

POLARYZACJA ${}^3\text{He}$
W WARUNKACH ROZERWANIA
SPRZĘŻENIA STRUKTURY
NADSUBTELNEJ



ANNA NIKIEL

Praca doktorska wykonana

*w INSTYTUCIE FIZYKI im. M. Smoluchowskiego
WYDZIAŁU FIZYKI, ASTRONOMII I INFORMATYKI STOSOWANEJ
UNIwersytetu Jagiellońskiego w Krakowie*

pod kierunkiem
PROF. DRA HAB. TOMASZA DOHNALIKA

KRAKÓW 2010

Dla moich ukochanych chłopaków: Krzysia i Lecha,
dzięki którym wszystko staje się prostsze.

Podziękowania

Dziękuję mojemu promotorowi PROF. DR HAB. TOMASZOWI DOHNALIKOWI za ojcowską troskę i opiekę, a jednocześnie za zapewnienie mi swobody i poczucia niezależności podczas pracy nad niniejszym projektem doktorskim.

Ponieważ praca eksperymentalna jest pracą zespołową, dziękuję wszystkim współpracownikom:

TADKOWI, za niezwykłą umiejętność uruchamiania sprzętów elektronicznych i pomysł podwyższenia temperatury diody laserowej w eksperymencie 4,7 T;

ZBYSZKOWI, który jest najlepszym nauczycielem, jakiego kiedykolwiek miałam;

MATEUSZOWI i KASI, za przekazanie tajników polaryzacji ^3He oraz pielęgnacji niemowląt,

dwóm wspaniałym chłopakom - BARTKOWI i GUILHEMOWI, z którymi praca w laboratorium to wielka przyjemność;

GENEVIEVE i PIERRE-JEANOWI, za możliwość nauki od najlepszych; wszystkim kobietom-fizykom, z którymi pracowałam - ANI, ALICE, MARII, a szczególnie moim bