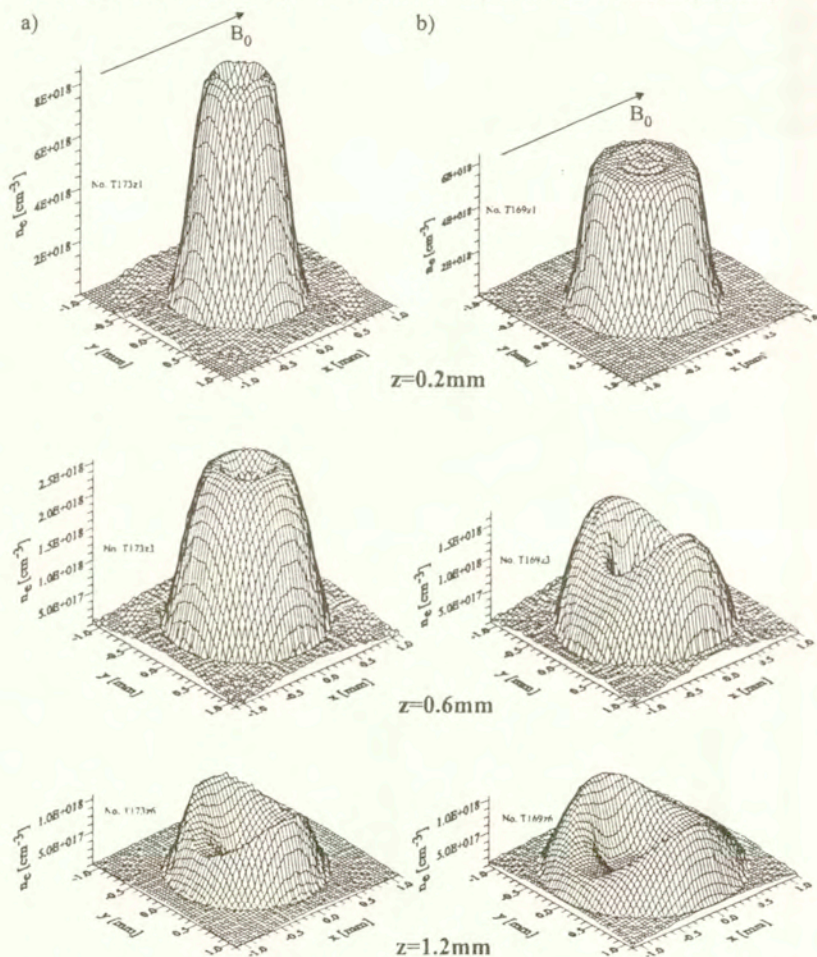
Rozkłady koncentracji elektronowej w chwili  $t = 15\text{ns}$ , odpowiadające dwóm wzajemnie prostopadłym przekrojom:  $\theta = 0$  i  $\theta = 90^\circ$ , przedstawiono na rys. 51. Jak można zauważyć żłobkowe zaburzenie rozkładu koncentracji wyraźnie pogłębia się ( $\theta = 90^\circ$ , rys. 50b), natomiast wymiary jamy powiększają się nieznacznie. Przyjęto więc, że proces formowania jamy kończy się dla  $t \approx 15\text{ns}$ . W chwili  $t = 15\text{ns}$  jama ma kształt owalny, zaś maksymalny zasięg w kierunku osiowym wynosi  $\rho_{c0\text{max}} \approx 2.6\text{mm}$ .



Rys. 51. Rozkłady przestrzenne koncentracji elektronów w chwili  $t = 15\text{ns}$  w jamie diamagnetycznej w dwóch wzajemnie prostopadłych przekrojach: a) w płaszczyźnie  $\theta = 0$  i b) w płaszczyźnie  $\theta = 90^\circ$ .

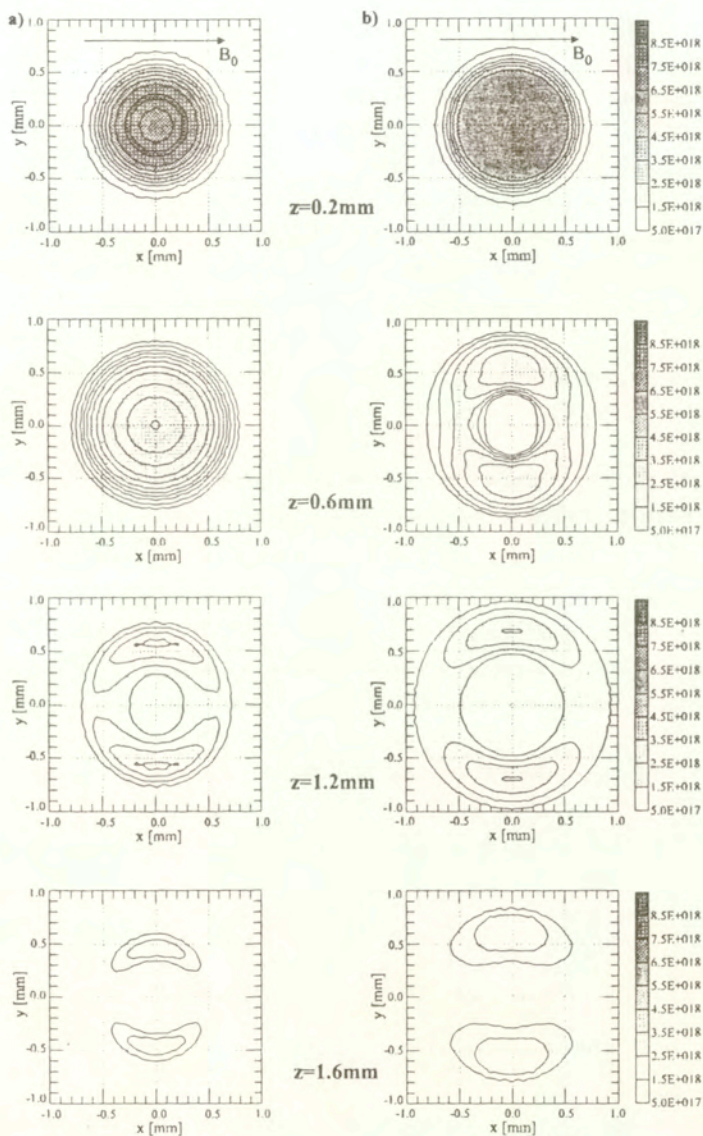
Rozwój żłobkowego zaburzenia wzdłuż kolumny plazmowej, zilustrowano porównując

ze sobą rozkłady koncentracji elektronowej w przekrojach poprzecznych, odpowiadających tej samej współrzędnej Z, zarejestrowanych w różnych chwilach ekspansji plazmy.



Rys. 52. Zestawienie rozkładów koncentracji elektronów dla wybranych przekrojów poprzecznych strumienia plazmy: a) w chwili  $t = 10ns$  oraz b) dla  $t = 15ns$ .

Przykładowe zestawienie rozkładów koncentracji elektronowej dla wybranych przekrojów poprzecznych strumienia plazmy w chwili  $t = 10ns$  oraz  $t = 15ns$  przedstawiono na rys. 52. Odpowiadające tym przekrojom izodensytogramy koncentracji elektronowej, przedstawiono na rys. 53.



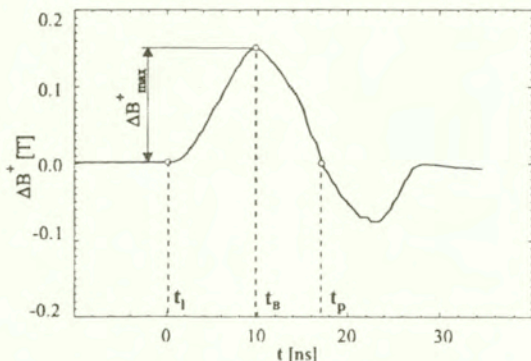
Rys. 53. Izodensytogramy koncentracji elektronowej przedstawiające asymetrię jam diamagnetycznej w dwóch chwilach ekspansji plazmy: a) w chwili  $t = 10\text{ns}$  oraz b) dla  $t = 15\text{ns}$ .

Rozkłady koncentracji elektronowej w przekrojach poprzecznych kolumny plazmowej (rys. 52 i 53) pokazują wyraźnie, iż charakterystyczne żłobkowe zaburzenie rozciąga się wzdłuż linii sił pola magnetycznego i rozwija się w czołowej części jamy diamagnetycznej. W chwili  $t = 10\text{ns}$  (rys. 52a i 53a) zaburzenie symetrii osiowej strumienia plazmy występuje dla  $z > 0.6\text{mm}$ . Z upływem czasu dla  $t = 15\text{ns}$  (rys. 52b i 53b) zaburzony obszar plazmy powiększa się i w chwili  $t = 15\text{ns}$  obejmuje  $z > 0.4\text{mm}$ . Zarówno kształt jak i geometria zaburzenia (rozwija się ono wzdłuż linii sił pola magnetycznego) wyraźnie wskazują, że jest to typowe zaburzenie MHD granicy plazmy. Niemniej jednak potwierdzenie tego faktu i określenie typu niestabilności, która odpowiada za takie zaburzenie, wymaga ilościowej analizy warunków jej rozwoju.

Uzyskane rozkłady koncentracji elektronowej w niesymetrycznej plazmie laserowej stanowiły podstawę ilościowej dyskusji wyników na temat oceny stabilności plazmy, przedstawionej w dalszej części pracy.

### 6.1.2 Wyniki pomiarów uzyskanych za pomocą "oddalonej" sondy magnetycznej.

Niezależnie od pomiarów interferometrycznych proces formowania się jamy diamagnetycznej mierzono metodą RMP. Do pomiaru stosowano trójzwojową sondę magnetyczną o średnicy zwojów  $2\text{mm}$ . Sonda była umieszczona w odległości  $r_p = 5\text{mm}$  od powierzchni tarczy. Warunek (3.42) określający stosowalność metody RMP był w naszym przypadku spełniony:  $\varepsilon_B \approx 0.6 < 1$ .



Rys. 54. Zmiany pola magnetycznego rejestrowane przez sondę magnetyczną za pomocą oscyloskopu cyfrowego.

Zmiany pola magnetycznego w otoczeniu sondy  $\Delta B^+$  określano z zależności:

$$\Delta B^+ = 1.7 \cdot 10^4 \int_t u_d dt \quad (6.1)$$

gdzie:

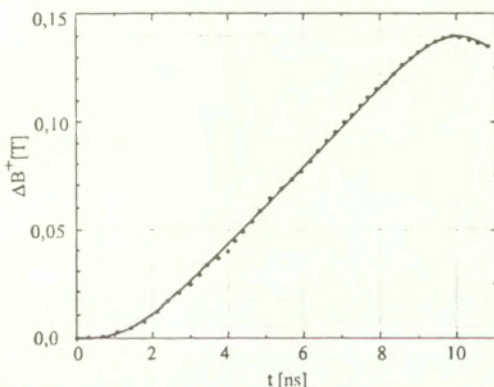
$\Delta B^+$  w [Gs],

$u_d \sim \frac{\partial B}{\partial t}$  - napięcie rejestrowane przez sondę w [ $\mu V$ ],

$t$  - czas mierzony od momentu generacji plazmy w [s].

Wielkość  $\int_t u_d dt$  ( w wyrażeniu (6.1)), rejestrowano bezpośrednio na oscyloskopie Tektronix TDS 684A z cyfrowym całkowaniem. Typowy oscylogram, pokazujący zmiany pola magnetycznego rejestrowanego przez sondę przedstawiono na rys. 54.

Zmiany pola magnetycznego odpowiadające fazie formowania się jamy diamagnetycznej uzyskane metodą RMP przedstawiono na rys. 55.

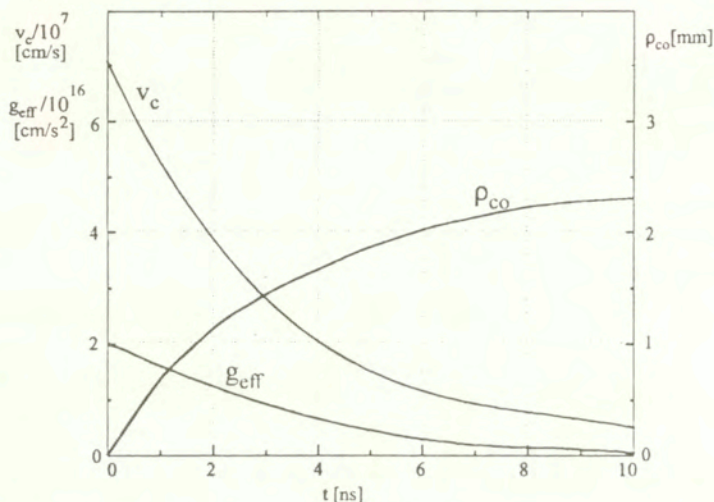


Rys. 55. Zmiany pola magnetycznego w procesie formowania się jamy diamagnetycznej.

Krzywa ilustruje proces narastania pola magnetycznego w trakcie ekspansji plazmy, aż do jej zatrzymania, co odpowiada maksimum na wykresie. Korzystając z wyrażenia (3.46) oraz zmierzonej eksperymentalnie zależności  $\Delta B^+ = f(t)$  (rys. 55), wyznaczono zależność promienia jamy  $\rho_{co}(t)$ , ilustrującą proces ekspansji jamy diamagnetycznej (rys. 56). Wykorzystując z kolei znajomość zmian czasowych osiowego wymiaru jamy diamagnetycznej określono na tej podstawie zmiany prędkości -  $v_c$  oraz opóźnienia -  $g_{eff}$  jamy (rys. 56).

Z wykresu  $\rho_{co}(t)$  wynika, że w chwili  $t = 5 ns$  osiowy wymiar jamy diamagnetycznej  $\rho_{co} \approx 1.8 mm$ . Tymczasem mierzalna interferometrycznie (rys. 49b,  $t = 5 ns$ ) granica jamy diamagnetycznej w tym momencie nie przekracza  $1.3 mm$ . Świadczy to o tym, że w pierwszych kilku nanosekundach jama diamagnetyczna jest tworzona przez szybką, lecz

stosunkowo rzadką plazmę o koncentracji elektronów  $n_e < 10^{17} \text{cm}^{-3}$ . Nie możemy jednak rejestrować w tym czasie rzeczywistych rozmiarów jamy diamagnetycznej, ponieważ czułość stosowanej metody interferometrycznej dla plazmy o tak niskiej koncentracji elektronowej jest zbyt mała.



Rys. 56. Wykresy przedstawiające zmiany w czasie wymiaru osiowego jamy diamagnetycznej -  $\rho_{co}$ , oraz wyznaczone na tej podstawie zmiany prędkości -  $v_c$  i opóźnienia -  $g_{eff}$ .

W chwili  $t = 10 \text{ ns}$  osiowy wymiar jamy diamagnetycznej wyznaczony za pomocą sondy magnetycznej osiąga maksymalną wartość  $\rho_{co_{max}} = 2.3 \text{ mm}$  (rys. 56) i odpowiada on ściśle wymiarowi osiowemu konturu plazmy w tej samej chwili czasu, rejestrowanemu metodą interferometryczną na poziomie koncentracji elektronowej około  $5 \cdot 10^{17} \text{cm}^{-3}$ , (por. z rys. 50). Pomiar interferometryczny pokazuje natomiast, że maksymalny wymiar osiowy jamy jest nieco większy,  $R_B \approx 2.5 \text{ mm}$  i występuje dla  $t \approx 15 \text{ ns}$ . Nieznacznie mniejszy wymiar jamy rejestrowany przez sondę ( $t > 10 \text{ ns}$ , oscylogram rys. 54) spowodowany jest stosunkowo powolnym ruchem osiowym granicy jamy w tym okresie czasu. Uzasadniają to pomiary interferometryczne, z których wynika, że w przedziale czasu  $t = 10 - 15 \text{ ns}$  prędkość osiowa frontu jamy jest niezbyt wysoka i wynosi około  $10^6 \text{ cm/s}$ .

## 6.2 Analiza wyników pomiarów

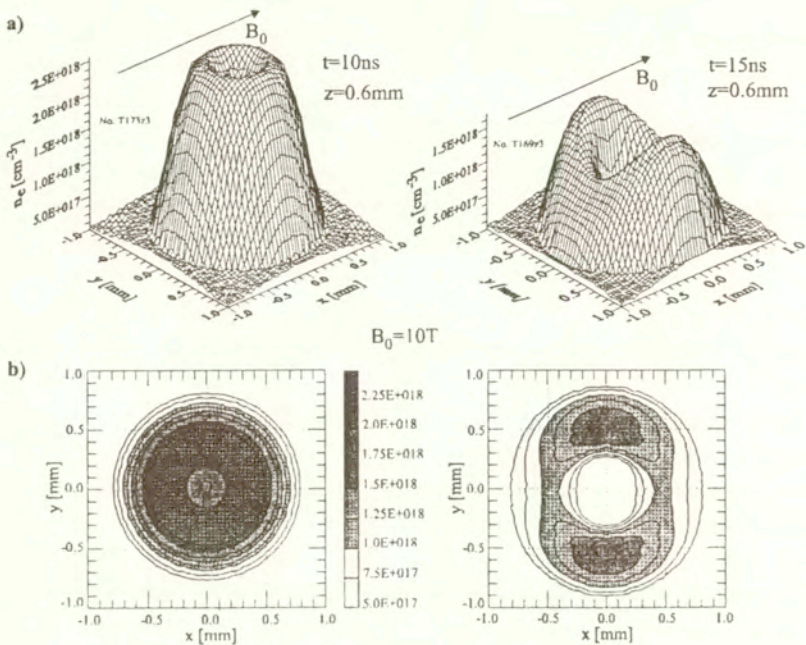
Proces kreacji jamy diamagnetycznej w poprzecznym polu magnetycznym związany jest zwykle ze stabilnością wypełniającej ją plazmy. Wyniki dotychczasowych badań wykonanych dla pól magnetycznych o indukcji nie przekraczającej  $1T$  pokazują, że na ogół obłok ekspandującej plazmy jest zatrzymywany przez pole magnetyczne  $B_0$  w odległości  $R_B \sim B_0^{-2/3}$ . To oznacza, że początkowa energia kinetyczna plazmy jest w dużym stopniu zamieniana na energię pola magnetycznego. Promień  $R_B$  w przybliżeniu odpowiada promieniowi jamy diamagnetycznej  $R_C$ , wewnątrz, której pole magnetyczne  $B = 0$ . Powstająca konfiguracja plazmowa jest niestabilna, a w końcowym etapie ekspansji plazmy obserwowane są zaburzenia granicy plazmy. Dla wyjaśnienia rozwoju tych zaburzeń proponowano różne rodzaje niestabilności, zarówno klasyczne niestabilności Rayleigh'a-Taylor'a wywołane siłą hamowania [83, 90] jak i niestabilności konfiguracyjne takie jak np. dolno-hybrydowa niestabilność dryfowa [81] oraz niestabilność Rayleigh'a-Taylor'a rozwijająca się przy nienamagnesowaniu jonów [85].

W niniejszej pracy podjęto próbę wyjaśnienia, które z wymienionych rodzajów niestabilności odpowiedzialne są za powstanie żłobkowego zaburzenia koncentracji elektronowej plazmy laserowej, obserwowanego interferometrycznie w końcowej fazie formowania jamy diamagnetycznej. Rozwój tego zaburzenia w przekroju  $z = 0.4mm$  przedstawiono na rys. 57. Zarówno mechanizm generacji zaburzenia jak i jego żłobkowa geometria (zaburzenie rozwija się wzdłuż linii sił pola magnetycznego) wskazują, że jest to typowe żłobkowe zaburzenie MHD granicy plazmy nazywane w literaturze niestabilnością Rayleigh'a-Taylor'a [165].

Okazało się jednak, że w warunkach naszego eksperymentu dla silnego pola magnetycznego o indukcji  $10T$ , powstanie i rozwój tego zaburzenia jest zdecydowanie odmienny, aniżeli w przypadku pól magnetycznych o indukcji o rząd mniejszej. Istotnym uzupełnieniem wyników pomiarów interferometrycznych umożliwiającym przeprowadzenie szczegółowej analizy rozwoju stabilności plazmy były wyniki pomiarów dynamiki procesu tworzenia jamy diamagnetycznej wykonane metodą zdalnej sondy magnetycznej.

Należy zauważyć, że uzyskany metodą RMP ilościowy obraz dynamiki zjawiska nie w pełni pokrywa się z dwukanałowymi pomiarami interferometrycznymi. W szczególności dotyczy to wczesnej fazy powstawania jamy diamagnetycznej, w której to określony z pomiarów za pomocą sondy magnetycznej wymiar osiowy jamy jest zdecydowanie większy od obserwowanego na interferogramach. Mniejszy osiowy wymiar jamy diamagnetycznej w przypadku interferometrii (rys. 58), wynika bowiem z czułości samej metody, dla której minimalna mierzalna koncentracja elektronowa jest większa niż  $10^{17}cm^{-3}$ .





Rys. 57. Ilustracja powstania żłobkowego zaburzenia koncentracji elektronowej w jamie diamagnetycznej w przekroju  $z = 0.4\text{mm}$ : a) profil przestrzenny oraz b) izodensytogram.

Pomiary zdalną sondą magnetyczną pokazują natomiast, że granica jamy diamagnetycznej formowana jest przez plazmę o koncentracji znacznie niższej. Minimalną wartość koncentracji elektronowej, która jest odpowiedzialna za wypychanie pola magnetycznego z obszaru jamy podczas ekspansji plazmy można określić korzystając z warunku równowagi [165] pomiędzy ciśnieniem gazokinetycznym plazmy ( $p_{g-k} = nkT$ , gdzie:  $n$  - koncentracja elektronów i jonów, zaś  $kT$  - energia termiczna plazmy), a ciśnieniem ze strony pola magnetycznego ( $p_B = B^2/8\pi$ ). Podczas takiego procesu ciśnienie kinetyczne plazmy powinno przewyższać ciśnienie pola magnetycznego. Ponieważ w naszym przypadku energia termiczna plazmy przechodzi w energię kinetyczną ukierunkowanego ruchu frontu jamy (głównie jonów):

$$kT = m_j v_c^2, \quad (6.2)$$

gdzie:

$m_j$  - masa jonu w zależności od materiału tarczy,

$v_c$  - prędkość frontu jamy diamagnetycznej,

a koncentracja jonów w plazmie  $n_j = n_e/Z$  (gdzie:  $Z$  - krotność jonizacji), możemy warunek równowagi ciśnień ( $p_{g-k} = p_B$ ) sprowadzić do następującej postaci:

$$n_e = \frac{Z B_0^2}{16\pi m_j v_c^2} \quad (6.3)$$

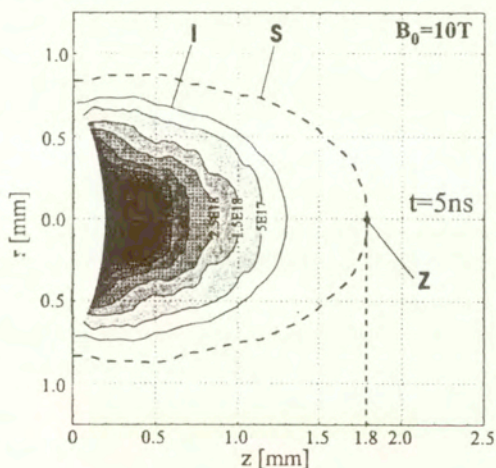
gdzie:

$n_e$  - koncentracja elektronów w [ $cm^{-3}$ ],

$B_0$  - pole magnetyczne w [ $Gs$ ],

$m_j$  - masa jonu w [ $g$ ],

$v_c$  - prędkość frontu jamy w [ $cm/s$ ].



Rys. 58. Kontur jamy diamagnetycznej we wczesnej fazie ekspansji uzyskany metodą interferometryczną. Oznaczenia: S - granica plazmy odpowiadająca równowadze ciśnień: gazokinetycznego i magnetycznego, I - kontur jamy otrzymany z pomiarów interferometrycznych, Z - zasięg osiowy jamy diamagnetycznej uzyskany metodą RMP.

Zależność powyższa wyraża minimalną wartość koncentracji elektronowej frontu plazmowego (składającego się z jonów o masie  $m_j$ ), który ekspandując z prędkością  $v_c$  w polu magnetycznym o indukcji  $B_0$  może skutecznie wypychać to pole tworząc jamę diamagnetyczną. Określona z pomiarów sondą magnetyczną prędkość osiowa frontu jamy w

chwili  $t = 5ns$  wynosi  $v_c = 6.2 \cdot 10^7 cm/s$ . Ponieważ badania prowadzono w polu magnetycznym o indukcji  $B_0 = 10T$ , zaś plazma wytwarzana była z tarcz wykonanych z teflonu, którego głównym składnikiem jest fluor F (o masie jonu  $m_j = 3 \cdot 10^{-23}g$ ), przy założeniu jego całkowitej jonizacji (wówczas  $Z = 10$ ) dostajemy na podstawie zależności (6.3) wartość koncentracji elektronowej  $n_e = 3.3 \cdot 10^{16} cm^{-3}$ . Taka koncentracja elektronowa nie może być mierzalna metodą interferometryczną, dla której próg czułości jest ponad rząd wyższy. Potwierdza to rozbieżność w pomiarach zasięgu osiowego jamy di magnetycznej we wczesnej fazie ekspansji plazmy, który w przypadku pomiarów sondą magnetyczną w chwili  $t = 5ns$  wynosi  $\rho_{c0} \approx 1.8mm$ , natomiast określony z pomiarów interferometrycznych jest mniejszy i wynosi  $\rho_{c0} \approx 1.3mm$ .

Wyjaśnienie powyższej rozbieżności między rezultatami z obu diagnostyk miało decydujące znaczenie dla interpretacji uzyskanych wyników tj. weryfikacji postawionej wcześniej tezy dotyczącej oceny stabilności plazmy ekspandującej w poprzecznym polu magnetycznym.

Określone na podstawie zależności  $\rho_{c0}(t)$  (rys. 56), zmiany prędkości granicy plazmy jamy  $v_c(t)$  pokazują, że początkowa prędkość plazmy jest stosunkowo duża, bliska  $7 \cdot 10^7 cm/s$ . Z powodu silnego hamowania plazmy poprzecznym polem magnetycznym o amplitudzie  $10T$  prędkość ta szybko maleje. Odpowiadające tym zmianom prędkości średnie opóźnienie granicy plazmy wynosi  $g_{eff} \approx 2 \cdot 10^{16} cm/s^2$ . Występowanie tak silnego hamowania plazmy w obecności silnego pola magnetycznego w początkowym etapie jej ekspansji, sprzyja powstaniu dryfu elektronów i jonów (analogicznego do dryfu grawitacyjnego [165]), prowadzącego do powstania na froncie jamy żłobkowego zaburzenia Rayleigh'a-Taylor'a. Czas rozwoju takiego zaburzenia w plazmie można ocenić z zależności [167]:

$$\tau_{R-T} = \sqrt{\frac{L_n}{g_{eff}}} \quad (6.4)$$

gdzie:

$L_n$  - skala gradientu koncentracji elektronowej w [cm],

$g_{eff}$  - średnie opóźnienie w [ $cm/s^2$ ].

Na podstawie uzyskanych rozkładów koncentracji elektronowej można przyjąć, że w tej fazie skala gradientu koncentracji elektronowej jest w przybliżeniu równa promieniowi plazmy i wynosi  $L_n \approx 0.05cm$ . Ponieważ średnie opóźnienie w początkowej fazie procesu wynosi  $g_{eff} \approx 2 \cdot 10^{16} cm/s^2$  z zależności (6.4) wynika, że czas rozwoju niestabilności Rayleigha-Taylor'a jest równy  $\tau_{R-T} \approx 1.5 \cdot 10^{-9}s$  czyli  $1.5ns$ . Możemy więc oczekiwać szybkiego rozwoju niestabilności MHD granicy plazmy już w początkowym

jej etapie. Ponieważ rozwój tych niestabilności dotyczy głównie szybkiej i stosunkowo rzadkiej plazmy o koncentracji około  $n_e \approx 3.3 \cdot 10^{16} \text{cm}^{-3}$ , nie mogą być one rejestrowane interferometrycznie.

Rzeczywisty rozwój klasycznych niestabilności wymaga jednak spełnienia dodatkowego warunku:

$$\omega_{ci} \cdot \tau_{R-T} \gg 1, \quad (6.5)$$

Ponieważ częstość Larmora dla jonów fluoru w polu magnetycznym o indukcji  $B_0 = 10T$  wynosi  $\omega_{ci} = 5 \cdot 10^8 \text{s}^{-1}$ , a czas rozwoju niestabilności  $\tau_{R-T} \approx 1.5 \cdot 10^{-9} \text{s}$ , łatwo sprawdzić, że warunek ten nie jest spełniony ( $\omega_{ci} \cdot \tau_{R-T} \approx 0.75$ ). Należy zauważyć również, że wartość ukierunkowanego promienia Larmora wynosi:

$$R_{ld} = \frac{v_c}{\omega_{ci}} \approx 0.14 \text{cm}, \quad (6.6)$$

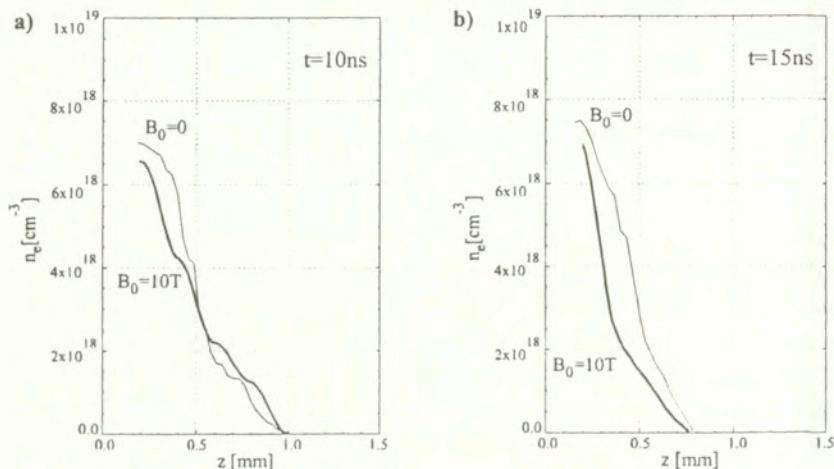
co świadczy o tym, że jony w początkowej fazie ekspansji nie są namagnesowane. Biorąc pod uwagę powyższe okoliczności, a w szczególności nienamagnesowanie jonów należy sądzić, że w naszym przypadku za zaburzenie osiowej symetrii plazmy odpowiedzialna jest niestabilność Rayleigh'a-Taylor'a odpowiadająca nienamagnesowaniu jonów. Możliwość wystąpienia takiego typu niestabilności w plazmie ekspandującej w polu magnetycznym o znacznie mniejszej amplitudzie rozważano w pracy [85].

Pomiary tomograficzne pokazały, że obserwacja tych niestabilności możliwa jest dopiero w końcowej fazie formowania się jamy diamagnetycznej, gdy koncentracja elektronowa na granicy plazma-pole magnetyczne przekroczy wartość  $5 \cdot 10^{17} \text{cm}^{-3}$ , będącą progamiem dla stosowanej metody interferometrycznej.

Należy zauważyć jednak, że z upływem czasu warunki rozwoju niestabilności Rayleigh'a-Taylor'a są mniej korzystne, aniżeli w początkowej fazie ekspansji. W końcowym etapie formowania się jamy diamagnetycznej dla  $t = 10 - 15 \text{ns}$ , średnie opóźnienie jej frontu określone zarówno z interferometrii jak i metodą RMP jest prawie o rząd mniejsze w porównaniu z fazą początkową i wynosi  $g_{eff} = 3 \cdot 10^{15} \text{cm/s}^2$ . Kilkakrotnie w stosunku do wczesnego etapu ekspansji wydłuży się również czas rozwoju niestabilności Rayleigh'a-Taylor'a ( $\tau_{R-T} \approx 5 \text{ns}$ ). Oznacza to, że widoczny na rozkładach koncentracji elektronowej w chwilach  $t = 10 \text{ns}$  (rys. 52) oraz  $t = 15 \text{ns}$  (rys. 53) kształt zaburzenia granicy plazmy należy rozumieć jako pewne odzwierciedlenie początkowego stanu zjawiska odpowiadającego żłobkowym deformacjom w plazmie o niskiej koncentracji.

Należy zauważyć również, że o ile plazma zewnętrzna, będąca w bezpośrednim kontakcie z polem magnetycznym, ulega hamowaniu i deformacji związanej z rozwojem niestabilności Rayleigh'a-Taylor'a to środkowa część plazmy zachowuje się analogicznie jak

jej odpowiednik w przypadku braku pola magnetycznego. Potwierdzają to rozkłady  $n_e(z)$  dla  $r = 0$  w chwilach 10 i 15 ns (rys. 59). Zbieżność rozkładów  $n_z$  dla  $B = 0$  i  $B = 10T$  wskazuje na swobodny charakter ekspansji plazmy wewnątrz jamy diamagnetycznej, a tym samym na nieobecność pola w jej wnętrzu. Fakt ten może być potwierdzeniem, że pogłębianie się żłobkowego zaburzenia w późnych fazach ekspansji (rys. 52 i rys. 53) nie



Rys. 59. Porównanie rozkładu koncentracji elektronów wzdłuż osi Z w chwilach  $t = 10$  i  $15$  ns dla przypadków  $B_0 = 0$  i  $B_0 = 10T$ .

jest związane z dalszym rozwojem niestabilności Rayleigh'a-Taylor'a, a raczej z efektem wypełniania przez powolną składową plazmy jamy diamagnetycznej o zaburzonej symetrii osiowej w początkowej fazie zjawiska i utrzymującej się jej w dalszym okresie. Zaburzenie symetrii osiowej kolumny plazmowej powoduje zmniejszenie poprzecznego wymiaru kolumny w kierunku prostopadłym linii sił pola magnetycznego oraz zwiększenie tego wymiaru w kierunku do niego prostopadłym. Oznacza to, że ekspandująca kątowo plazma (powolna składowa), przebywa krótszą drogę w przekroju prostopadłym do pola magnetycznego i dłuższą w przekroju równoległym do niego. Taki charakter deformacji geometrycznej jamy diamagnetycznej wynika z symetrii plazmy względem płaszczyzn ZX i ZY i jest widoczny zarówno na rozkładach fazy (rys. 48) jak i niesymetrycznych rozkładach koncentracji elektronowej w przekrojach poprzecznych strumienia plazmy (rys. 53 i rys. 54). Najszybciej zatem, napływa plazma do zewnętrznych obszarów jamy odpowiadających przekrojowi prostopadłemu do linii sił pola magnetycznego ( $\theta = 0$ , por. rys. 51b), a najwolniej do obszarów jamy leżących w przekroju równoległym do

kierunku pola magnetycznego ( $\theta = 90$ , por. rys. 51b). Prowadzi to w konsekwencji do pogłębiania się żłobkowego zaburzenia granicy plazmy.

### 6.3 Wnioski dotyczące przeprowadzonych pomiarów i analiz

W odróżnieniu od dotychczasowych badań formowania jamy diamagnetycznej w poprzecznym polu magnetycznym [81, 83, 85, 90] po raz pierwszy zastosowano metodę tomograficzną. Metoda ta pozwoliła na bardzo precyzyjne odtworzenie kształtu jamy oraz rozkładów koncentracji elektronowej w różnych fazach ekspansji plazmy w zakresie koncentracji powyżej  $10^{17} \text{cm}^{-3}$ , będącej progiem metody interferometrycznej. Pomiaru uzupełniające dotyczące dynamiki formowania jamy w zakresie koncentracji elektronowych niższych od  $10^{17} \text{cm}^{-3}$  prowadzono metodą zdalnej sondy magnetycznej (RMP), [106]. Uzyskane trójwymiarowe rozkłady koncentracji elektronowej w procesie formowania jamy w połączeniu z pomiarami dynamiki jej osiowego wymiaru wykonanymi metodą RMP, pozwoliły stosunkowo jasno opisać obraz badanego zjawiska. Okazało się, że zastosowanie pola magnetycznego o indukcji  $10T$ , o rząd większej, aniżeli w dotychczasowych eksperymentach, zasadniczo wpływa na dynamikę i stabilność plazmy w jamie diamagnetycznej. W wypadku plazmy laserowej wytwarzanej z płaskiej tarczy teflonowej przy gęstości mocy lasera rzędu  $10^{14} \text{W/cm}^2$  w poprzecznym polu magnetycznym o indukcji  $10T$  stwierdzono:

- silne pole magnetyczne prostopadłe do kierunku ekspansji plazmy, wyraźnie zaburza jej symetrię osiową,
- zaburzenie rozwija się w przedniej części jamy diamagnetycznej i ma charakter żłobka rozciągającego się wzdłuż linii sił pola magnetycznego,
- za powstanie zaburzenia odpowiedzialna jest nienamagnesowana jonowa niestabilność Rayleigh'a-Taylor'a, która intensywnie rozwija się w rzadkiej plazmie,  $n_e < 10^{17} \text{cm}^{-3}$  w początkowej fazie procesu,  $t < 5 \text{ns}$ ,
- zaburzenie widoczne na interferogramach w końcowej fazie formowania jamy diamagnetycznej, wywołane jest przez napływ powolnej składowej plazmy do zewnętrznych (krajowych) obszarów jamy (powoduje to wzrost koncentracji elektronowej na granicy plazma-pole magnetyczne, powyżej koncentracji progowej dla stosowanej metody interferometrycznej, w naszym wypadku  $> 10^{17} \text{cm}^{-3}$ ),

- kształt końcowej konfiguracji plazmy jest rezultatem przemieszczania się powolnej składowej w zdeformowanej geometrycznie jamie: powolna składowa plazmy przebywa krótszą drogę w przekroju jamy prostopadłym do kierunku linii sił pola magnetycznego i dłuższą w przekroju równoległym do linii sił pola magnetycznego.

Równoczesne zastosowanie interferometrii i bezkontaktowej sondy magnetycznej w badaniach ekspansji plazmy w poprzecznym polu magnetycznym pozwoliło zweryfikować poprawność metody RMP w przypadku silnych pól magnetycznych. Mimo, że w metodzie RMP założony został sferyczny kształt jamy diamagnetycznej, odbiegający od rzeczywistego, nie miało to istotnego wpływu na pomiar wymiaru osiowego jamy. Należy podkreślić wyjątkową zbieżność osiowego wymiaru jamy uzyskanego dwoma metodami dla  $t > 5ns$ .

Cechą charakterystyczną obserwowanego zaburzenia jest jego powtarzalność od strzału do strzału pod względem kształtu i rozkładu koncentracji elektronowej, co może być interesujące mając na uwadze je wykorzystanie w innych badaniach.

## Rozdział 7

# Podsumowanie wyników badań eksperymentalnych plazmy laserowej oddziaływującej z polem magnetycznym

### 7.1 Zestawienie nowych rozwiązań w zakresie budowy aparatury naukowej i metod pomiarowych

Uzyskane w ramach wykonywania pracy wyniki badań mają aspekt zarówno naukowy jak i badawczo-techniczny. Ponieważ praca ma charakter eksperymentalny i dotyczy nowego obszaru badań plazmy, realizowanie celu pracy zależało w dużym stopniu od przygotowania stanowiska eksperymentalnego, aparatury diagnostycznej oraz metodyk pomiarowych do ilościowej analizy wyników.

Najważniejszym osiągnięciem w zakresie przygotowania bazy eksperymentalnej, uzyskanym dzięki wysiłkowi zespołu naukowo-technicznego, którym kierował autor niniejszej pracy jest zbudowanie niektórych elementów oraz zestawienie i uruchomienie w całości unikalnego stanowiska eksperymentalnego do badania plazmy laserowej w polu magnetycznym składającego się z:

- plazmowej komory próżniowej połączonej z cewką magnetyczną, układem mocowania tarczy i układem ogniskującym promieniowanie laserowe,
- lasera neodymowego dużej mocy, o energii do  $20J$  w impulsie o czasie trwania nie przekraczającym  $1ns$ ,
- generatora pola magnetycznego umożliwiającego wytwarzanie pól magnetycznych w obszarze plazmy laserowej o maksymalnej indukcji do  $50T$ , oraz



- bloków elektronicznych do synchronizacji lasera z generatorem pola magnetycznego i aparatury do pomiaru ich parametrów.

W zakresie nowych opracowań i budowy aparatury diagnostycznej oraz przygotowania nowych metod pomiarowych za najważniejsze uznano:

- opracowanie i wykonanie trójkanałowego zautomatyzowanego interferometru do pomiaru przestrzennych i czasowych profili koncentracji elektronowych w plazmie laserowej w obecności pola magnetycznego,
- opracowanie skomputeryzowanej metodyki do ilościowej analizy interferogramów plazmy osiowo-symetrycznej,
- opracowanie nowej metodyki tomograficznej do określania koncentracji elektronowej w plazmie o zaburzonej symetrii osiowej,
- zastosowanie metody zdalnej sondy magnetycznej (opracowanej przez Dr Yu.P. Zakharova z Instytutu Fizyki Laserów w Nowosybirsku) do pomiaru dynamiki plazmy laserowej w silnym poprzecznym polu magnetycznym.

Układ interferometryczny w połączeniu z blokiem do analizy komputerowej umożliwia pełną analizę interferogramów zaczynając od ich rekonstrukcji do otrzymania informacji o rozkładzie przestrzennym koncentracji elektronowej w całym badanym obszarze plazmy. Z prezentowanych w dostępnej literaturze wyników pomiarów interferometrycznych wynika, że w zastosowaniu do badań plazmy laserowej ten zautomatyzowany "kompleks interferometryczny" nie ma obecnie swojego odpowiednika. Wykonanie tego kompleksu było przedsięwzięciem kosztownym, a jego realizacja była możliwa dzięki środkom Komitetu Badań Naukowych, w ramach projektu badawczego nr. 8808491/p02, którego kierownikiem był autor niniejszej pracy.

W zastosowaniu do badań plazmy laserowej, zdaniem autora niniejszej pracy, pionierską jest także metoda dwukanałowej interferometrii tomograficznej zastosowana do określania rozkładu koncentracji elektronowej w plazmie o zaburzonej symetrii osiowej.

## 7.2 Najważniejsze wyniki pomiarów

### 7.2.1 Uwagi ogólne

Prezentowane w pracy wyniki pomiarów eksperymentalnych i numerycznego modelowania plazmy laserowej w polu magnetycznym mają charakter oryginalny w stosunku

do dotychczas osiągniętych rezultatów (przedstawionych w punkcie 2.3) z następujących powodów:

- wykonane są przy gęstości mocy lasera rzędu  $10^{14} \text{ W/cm}^2$ , oraz indukcji pola magnetycznego w zakresie  $5 - 20T$ , przy których nie prowadzono jeszcze badań wpływu pola magnetycznego na zachowanie się plazmy,
- pokazują wpływ pola magnetycznego na rozkład koncentracji elektronowej jednocześnie w całym obszarze badanej plazmy z rozdzielczością czasową, co ma zasadnicze znaczenie dla jednoznacznej interpretacji rezultatów pomiarów,
- przedstawiono wyniki dwuwymiarowego modelowania ekspansji plazmy w osiowym polu magnetycznym za pomocą kodu MHD, który umożliwia symulowanie rozłotu plazmy w zależności od sposobu zogniskowania promieniowania laserowego na tarczy,
- po raz pierwszy do pomiaru rozkładu koncentracji elektronowej plazmy laserowej, zastosowano metodę tomograficzną, pokazując deformacje tych rozkładów pod wpływem pola magnetycznego prostopadłego do kierunku ekspansji plazmy.

Wyniki badań przestrzennych i czasowych koncentracji elektronowej plazmy laserowej wytwarzanej z tarczy płaskiej przy gęstości mocy promieniowania laserowego około  $10^{14} \text{ W/cm}^2$  pozwoliły stworzyć w miarę jednolity obraz, zachowania się plazmy laserowej w przypadkach:

- swobodnego rozłotu, gdy  $B = 0$ ,
- ekspansji plazmy wzdłuż pola magnetycznego o indukcji  $5 - 20T$ ,
- ekspansji w poprzecznym polu magnetycznym o indukcji około  $10T$ ,

## 7.2.2 Ekspansja swobodna plazmy laserowej

W przypadku ekspansji swobodnej bez pola magnetycznego, analiza rozkładów koncentracji elektronowej i otrzymanych na ich podstawie zmian liniowej koncentracji elektronów pozwoliła stwierdzić powstawanie dwóch składowych plazmy w procesie nagrzewania tarczy impulsem promieniowania laserowego:

- składowej szybkiej o wysokiej temperaturze grzanej bezpośrednio promieniowaniem laserowym, oraz

- składowej powolnej powstającej w wyniku oddziaływania z kraterem i jego otoczeniem takich czynników jak: promieniowanie rentgenowskie, fala przewodnictwa czy fala uderzeniowa.

Ważnym wynikiem eksperymentalnym w badaniach procesu ekspansji swobodnej było wyselekcjonowanie dwóch rodzajów ekspansji plazmy:

- ekspansji kątowej, charakteryzującej się emisją plazmy w szerokim zakresie kątów w stosunku do osi symetrii plazmy (prostopadłej do powierzchni tarczy i zgodnej z kierunkiem wiązki laserowej) oraz występowaniem na tej osi minimum w rozkładzie koncentracji elektronowej przez cały czas ekspansji ,
- ekspansji osiowej, charakteryzującej się wyraźną emisją plazmy wzdłuż osi symetrii plazmy oraz występowaniem na osi charakterystycznego maksimum w rozkładzie koncentracji elektronowej przez cały czas ekspansji.

Reżimy ekspansji związane są ze sposobem zogniskowania promieniowania laserowego na tarczy. Reżim ekspansji kątowej realizowano przy "punktowym" zogniskowaniu promieniowania laserowego na tarczy charakteryzującym się występowaniem maksimum intensywności w centrum tarczy. Ekspansja osiowa występowała przy zogniskowaniu "pierścieniowym", któremu odpowiadało minimum intensywności w centrum tarczy. Jako miarę występowania określonego reżimu przyjęto stosunek osiowego wymiaru plazmy odpowiadającego szybkiej składowej do jej wymiaru poprzecznego w pobliżu tarczy, nazwany przez autora pracy wydłużeniem. Reżim kątowy realizowano dla wydłużenia około 1.5, natomiast osiowy dla wartości około 3.

Znalezienie reżimów ekspansji jak również szczegółowe pomiary interferometryczne dotyczące zachowania się szybkiej i powolnej składowej plazmy były niezbędne do interpretacji wyników badań plazmy laserowej w polu magnetycznym.

### 7.2.3 Plazma laserowa w podłużnym polu magnetycznym

Wyniki badań interferometrycznych oraz numerycznego modelowania plazmy laserowej w podłużnym polu magnetycznym były podstawą do szczegółowego odtworzenia przebiegu zjawisk odpowiadających dwóm odmiennym reżimom ekspansji.

Dla przypadku ekspansji kątowej:

- uzyskane rozkłady koncentracji elektronowej w różnych chwilach ekspansji plazmy laserowej w podłużnym pola magnetycznym, pozwoliły wyróżnić następujące charakterystyczne fazy rozwoju zjawiska:

- fazę radialnej ekspansji plazmy obejmującą przedział czasu od momentu jej powstania do chwili  $t = 5ns$ ,
  - fazę implozji radialnej plazmy, zachodzącą w zakresie  $t = (5 - 15)ns$ ,
  - fazę radialnej reekspansji plazmy, odpowiadającą czasom ekspansji  $t = (15 - 25)ns$ ,
  - fazę rozlotu plazmy zachodzącą dla  $t > 25ns$ ,
- szczegółowa analiza rozkładów koncentracji elektronowej plazmy ekspandującej w podłużnym polu magnetycznym, w połączeniu z dwuwymiarowym modelowaniem potwierdziła, że:
    - reżim kątowy powstaje w przypadku, gdy rozkład intensywności zogniskowanego promieniowania laserowego na tarczy charakteryzuje się występowaniem maksimum w centrum tarczy,
    - przepływ powolnej składowej plazmy (w późnych fazach zjawiska) zdeteminowany jest przez deformacje linii sił pola magnetycznego spowodowane przez szybką składową plazmy (odpowiadającą gorącej plazmie) generowaną w początkowej fazie procesu,
  - analiza kątowej ekspansji plazmy pozwoliła rozstrzygnąć przyczynę tworzenia się w przedziale czasu  $15 - 20ns$  stosunkowo stabilnej konfiguracji plazmowej tzw. "podkówki" ([101, 102]) (podkówka jest przejściową konfiguracją prowadzącą do powstania cylindrycznej konfiguracji plazmy (punkt 4.3.1)),
  - za najbardziej interesujący rezultat badań plazmy w podłużnym polu magnetycznym uznano powstawanie w końcowej fazie ekspansji (dla  $t > 25ns$ ) w przypadku reżimu kąтового, **cylindrycznej konfiguracji plazmy** o promieniu zewnętrznym zależnym od wartości indukcji pola magnetycznego ( $\sim B_0^{-2/3}$ ).

Dla przypadku osiowej ekspansji:

- uzyskane rozkłady koncentracji elektronowej w różnych chwilach ekspansji plazmy laserowej w podłużnym polu magnetycznym pokazują, że zachodzi ona bardzo podobnie jak dla rozlotu swobodnego tzn. gdy  $B = 0$  (rozkład koncentracji elektronowej centralnej gęstej plazmy, z charakterystycznym maksimum na osi układu przez cały czas trwania procesu jest taki sam jak w przypadku ekspansji swobodnej),

- szczegółowa analiza rozkładów koncentracji elektronowej ekspansji plazmy w podłużnym polu magnetycznym, w połączeniu z dwuwymiarowym modelowaniem potwierdziła, że:

- reżimowi osiowemu, odpowiada tzw. pierścieniowy rozkład intensywności promieniowania laserowego na tarczy, z minimum na osi,
- deformacje rozkładu linii sił pola magnetycznego przez szybką składową plazmy są niewielkie i nie mają wpływu na przemieszczanie się na powolnej składowej plazmy w całym badanym przedziale czasu ekspansji.

## 7.2.4 Plazma laserowa w poprzecznym polu magnetycznym

Najważniejszymi wynikami badań eksperymentalnych dynamiki plazmy laserowej ekspandującej w poprzecznym polu magnetycznym są:

- odtworzenie, za pomocą opracowanej metodyki tomograficznej trójwymiarowych rozkładów koncentracji elektronowej w jamie diamagnetycznej w wybranych chwilach ekspansji plazmy, wykorzystując zarejestrowane za pomocą dwukanałowego interferometru dwuwymiarowe rozkłady fazy,
- szczegółowe zbadanie ewolucji zaburzenia osiowej symetrii plazmy laserowej oddziaływującej z poprzecznym polem magnetycznym w szczególności stwierdzono, że zaburzenie to :
  - wyraźnie widoczne jest na rozkładach koncentracji elektronowej w końcowym etapie formowania jamy ( $t > 10ns$ ),
  - dotyczy przedniej części jamy, oraz
  - ma charakter żłobka rozciągającego się wzdłuż linii sił pola magnetycznego,
- szczegółowa analiza warunków powstania żłobkowej niestabilności typu Rayleigh'a-Taylor'a, prowadzącej do powstania w końcowej fazie formowania jamy diamagnetycznej konfiguracji plazmy z charakterystycznym minimum koncentracji elektronowej.

Istotnym uzupełnieniem badań tomograficznych były pomiary dynamiki jamy wykonane za pomocą zdalnej sondy magnetycznej, opisanej w punkcie 3.5. Otrzymane tą metodą zmiany czasowe osiowego wymiaru jamy i wyznaczone na tej podstawie zmiany

prędkości, opóźnienia oraz wartość minimalnej koncentracji elektronowej odpowiedzialnej za tworzenie jamy, w połączeniu z wynikami pomiarów tomograficznych, umożliwiły stworzenie w miarę jednolitego obrazu przebiegu formowania jamy diamagnetycznej i jej deformacji w poprzecznym polu magnetycznym.

## 7.3 Analiza procesów fizycznych występujących przy oddziaływaniu plazmy laserowej z polem magnetycznym

### 7.3.1 Konfiguracje plazmy laserowej w podłużnym polu magnetycznym

Ekspansja plazmy w podłużnym polu magnetycznym prowadzi do powstania dwóch zasadniczo odmiennych konfiguracji plazmowych realizowanych w zależności od reżimu ekspansji. Szczególnie interesującą konfiguracją, ze względów na możliwość zastosowania w badaniach na laserami rentgenowskimi, jest cylinder plazmowy powstający podczas ekspansji kątowej plazmy. Formowanie się takiej konfiguracji plazmowej staje się zrozumiałe jeśli przeanalizujemy wpływ pola magnetycznego na przestrzenne profile koncentracji elektronowej w kolejnych fazach rozwoju zjawiska (punkt 4.3.1) dla kątowego reżimu ekspansji w połączeniu z dwuetapowością procesu wytwarzania plazmy laserowej z tarczy płaskiej.

Proces tworzenia konfiguracji cylindrycznej plazmy w poszczególnych fazach procesu przebiega w następujący sposób:

**Faza ekspansji radialnej** Od momentu powstawania plazmy na tarczy linie sił pola magnetycznego zostają wmrózone w plazmę. Ekspandująca pod znacznymi kątami w stosunku do osi szybka plazma unosi z sobą linie sił pola magnetycznego, powodując tym samym zmianę jego rozkładu. Pojawia się wówczas radialna składowa pola magnetycznego. Wytwarzana jest tzw. jama diamagnetyczna o promieniu, który jest funkcją energii kinetycznej plazmy i indukcji pola magnetycznego. Zmodyfikowany przez szybką składową plazmy rozkład pola magnetycznego w jamie diamagnetycznej praktycznie nie ulega zmianie w następnych fazach procesu. Wyniki numerycznego modelowania rozkładu pola magnetycznego w jamie pokazały, że maksymalna amplituda radialnej składowej indukcji pola magnetycznego w jamie występuje na osi symetrii w obszarze zlokalizowanym na froncie ekspandującej plazmy i może osiągać wartość równą połowie amplitudy początkowej indukcji podłużnego pola magnetycznego.

**Faza implozji** Implozja plazmy w kierunku osi rozpoczyna się po osiągnięciu przewagi ciśnienia radialnego pola magnetycznego nad ciśnieniem gazokinetycznym plazmy. Towarzyszący implozji wypływ osiowy plazmy napotyka na swej drodze poprzeczne pole magnetyczne (składową radialną pola magnetycznego powstałą w fazie radialnej ekspansji), które wymusza ruch plazmy wzdłuż linii sił tego pola do zewnętrznych obszarów jamy nazwanych w rozdziale 3- ramionami. To tłumaczy obserwowany kształt strumienia plazmowego i jego kierunek propagacji. W ten sposób powstaje właśnie, widoczna na rozkładach koncentracji elektronowej (rys. 25 - rozdział 4), charakterystyczna konfiguracja plazmy nazwana w pracy [102] "podkówką". Pod koniec fazy implozji następuje wzrost temperatury spowodowany kompresją oraz zwiększającym się napływem powolnej składowej plazmy powstałej w wyniku oddziaływania z tarczą czynników wtórnych takich jak: promieniowanie rentgenowskie, fala przewodnictwa cieplnego czy fala uderzeniowa. Dla  $t = 15ns$  obserwuje się zanik składowej szybkiej.

**Faza reekspansji** Wzrost temperatury plazmy pod koniec fazy implozji powodują ponowną ekspansję radialną plazmy w sąsiedztwie tarczy. W fazie tej następuje dalszy napływ plazmy do ramion plazmowych. Plazma zasilająca te ramiona nie przekracza w swym ruchu w kierunku równoległym do osi pewnej granicy wyznaczonej uprzednio przez szybką składową plazmy. Granica ta odpowiada tzw. płaszczyźnie pułapkowania osiowego plazmy, zaznaczonej na rys. 33. w rozdziale 4.

**Faz rozlotu** W wyniku radialnego przepływu powolnej składowej do ramion większość plazmy zostaje ulokowana w zewnętrznych obszarach jamy diamagnetycznej. Ponieważ plazma w jamie utrzymywana jest magnetycznie, dlatego zanik powolnej składowej plazmy prowadzi do powstania cylindrycznej konfiguracji o stosunkowo wysokiej koncentracji elektronowej, około  $10^{18} cm^{-3}$ . Utrzymywanie się tej konfiguracji jest prawdopodobnie związane ze znacznym zróżnicowaniem temperatury plazmy. Zewnętrzna plazma powinna mieć wyższą temperaturę ponieważ składa się z plazmy gorącej oraz stermalizowanej plazmy strumienia wytworzonego w wyniku implozji. Ponieważ przewodnictwo cieplne plazmy w poprzek linii sił pola magnetycznego jest znikome, plazma zewnętrzna jest termicznie izolowana. To tłumaczyłoby stosunkowo długi czas życia plazmy zewnętrznej, utrzymywanej magnetycznie, w stosunku do krótkiego czasu życia centralnej plazmy o niskiej temperaturze.

### 7.3.2 Tworzenie jamy diamagnetycznej przez plazmę laserową ekspandującą poprzecznie do pola magnetycznego

Analiza trójwymiarowych rozkładów koncentracji elektronowej oraz pomiary dynamiki plazmy wykonane metodą zdalnej sondy magnetycznej pozwalały przyjąć następujący przebieg procesów fizycznych podczas formowania jamy w poprzecznym polu magnetycznym:

W początkowej fazie zjawiska, dla  $t=(0-5)ns$  ekspandująca szybka składowa plazmy o stosunkowo niskiej koncentracji elektronowej na froncie, poniżej  $10^{17}cm^{-3}$ , wypycha pole magnetyczne tworząc jamę diamagnetyczną. W wyniku takiego procesu zmienia się rozkład pola magnetycznego, przy czym kierunek linii sił tego pola dopasowuje się do granicy powstającej jamy diamagnetycznej. To silne skompromowane prostopadłe pole magnetyczne jest przyczyną powstania siły hamowania przeciwnej do kierunku ekspansji i skutecznie powstrzymującej ekspansję plazmy wzdłuż osi. Siła hamowania w obecności prostopadłego do niej pola magnetycznego wywołuje silny dryf elektronów i jonów w warstwie plazmy na froncie jamy. Przez analogię do dryfu grawitacyjnego w polu magnetycznym prowadzi to do powstania w przedniej części jamy niestabilności konfiguracyjnych typu Rayleigha-Taylora. Analiza dynamiki i parametrów plazmy odpowiadających procesowi formowania się jamy przez szybką składową plazmę (przedstawiona w punkcie 6.2), pokazała, że w naszym wypadku mamy do czynienia z niestabilnością Rayleigh'a-Taylor'a, rozwijającą się początkowo w stosunkowo rzadkiej plazmie o koncentracji elektronowej poniżej  $10^{17}cm^{-3}$  przy nienamagnesowniu jonów.

W okresie  $t=(5-10)ns$  zwiększający się napływ powolnej składowej plazmy powoduje wzrost koncentracji elektronowej na granicy plazma-pole magnetyczne. Od momentu  $t = 10ns$ , gdy koncentracja elektronowa na froncie jamy przekracza wartość  $5 \cdot 10^{17}cm^{-3}$ , zaburzenie frontu jamy staje się widoczne na interferogramach. Kształt zaburzenia widoczny na trójwymiarowych rozkładach koncentracji elektronowej ma kształt żłobka rozciągającego się wzdłuż linii sił pola magnetycznego i jest ono symetryczne względem dwóch płaszczyzn: równoległej i prostopadłej do pola magnetycznego.

W końcowym etapie formowania jamy, dla  $t=(10-15)ns$  żłobkowy charakter zaburzenia wyraźnie pogłębia się. Nie należy jednak kojarzyć pogłębiania się tej konfiguracji z dalszym wzrostem niestabilności Rayleigh'a-Taylor'a. Z upływem czasu, w miarę jak maleje opóźnienie frontu jamy, pogarszają się warunki rozwoju



tej niestabilności. W porównaniu z fazą początkową czas rozwoju niestabilności jest kilkakrotnie krótszy. W późnych fazach ekspansji plazmy hamowaniu i deformacji związanej z rozwojem niestabilności Rayleigh'a-Taylor'a ulega głównie plazma zewnętrzna będąca w bezpośrednim kontakcie z polem magnetycznym. Potwierdzają to rozkłady koncentracji elektronowej na osi dla  $r = 0$  w chwilach 10 i 15 ns, rys. 59, z których wynika, że środkowa część plazmy zachowuje się analogicznie jak jej odpowiednik w wypadku braku pola magnetycznego.

Z tego względu pogłębianie się żłobkowego charakteru konfiguracji plazmy, w końcowym etapie formowania jamy, należy w dużej części przypisać zaburzeniu osiowej symetrii we wczesnej fazie spowodowanej intensywnym rozwojem niestabilności Rayleigh'a-Taylor'a. Zaburzenie to stwarza warunki do uformowania ruchu (przemieszczania się) składowej powolnej plazmy prowadzącego do pogłębiania się struktury żłobkowej w dużym obszarze plazmy.

Cechą charakterystyczną obserwowanego zaburzenia jest jego powtarzalność "od strzału do strzału" pod względem kształtu i rozkładu koncentracji elektronowej, co może być interesujące mając na uwadze je wykorzystanie w innych badaniach.

## 7.4 Ocena osiągnięcia celu pracy

Przedstawione wyniki badań interferometrycznych i numerycznego modelowania plazmy, wytwarzanej z tarczy ciała stałego przy gęstości mocy promieniowania laserowego rzędu  $10^{14} \text{ W/cm}^2$  i polu magnetycznym o indukcji w zakresie 5 – 20 T zorientowanym zarówno równoległe jak i prostopadle do kierunku ekspansji plazmy, są nie tylko uzupełnieniem dotychczasowego stanu badań, ale także w pewnym zakresie mają charakter oryginalny. Dotyczy to zarówno uzyskanych wyników jak i zbudowanej aparatury naukowej oraz opracowanych metodyk pomiarowych.

W przypadku podłużnej geometrii pola magnetycznego - uzyskano szczegółowe wyniki badań dotyczące określenia wpływu tego pola na przestrzenne rozkłady koncentracji elektronowej plazmy laserowej. Dostarczyły one informacji naukowych na temat:

- reżimów ekspansji, oraz
- dynamiki szybkiej i powolnej składowej plazmy.

Wypełniają wyraźną lukę w dotychczasowym stanie wiedzy odnośnie wpływu podłużnego pola magnetycznego na ekspansję plazmy laserowej. Możliwość sterowania reżimami ekspansji poprzez wytworzenie określonego rozkładu intensywności promieniowania laserowego na tarczy stwarza również duże możliwości aplikacyjne.

Przy realizacji kąтового reżimu ekspansji, bardzo interesującym wynikiem jest wytwarzanie, cylindrycznej konfiguracji plazmy o stosunkowo wysokiej koncentracji elektronowej, około  $10^{18} \text{cm}^{-3}$ , i promieniu zależnym od wartości indukcji pola magnetycznego ( $\sim B_0^{-2/3}$ ). Biorąc pod uwagę kształt takiej konfiguracji, możliwe byłoby wykorzystanie jej w badaniach ośrodków aktywnych laserów rentgenowskich do generacji, wzmacniania i propagacji spójnego promieniowania rentgenowskiego w charakterze tzw. światłowodu plazmowego. Propozycja wykorzystania plazmy jako światłowodu plazmowego dla takich zastosowań przedstawiona jest w pracy [164].

**W przypadku poprzecznej geometrii pola magnetycznego** - otrzymane wyniki dotyczące stabilności plazmy w jamie diamagnetycznej mają w większym stopniu aspekt poznawczy. Otrzymane informacje, na podstawie trójwymiarowych rozkładów koncentracji elektronowej o wpływie silnego pola magnetycznego o indukcji  $10T$  na rozwój niestabilności konfiguracyjnych Rayleigh'a-Taylor'a, pokazują zdecydowanie odmienny obraz ich rozwoju aniżeli w polu magnetycznym o indukcji o rząd mniejszej, (np. prace [81, 83, 85, 90]). W obecności silnego poprzecznego pola magnetycznego niestabilności te intensywnie rozwijają się w początkowej fazie ekspansji, powodując zaburzenie symetrii osiowej plazmy. Ukształtowany w końcowej fazie formowania jamy diamagnetycznej rozkład koncentracji elektronowej jest w dominującym stopniu wynikiem przepływu powolnej składowej w plazmie o zaburzonej symetrii, powstałej w początkowej fazie zjawiska.

Należy podkreślić, że przeprowadzenie tak szczegółowych pomiarów było możliwe dzięki opracowaniu, zbudowaniu i zastosowaniu bardzo nowoczesnej, zautomatyzowanej aparatury diagnostycznej i skutecznych metodyk pomiarowych. Między innymi po raz pierwszy do diagnostyki plazmy laserowej zastosowano interferometrię tomograficzną, dzięki czemu uzyskany materiał naukowy ma duże walory poznawcze.

Zdaniem autora pracy zamierzenia sformułowane w celu pracy zostały w pełni zrealizowane, co potwierdza analiza osiągniętych rezultatów i porównanie ich z dotychczasowym stanem wiedzy w obszarze objętym niniejszą pracą.

## 7.5 Propozycje dalszych prac

Uzyskane w ramach realizacji pracy wyniki badań na temat wpływu silnego podłużnego i poprzecznego pola magnetycznego na dynamikę i stabilność plazmy laserowej wytwarzanej przy gęstościach mocy około  $10^{14} \text{W/cm}^2$  w połączeniu z przeprowadzonymi wcześniej przez autora pracy badaniami dotyczącymi wpływu silnego pola magnetycznego na emisję promieniowania rentgenowskiego oraz jonów wieloładunkowych stanowią bogaty materiał naukowy umożliwiający zaplanowanie kierunków dalszych prac, które mogą przynieść wymierne korzyści zarówno poznawcze jak i aplikacyjne.

Mając na uwadze wyniki badań wstępnych pokazujących wpływ pola magnetycznego o indukcji około  $20T$  na:

- zintegrowaną w czasie emisję miękkiego promieniowania rentgenowskiego, oraz
- zintegrowane w czasie widma liniowe z zakresu rentgenowskiego takich pierwiastków jak: Fe, Al, Be, Mg,

z plazmy laserowej wytwarzanej przy gęstości mocy około  $10^{14} \text{W/cm}^2$  interesującym byłoby powtórzenie takich pomiarów z rozdzielczością czasową i przestrzenną i porównanie ich przestrzenno-czasowymi rozkładami koncentracji elektronowej uzyskanymi w ramach niniejszej pracy. Pozwoliłoby to na bardziej jednoznaczną ocenę przydatności w badaniach nad ośrodkami aktywnymi laserów rentgenowskich konfiguracji plazmy laserowej formowanych przy stosowaniu silnego zewnętrznego pola magnetycznego. Dotyczy to w szczególności poznania wpływu silnego pola magnetycznego na zwiększenie inwersji obsadzeń między poziomami  $4 - 2$  i  $3 - 2$  w jonach H-podobnych fluoru FeX (przejściom tym odpowiadają  $\lambda = 60 \text{\AA}$  oraz  $\lambda = 81 \text{\AA}$ ), w plazmie laserowej w przypadku dwóch konfiguracji:

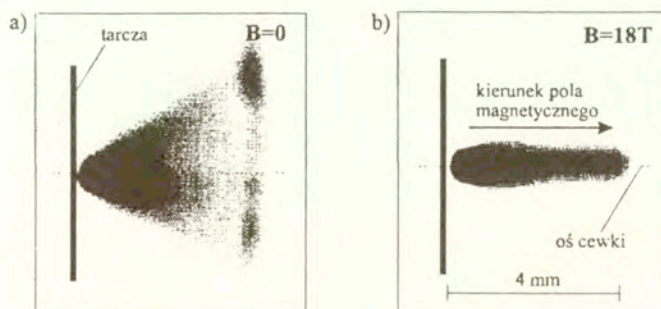
- cylindra-plazmowego wytwarzanego podczas ekspansji kątowej w podłużnym polu magnetycznym, oraz
- w kształcie kolumny plazmowej wytwarzanej za pomocą soczewki cylindrycznej w poprzecznym polu magnetycznym (eksperymenty dla takiej konfiguracji plazmy laserowej prowadzono w Laboratorium Princeton [96], lecz przy gęstości mocy promieniowania laserowego na poziomie około  $10^{12} \text{W/cm}^2$ ).

Kontynuowanie wymienionych wyżej eksperymentów wymaga zastosowania bardzo kosztownej nowoczesnej aparatury diagnostycznej do badania przestrzenno-czasowych

charakterystyk promieniowania rentgenowskiego z plazmy laserowej wyposażonej w takie podzespoły optoelektroniczne jak micro-channel-plate oraz kamery z matrycami CCD typu back-illumination. Ważnym etapem w przygotowaniu takich pomiarów było zbudowanie dzięki środkom Komitetu Badań Naukowym układu akwizycji obrazów do rejestracji widm ze spektrografu rentgenowskiego z siatką transmisyjną i jednokadrowej rentgenowskiej kamery otworkowej w ramach grantu nr. 8T11B007 09 ([168]), którego kierownikiem był autor niniejszej pracy.

Interesująca propozycja wykorzystania silnego pola magnetycznego dla celów realizacji mikrosyntezy laserowej przedstawiona jest w pracy [98]. Dotyczy ona idei, wysuniętej przez autora wspólnie z prof. V.B.Rozanovem i prof. S.Yu.Gus'kovem z Instytutu Fizyki im. Lebedeva w Moskwie, zastosowania zewnętrznego pola magnetycznego o indukcji  $> 100T$  do sterowania strumieniami plazmowymi w celu zwiększenia efektywności kompresji tarcz laserowych z tzw. grzaniem pośrednim, wykorzystywanych w największych eksperymentach (w Narodowym Laboratorium im. Lawrence'a w Livermore oraz w Instytucie Inżynierii Laserowej w Osace), których celem jest realizacja laserowej mikrosyntezy termojądrowej. Autorzy idei proponują wykorzystanie pola magnetycznego do:

- hamowania procesu wypełniania plazmą okienek wejściowych tarcz w czasie wprowadzania wiązek promieniowania laserowego do ich wnętrza, oraz
- sterowania rozkładem intensywności miękkiego promieniowania rentgenowskiego powstającego na ściankach wewnętrznych tarczy pod wpływem promieniowania wiązek laserowych w celu uzyskania optymalnego podgrzania paliwa termojądrowego.



Rys. 60. Wpływ podłużnego pola magnetycznego o indukcji 18T na emisję miękkiego promieniowania rentgenowskiego. Zdjęcia wykonane rentgenowską kamerą otworkową z filtrem Be o grubości  $10\mu m$  w przypadku: a) ekspansji swobodnej i b) w obecności pola magnetycznego.

Pełne zweryfikowanie tej idei jest obecnie niemożliwe ze względu na zbyt dużą wymaganą wartość indukcji pola magnetycznego (ponad  $100T$ ). Niemniej jednak uzyskane dotychczas przez autora pracy wyniki eksperymentalne dotyczące oddziaływania pola magnetycznego o indukcji około  $20T$  na emisję miękkiego promieniowania rentgenowskiego z plazmy laserowej (np. prace [101, 102]), wskazują na to, że sterowanie intensywnością miękkiego promieniowania rentgenowskiego i jej rozkładem w tarczach z grzaniem pośrednim wydaje się możliwe do zrealizowania. Uzasadnieniem tego mogą być zdjęcia emisji rentgenowskiej z plazmy laserowej (zintegrowane w czasie), przedstawione na rys. 60, pokazujące różnice między swobodną ekspansją, oraz ekspansją w obecności pola magnetycznego o indukcji  $18T$ .

# Bibliografia

- [1] J.J. Duderstadt, G.A. Moses, "Inertial Confinement Fusion", John Wiley and Sons, New York, 1982.
- [2] M.H. Key, "Laser-plasma interaction", ed. R.A. Cairns and J.J. Sanderson, Scottish Universities Summer School on Physics Publication, Edinburg, 1989.
- [3] J. Dowson, P. Kaw, B. Green, Optical absorption and expansion, *Phys. Fluids*, **12**, p. 875(1969).
- [4] K.A. Brueckner, S. Jorna, Laser-driven fusion, *Reviews of Modern Phys.*, **46**, p. 325(1974).
- [5] C.E. Max, Physics of the coronal plasma in laser fusion targets, *Laser-Plasma Interaction*, ed. R. Balian J.G. Adam, North-Holl, Amsterdam, 1982.
- [6] G.J. Pert, Thermal conduction effects in laser solid target interaction, *Plasma Phys.*, **16**, p. 1019(1974).
- [7] N.G. Basov, I.G. Lebo, V.B. Rozanov, "Fizika lasernogo termojadernogo sinteza", izdatelstvo -"Znanije", Moskva(1988).
- [8] N.G. Basov, O.N. Krochin, *ZETF*, **46**, p. 171(1964).
- [9] F.M. Dowson, *Phys. Fluids*, **7**, p. 181(1964).
- [10] N.G. Basov, P.G. Kriukow, S.D. Zacharow J.B. Senatski, *J.Quantum Electronics QE*, **4**, p. 855(1968).
- [11] S. Denus, Z. Jankiewicz, S. Kaliski, S. Kowalski et al., *Biuletyn WAT*, **22**, p. 3(1973).
- [12] G. Tonon, *L'Onde Electrique*, **5**, p. 590(1970).
- [13] R.R. Johnson, R.B. Hall, *J. Appl. Phys.* vol.42, (1971), p.1035.

- [14] N.G. Basov et al. *In Proceedings of the 21st ECLIM Conference*, Warsaw, p. 189(1991).
- [15] J.H. Nuckolls, *Physics Today*, **9**, p. 25(1982).
- [16] C. Yamanaka, *Proc. 10th IAEA Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research*, **3**, p. 3(1984).
- [17] "Laser Interaction with Matter", ed. by G. Velarde, E. Mignuez, J.M. Perlado, World Scientific, 1989.
- [18] "Advances in Inertial Confinement Fusion Research", ed. by Ch.Yamanaka, ILE Osaka Univ., 1984
- [19] Research Report, ILE Osaka Univ., 1986.
- [20] M.J. Bernstein, G.G. Comisar, *J.Appl.Phys.*, **41**, p. 729(1970).
- [21] S.W. Mead et al., *em Appl. Optics*, **11**, p. 345(1972).
- [22] D. Colombant, G.F. Tonon, *J. Appl. Phys.*, **44**, p. 3524(1973).
- [23] J.F. Holzrichter et al., *Appl. Phys. Lett.*, **22**, p. 687(1973).
- [24] P.J. Malozzi et al., *Appl. Phys. Lett.*, **45**, p. 1891(1974).
- [25] D.J. Nagel et al., *Phys. Rev. Lett.*, **33**, p. 743(1974).
- [26] V.A. Boiko et al., *Kvant Electron.*, p. 2178(1974).
- [27] M.H. Key et al., *Appl. Phys. Lett.*, **25**, p. 335(1974).
- [28] M.C. Marsh, P.C. Thompson, *J.Phys. D: Appl. Phys.*, **8**, p. 383(1975).
- [29] R.J. Dewhurst et al., *J. Phys. B: Atom. Molec. Phys.*, **8**, p. 2301(1975).
- [30] M. Galanti, N.J. Peacock, *J.Phys. B: Atom. Molec. Phys.*, **8**, p. 2427(1975).
- [31] J. Davis, K.G. Whitney, *J. Appl. Phys.*, **47**, p. 1426(1975).
- [32] K. Eidmann et al., *J. Appl. Phys.*, **47**, p. 2402(1976).
- [33] V. Aglitsky et al., *Opt. Comm.*, **20**, p. 86(1977).
- [34] H.Pepin et al., *J. Appl. Phys.*, **48**, p. 3312(1977).

- [35] D. Duston, J. Davis, *Phys. Rev. A*, **21**, p. 1664(1980).
- [36] V.A. Boiko et al., *X-ray Spectroscopy of Laser Plasma*, VINITI, Moskva, (1980).
- [37] G. Wallis, *Beitr. Plasmaphys. Bd*, **22**, p. 4(1980).
- [38] M.H. Key, *Plasma Phys. Control. Fusion*, **26**, No12A(1984).
- [39] D.J. Nagel, *Proc. SPIE*, **664**, "High Intensity Laser Processes", ed. A.J.Alcock, SPIE Press, Bellingham, 1986.
- [40] H.C. Gerritsen et al., *J. Appl. Phys.*, **59**, No. 7(1986).
- [41] F. O'Neill et al., *Appl. Optics*, p. 464(1986).
- [42] J.M. Bridges et al., *Appl. Optics*, **25**, p. 2208(1986).
- [43] R. Kodama et al., *J. Appl. Phys.*, **59**, p. 3050(1986).
- [44] R.W. Eason et al., *Proc. SPIE*, **664**, "High Intensity Laser Processes", ed. A.J. Alcock, SPIE Press, Bellingham, p. 161(1986).
- [45] A.V. Vinogradov, V.N. Shlyaptsev, *Kvant. Elektron.*, **14**, p. 5(1987).
- [46] R. Popil et al., *Phys. Rev. A*, **35**, p. 3874(1987).
- [47] M. Chaker et al., *J. Appl. Phys.*, **63**, p. 892(1987).
- [48] F. O'Neill et al., *Proc. SPIE*, **831**, "X-ray from Laser Plasmas", ed. M.C. Richardson, SPIE Press, Bellingham, 1987.
- [49] F. Bijkerk et al., *Proc. SPIE*, **920**, "Excimer Lasers and Applications", SPIE Press, Bellingham, 1988.
- [50] I. Toubhans et al., *Proc. SPIE*, **1140**, p. 112(1988).
- [51] F. O'Neill in "Laser-Plasma Interaction 4", ed.M.B.Hooper, Scottish Universities Summer School in Physics Publications, Edinburgh, p. 285(1989).
- [52] N.G. Basov , Yu.A. Zakharenkov, A.A. Rupasov, G.V. Skizkov, A.S.Shikanov, "Dense Plasma Diagnostiks", Moskva, Nauka, 1989.
- [53] J.C. Gauthier, "Laser-Plasma Interaction 4", ed. M.B. Hooper, Scottish Universities Summer School in Physics Publications, Edinburgh, p. 105(1989).



- [54] R.C. Elton, "X-ray Lasers", Academic Press, New York, 1990.
- [55] E.E. Fill, ed., "X-ray Lasers 1992", Institute of Physics Publ., Bristol, 1992.
- [56] T. Tomie et al., *Science*, **252**, p. 691(1991).
- [57] R.A. Cotton. "Microscopy and Analysis", p. 15, September 1992.
- [58] K. Shinohara, Proc. SPIE, **2045**, "Application of Laser-Produced Plasmas", ed. M.C. Richardson, SPIE, Bellingham, 1993.
- [59] A.D. Stead et al., Proc. SPIE, **2045**, "Application of Laser-Produced Plasmas", ed. M.C. Richardson, SPIE, Bellingham, 1993.
- [60] D.L. White et al. *Solid State Technol.*, **7**, p. 37(1991).
- [61] D.A. Tichenor et al. Proc. SPIE, **2045**, "Application of Laser-Produced Plasmas", ed. M.C. Richardson, SPIE, Bellingham, 1993.
- [62] G. Zeng et al., *J. Appl. Phys.*, **67**, p. 3597(1990).
- [63] G. Zeng et al. Proc. SPIE, **2045**, "Application of Laser-Produced Plasmas", ed. M.C. Richardson, SPIE, Bellingham, 1993.
- [64] N.M. Ceglio, Proc. SPIE, **2045**, "Application of Laser-Produced Plasmas", ed. M.C. Richardson, SPIE, Bellingham, 1993.
- [65] Ascoli-Bartoli et al. Proc. of the Int. Conf. on the Plasma Physics and Controlled Fusion, 1968, Novosibirsk, Russia.
- [66] J. Brunetau et al., *Phys. Fluids*, **13**, p. 1975(1970).
- [67] D. Shiermann et al., *Phys. Lett.*, **33A**, p. 514(1970).
- [68] P.P. Pashinin, A.M. Prohorov, *ZETF*, **60**, p. 1630(1971).
- [69] D.F. Edwards, M.M. Litvak, *Bull. Amer. Phys. Soc.*, **10**, p. 73(1965).
- [70] L.E. Vardziguova, S.D. Kaitmazov, A.M. Prohorov, *Pisma v ZETF*, **6**, p. 799(1967).
- [71] P.W. Chan, C. De Michelis, B. Kronast, *J. Appl. Phys.*, **13**, p. 202(1968).
- [72] D.R. Cohn, C.E. Chase, W. Halverson, B. Lax, *Appl. Phys. Lett.*, **20**, p. 225(1972).

- [73] N. Lotter, G. Raff, D. Cohn, W. Halverson, *J. Appl. Phys.*, **45**, p. 97(1974).
- [74] C.D. Kaitamozov, A.A. Medvedev, A.M. Prohorov, *Pisma v ZETF*, **14**, p. 314(1971).
- [75] D.E. Schirman, Interaction of a laser created plasma with a strong-magnetic induction, *Phys. Lett.*, **33A**, p. 514(1970).
- [76] G.A. Askarian, S.D. Kaitamazov, A.A. Medvedev, *ZETF*, **62**, p. 918(1972).
- [77] T.B. Volak, S.D. Kaitmanov, A.M. Prohorov, A.A. Medvedev, *ZETF*, **67**, p. 1349(1974).
- [78] T.B. Volak, S.D. Kaitmanov, A.M. Prohorov, E.I. Shklovski, *DAN ZSRR*, **1**, p. 218(1974).
- [79] T. Matoba, S. Ariga, *J.Phys. Soc. Japan*, **30**, p. 1477(1971).
- [80] S. Sudo, T. Sehiguchi, *J. Physics. D*, **11**, p. 389(1978).
- [81] S. Okada, K. Sato, T. Sekiguchi, *Jap. J. Appl. Phys.*, **20**, p. 157(1981).
- [82] Yu.P. Zakharov et al, *Sov. Journ. Plasma Phys.*, **12**, p. 674(1986).
- [83] B.H. Ripin, E.A. McLean, C.K. Manka, C. Pawley et al., *Phys. Rev. Lett.*, **59**, p. 2299(1987).
- [84] Yu. P. Zakharov, A.M. Orishin, A.T. Ponomarenko A.T, "Lazernaja plazma i laboratornoje modelirovanie nestacionarnych kosmicheskich processov", monograph of the Academy of Sciences of the USSR, Novosibirsk p. 220(1988).
- [85] J.D. Huba, A.B. Hassam, D. Winske, *Phys. Fluids*, **B2**, p. 1676(1990).
- [86] B.A. Briunetkin, U.Sh.Begimkulov, V.M.Dyakin et al., *Pisma ZTF*, **16**, p.50(1990).
- [87] B.H. Ripin, C.K. Manka, T.A. Reyser et al., *Laser and Particle Beams*, **8**, p. 183(1990).
- [88] G. Dimonte, L. G. Wiley, *Phys. Rev. Lett.*, **67**, p. 1755(1991).
- [89] B.A. Briunetkin, U.Sh. Begimkulov, V.M. Dyakin, G.A. Koldasev et al., *Kvant. Elektronika*, **19**, p. 246(1992).

- [90] T.A. Peyser, C.K. Manka, B.H. Ripin, G. Ganguli, *Phys. Fluids*, **B4**, p. 2448(1992).
- [91] B.A. Briunetkin, U.Sh. Begimkulov, V.M. Dyakin, G.A. Koldasev et al., *Kvant. Elektronika*, **20**, p. 175(1993).
- [92] M.H. Key, et al., *Opt. Comm.*, **98**, p. 95(1993).
- [93] H. Haseroth, H. Kugler, K. Langbein, A. Lombardi, W. Pirkl, R. Scrivens, T. Sherwood, A. Ster, A. Tambini, E. Tanke, S.A. Kondrashev, V. Roudskoy, B.Yu. Sharkov, A. Shumshurov, L. Laska, K. Rohlena, J. Wolowski, E. Woryna, K.N. Makarov, V.C.Roerich, Yu.A. Satov, A.E. Stepanov, "Laser ion source development for heavy ions" Proceedings of the XVIII International Linear Accelerator Conference, ed. by C. Hill, M. Vretenar, vol. 2(p. 570), 26-30 August 1996, Geneva, Switzerland.
- [94] F.P. Boody, L. Juha, B. Kralikova, J. Krasa, L. Laska, K. Masek, M. Pfeifer, K. Rohlena, J. Skala, P. Straka, V. Perina, E. Woryna, D. Giersch, R. Hopfl, J.C.Kelly and H. Hora, "Laser-driven ion sources for metal ion implantation for the reduction of dry friction", CP406, Laser Interaction and Related Plasma Phenomena, 13th International Conference, ed. by G.H. Miley and E.M. Cambell, p. 539, (1997 The American Institute of Physics 1-56396-696-4/97).
- [95] S. Suckewer, Ch. Skinner, D. Voorhees, H. Milchberg et al., *J. Quantum Electron.*, **19**, p. 1855(1983).
- [96] S. Suckewer, et al., *Phys. Rev. Lett.*, **55**, p. 1753(1985).
- [97] C.H. Skinner, et al., *Phys. Fluids B*, **3**, p. 8(1991).
- [98] S.Yu. Gus'kov, T. Pisarczyk, V.B. Rozanov, *Laser and Particle Beams*, **12**, p. 371(1994).
- [99] V.A. Boiko et al, *Kvantovaja Elektronika*, **10**, p. 1286(1983).
- [100] T. Pisarczyk, B.A. Bryunetkin, A.Ya. Faenov, A. Faryński et al., Investigation of plasma column created by a magnetic confinement of a laser produced plasma; *Inst. Phys. Conf. Ser.* No 125: Section 7, (Paper presented at Int. Coll oquium on X-ray Lasers, Schliersee, Germany, 1992).
- [101] T. Pisarczyk, A. Faryński, H. Fiedorowicz, P. Gogolewski et al., *Laser and Particle Beams*, **10**, p. 767(1992).

- [102] T. Pisarczyk, B.A. Bryunetkin, A.Ya. Faenov, A. Faryński et al., *Physica Scripta*, **50**, p. 72(1994).
- [103] V.M. Dyakin, T.A. Pikuz, I.Yu. Skobelev, J. Wołowski, L. Karpiński, A. Kasperczuk, T. Pisarczyk, *Quantum Electronics*, **24**, p. 1100(1994).
- [104] V.M. Dyakin, A.Ya. Faenov, A. Kasperczuk, A.I. Magunov, T.A. Pikuz, S.A. Pikuz, T. Pisarczyk et al., *Phys. Scripta*, **53**, p. 591(1996).
- [105] V.M. Dyakin, A.I. Magunov, T.A. Pikuz, I.Yu. Skobelev, A.Ya. Faenov, T. Pisarczyk et al., *Quantum Electronics*, **27**, p. 1017(1997).
- [106] Yu.P. Zakharov et al., *Sov. Journ. Plasma Phys.*, **12**, p. 674(1986).
- [107] N.G. Basov, W.A. Gribkov, O.N. Krohin, G.W. Sklizkov, *ZETF*, **54**, p. 1073(1968).
- [108] A.J. Alcock, S.A. Ramsdem, *Appl. Phys. Lett.*, **8**, p. 187(1966).
- [109] N.G. Basov, W.A. Bojko, W.A. Gribkov et al., *ZETF*, **61**, p. 154(1971).
- [110] D. Schirman, P. Grelot, M. Rabeau, G. Tonon, *Phys. Lett.*, **33A**, p. 514(1970).
- [111] H. Azechi, S. Oda, K. Tanaka et al., *Phys. Rev. Lett.*, **39**, p. 1144(1977).
- [112] J. Martineau, J.L. Bocher, M. Rabeau, Europ. Conf. - on Laser Interaction, Palaiseau (France), October 18-22, 1976.
- [113] S. Denus, A. Kasperczuk, M. Paduch et al., *J. Techn. Phys.*, **18**, p. 395(1977).
- [114] Yu. A. Zaharenkov, A.W. Robe et al., *Kvant. elektron.*, **4**, p. 815(1977).
- [115] M. Lubin, T. Sources, E. Goldman et al., Laser Interaction and Related Plasma Phenomena, Ed. H.J. Schwarz, H.Hora, *N.Y. Plenum Press*, **2**, p. 433(1972).
- [116] A. Kasperczuk et al., Proceedings of the "Plasma'93" Conference, Warsaw, 29-30 September, p. 211(1993).
- [117] T. Pisarczyk, Z. Patron, A.A. Rupasov, G.S. Sarkisov, A.S. Shikanov, *Instr. Exp. Tech-Engl. Tr.*, **33**, p. 194(1990).
- [118] T. Pisarczyk, A.A. Rupasov, G.S. Sarkisov, A.S. Shikanov, *Journal of Soviet Laser Research*, **11**, p. 1(1990).

- [119] T. Pisarczyk, R. Arendzikowski, P. Parys, Z. Patron, *Laser and Particle Beams*, **12**, p. 549(1994).
- [120] T. Pisarczyk - Projekt badawczy KBN nr.8808491/02 pt: Automatyzacja układu polarymatryczno-interferometrycznego do badania plazmy laserowej.
- [121] M. Sadowski, J. Appelt, W. Kisula, J. Nowikowski, Kadrowa i smugowa interferometria plazmy z wykorzystaniem impulsowych laserów rubinowych, Materiały VI Konferencji EKON, Poznań, 1974.
- [122] J. Appelt, K. Craus, M. Sadowski, S. Ugniewski, *Nukleonika*, **19**, p. 17(1974).
- [123] S. Denus, S. Kaliski, A. Kasperczuk, S. Kowalski, M. Paduch, M. Sadowski, Z. Wereszczyński, *Journ. of Techn. Phys.*, **18**, p. 381(1977).
- [124] S. Denus, S. Kaliski, A. Kasperczuk, S. Kowalski, M. Paduch, L. Pokora, M. Sadowski, Z. Wereszczyński, Proc. 8th European Conf. on Contr. Fusion and Plasma Physics, Prague, vol. 1, p. 67(1977).
- [125] S. Denus, A. Kasperczuk, S. Kowalski, M. Paduch, T. Pisarczyk, L. Pokora, M. Sadowski, Z. Wereszczyński, *Kwant. Elektron.*, **6**, p. 98(1979).
- [126] M. Borowiecki, M. Bielik, S. Czekał, S. Denus, L. Jakubowski, Z. Jankowicz, A. Kasperczuk, K. Kocięcka, J. Kuciński, M. Paduch, T. Pisarczyk, E. Rydygier, M. Sadowski, W. Skrzeczanowski, J. Żebrowski; Neutron, ion and x radiation from 360 kJ plasma-focus device; 10th Inter. Conf. Plasma Phys. on Contr. Nucl. Fus. Res., 12-19.09.1984, London.
- [127] R. Gorenflo, Report IPP/6/19, 1964 Institut Fur Plasma Physik, Garching, Garching, Germany.
- [128] M. Sadowski, S. Ugniewski, *Journ. of Techn. Phys.*, **17**, p. 365(1976).
- [129] A. Kasperczuk, M. Paduch, T. Pisarczyk, L. Pokora, Z. Wereszczyński, Numeryczne metody obróbki interferogramów plazmy przy użyciu całki Abela, *Opracowanie wewnętrzne IFPiLM*, Warszawa 1997.
- [130] A. Kasperczuk, M. Paduch, L. Pokora, Z. Wereszczyński, *J. Techn. Phys.*, **19**, p. 137(1978).
- [131] S. Czekał, A. Kasperczuk, R. Miklaszowski, M. Paduch, T. Pisarczyk, Z. Wereszczyński, *Plasma Physics and Controlled Fusion*, **31**, p.587(1989).

- [132] T. Pisarczyk, Ph. D. thesis, Military University of Technology (Warsaw, 1985).
- [133] N.G. Basow, J. Wołowski, E.G. Gamali, S. Denus, T. Pisarczyk et al., *JETP Lett.*, **45**, p. 4(1987)
- [134] V.A. Veretennikov, A.E. Gurei, T. Pisarczyk, S.N. Poluchin et al., *Phys. Plasma (russian)*, **16**, p. 7(1990)
- [135] E. Volkov, *Metody obliczeniowe*, Moskwa, "Nauka", 1982.
- [136] V.P. Dyakonov, *Spravochnik po algorytmam i programam na jazykie Basic dla personalnyh EVM*, Moskwa, "Nauka", 1987.
- [137] T. Pisarczyk, A. Kasperczuk, L. Karpiński, J. Makowski et al., "Application of interferometric and diamagnetic-probe contactless methods to investigation of laser-produced plasma in strong external magnetic field", *Advances in Laser Interaction With Matter And Inertial Fusion*, p.107, editors: G.Velarde, J.M.Martinez-Val, E.Minguez, J.M.Perlado (ECLIM-XXIV, 3-7 June, 1996 Madryt) by World Scientific Singapore, New Jersey, London, Hong Kong.
- [138] A. Kasperczuk, T. Pisarczyk, *Journal of Technical Physics*, **38**, p. 521(1997).
- [139] A. Kasperczuk, T. Pisarczyk, Yu. P. Zakharov, *Fiziceskije obrazovanije v VUZ*, **1**, p. 37(1998).
- [140] U.Sh. Begimkulov, B.A. Bryunetkin, V.M. Dyakin, G.A. Koldashov et al., *Sov. Techn. Phys. Lett.*, **17**, p. 666(1992).
- [141] E.P. Gorbunov et al. , *Zurnal Tehniceskoj Fiziki*, **38**, p. 812(1968).
- [142] K.G. Lapworth and L.A. Allnut, *Journal of Physics: Scientific Instruments*, **10**, p. 733(1977).
- [143] V.V. Pikalov and T.S. Melnikova, *Niskotemperaturnaja Plazma T.13 (Tomografija Plazmy)*, Novosibirsk "Nauka" Sibirskaja Izdatelskaja Firma RAN 1995.
- [144] Yu.P. Raizer, *Journ. Appl. and Techn. Phys.*, **6**, p. 19(1963).
- [145] J. Farny, Ph. D. thesis, Military University of Technology (Warsaw, 1985).

- [146] J. Wołowski, L. Karpiński, P. Parys, E. Woryna, Yu.P. Zakharov, "Generation and diagnostics of laser-produced plasma streams for space simulation experiments with strong magnetic field", *Advances in Laser Interaction With Matter And Inertial Fusion*, p.208, editors: G.Velarde, J.M.Martinez-Val, E.Minguez, J.M.Perlado (ECLIM-XXIV, 3-7 June, 1996 Madryt) by World Scientific Singapore, New Jersey, London, Hong Kong.
- [147] D. E. Comer "Internetworking with TCP/IP Vol I: Principles, Protocols, and Architecture", Prentice Hall, Inc. 1995.
- [148] D. E. Comer "Internetworking with TCP/IP Vol III: Client - Server Programming and Applications, BSD socket version", Prentice Hall, Inc. 1992.
- [149] W. R. Stevens "Programowanie zastosowań sieciowych w systemie UNIX:" WNT 1995, 1996 Client - Server Programming and Applications, BSD socket version", Prentice Hall, Inc. 1992.
- [150] "JDK<sup>TM</sup> 1.1.4 Documentation" by JavaSoft, 1997 (<http://www.javasoft.com>).
- [151] J. Bielecki "Java od podstaw", Intersoftland 1997.
- [152] J. Bielecki "Java po C++", Intersoftland 1996.
- [153] A. van Hoff, S. Shaio, O. Starbuck "Java" Helion 1996.
- [154] W. Mróz, A. Nowak-Goroszczenko, J. Wołowski, E. Woryna, *Laser and Particle Beams*, **10**, p. 689(1992).
- [155] A. Dubik, A. Sarzyński, *Optica Applicata*, **17**, p. 211(1987).
- [156] A. Kasperczyk, T. Pisarczyk, *Phys. Scripta*, **53**, p. 503(1996).
- [157] A. Kasperczyk, R. Miklaszewski, T. Pisarczyk, *Physica Scripta*, **54**, p. 636(1996).
- [158] R. Miklaszewski: "Proceedings of the Japan-Central Europe Joint Workshop on Advanced Computing in Engineering" (Edited by M. Akiyama and M.Kleiber) September 26-29, 1994, Warsaw, Poland, pp.341-344.
- [159] S.I. Braginski, in.: "Voprosy Teorii Plasmy", Edited by M.A. Leontovich) (Gosatomisdat, Moskva 1963), **1**.
- [160] S.T. Zalesak, *J.Comp.Phys.*, **31**, p. 335(1978).

- [161] J. Douglas, J. Gunn, *Numer.Math.*, **6**, p. 41(1964).
- [162] R.D. Richtmyer, K.W. Morton, "Difference methods for initial-value problems", Interscience Publishers, 1967.
- [163] Y.V. Afansiev, E.G. Gamaly, V.B. Rozanov, "Osnovnyje uravnenija dinamiki lazernoj plazmy", *Trudy Fiziczeskogo Instituta im. Lebedieva* Vol.134, Nauka, Moskwa, 1982.
- [164] H.M. Milchberg et al., *J. Opt. Soc. Am.*, **12**, p. 731(1995).
- [165] N.A. Krall, A.W. Trivelpiece, *Fizyka plazmy*, PWN, Warszawa 1979.
- [166] B.H. Ripin, E.A. McLean, C.K. Manka, C. Pawley et al, *Phys. Rev. Lett.*, **59**, p. 2299(1987).
- [167] T.A. Peyser, C.K. Manka, B.H. Ripin, G. Ganguli, *Phys. Fluids*, **B4**, p. 2448(1992).
- [168] T. Pisarczyk - Projekt badawczy KBN nr.8T11B007/09 pt.: "Układ akwizycji obrazu do diagnostyki impulsowych źródeł promieniowania rentgenowskiego".
- [169] T. Pisarczyk, A. Faryński, H. Fiedorowicz, P. Gogolewski et al., Formation of an elongated plasma column by a magnetic confinement of a laser produced plasma; 22st European Conference on Laser Interaction with Matter, pp.301-304, Warsaw, October 21-25, 1991.
- [170] H. Fiedorowicz, P. Parys, T. Pisarczyk, I.Yu. Skobelev et al., Effect of an external strong magnetic field on the X-ray emission characteristic of a laser produced plasma; Inst. Phys. Conf. Ser. No 125: Section 9, (Paper presented at Int. Colloquium on X-ray Lasers, Schliersee, Germany, 1992).
- [171] R. Miklaszewski, A. Faryński, H. Fiedorowicz, T. Pisarczyk et al., Confinement of laser-produced plasma by a strong external magnetic field. Paper presented at International Conference on Plasma Physics 29 June - 3 July, Innsbruck, Austria, 1992.
- [172] T. Pisarczyk, A. Faryński, H. Fiedorowicz, R. Miklaszewski et al., Examination of strong magnetic field influence on the laser, plasma streams shaping; Paper presented at Int. Conf: "Prospect for Heavy Ion Inertial Fusion", Aghia Pelaghia, Crete, Greece, 26 September - 1 October, 1992.



- [173] S.Yu. Gus'kov, T. Pisarczyk, V. Rozanov, *Journal of Soviet Laser Research*, **14**, p. 219(1993).
- [174] S.Yu. Gus'kov, T. Pisarczyk, V. Rozanov, "Magnetic control of the plasma flows in laser targets" 23rd European Conference on Laser Interaction with Matter, poster-P18/3, Paris, may 10-14, 1993.
- [175] V.M. Dyakin, A.Ya. Faenov, A.Kasperczuk, S.Yu.Khakhalin, L.Karpiński, J.Makowski, M. Paduch, P.Parys, T. Pisarczyk et al., "Investigation of laser-produced plasma in external magnetic field" Inst. Phys. Conf. Ser. No 140: Section 9 Paper presented at Laser Interact. with Matter Conf., Oxford, 19-23 September 1994.
- [176] V.M. Dyakin, A.Ya. Faenov, L. Karpiński, S.Ya. Khakhalin, P. Parys, T.A. Pikuz, T. Pisarczyk et al., X-ray spectroscopic investigation of recombination in laser-produced aluminium plasma expanding in external magnetic field; Inst. Phys. Conf. Ser. No 140: Section 9 Paper presented at Laser Interact. with Matter Conf., Oxford, 19-23 September 1994.
- [177] V.M. Dyakin, A.I. Magunov, T.A. Pikuz, I.Yu. Skobelev, A.Ya. Faenov, J. Wołowski, P. Parys, T. Pisarczyk, E. Woryna, *Kvantovaya Elektronika*, **22**, p. 717(1995).
- [178] J.Wołowski, A.Kasperczuk, T.Pisarczyk; "External Magnetic Field Influence on Properties of High-Power Laser-Produced Plasma", Phenomena in Ionized Gases, XXII ICPIG, Hoboken, NJ July-August 1995.
- [179] T.Pisarczyk, A. Chojnacka, L. Karpiński, A.Kasperczuk et al., Investigation of laser-produced plasma dynamics in strong magnetic field with use of optical diagnostics; 2nd National Symposium PLASMA '95 "Research and applications of plasmas", vol. 1(p. 73), Warsaw, June 26-28, 1995.
- [180] V.M. Dyakin, A.Ya. Faenov, A.I. Magunov, T.A. Pikuz, I.Yu. Skobelev, J. Makowski, P. Parys, T. Pisarczyk et al., Studies of expanding laser-produced plasma by means of X-ray spectroscopy and ion diagnostic methods; 2nd National Symposium PLASMA '95 "Research and applications of plasmas", vol. 1(p. 105), Warsaw, June 26-28, 1995.

- [181] T.Pisarczyk, A.Kasperczuk, J.Wołoski; Investigation of laser-produced plasma interaction with strong magnetic field; 2nd National Symposium PLASMA '95 "Research and applications of plasmas", vol. 2(p. 119), Warsaw, June 26-28, 1995.
- [182] V.M. Dyakin, A.Ya. Faenov, L. Karpiński A. Kasperczuk, A.I. Magunov, T.A. Pikuz, S.A. Pikuz, T. Pisarczyk, I.Yu. Skobelev, J. Wołoski, "Using X-ray spectroheliograph technique for investigations of laser-produced plasma recombination under interaction with strong magnetic field", Konferencja w Sandiego, p. 127(1995).
- [183] A. Kasperczuk, R. Miklaszewski, T. Pisarczyk; "Influence if the target illumination characteristics on the laser plasma expansion into a strong axial magnetic field", Advances in Laser Interaction With Matter And Inertial Fusion, p. 46, editors: G.Velarde, J.M.Martinez-Val, E.Minguez, J.M.Perlado (ECLIM-XXIV, 3-7 June, 1996 Madryt) by World Scientific Singapore, New Jersey, London, Hong Kong.
- [184] A.Kasperczuk, T. Pisarczyk, E.Zielińska; *Journal of Technical Physics.*, **37**, p. 217(1996).
- [185] A. Kasperczuk, T. Pisarczyk, E. Zielińska, *Journal of the Moscow Physical Society*, **5**, p. 237(1996).
- [186] T.Pisarczyk, A.Kasperczuk, J.Wołoski, Yu.P.Zakharov, Expansion of laser-produced plasma across strong magnetic fields; International Symposium Plasma'97, "Research and applicatins of plazmas" vol.1(p. 171), Jarnoltowek, June 10-12, 1997.
- [187] A.Kasperczuk, R.Miklaszewski, T.Pisarczyk, Influence of a strong transverse magnetic field on the dynamic and stability of laser-produced plasma; International Symposium Plasma'97, "Research and applicatins of plazmas", vol. 1(p.175), Jarnoltowek, June 10-12, 1997.
- [188] T.Pisarczyk, Studies of laser-produced plasma in magnetic field; International Symposium Plasma'97, "Research and applicatins of plazmas", vol. 2(p. 124), Jarnoltowek, June 10-12, 1997.
- [189] V.M. Dyakin, A. Ya. Faenov, A.I. Magunov, T. Pisarczyk, A. Kasperczuk, J. Wołoski, E. Zielińska, *Quantum Electronics*, **24**, p. 1017(1997).

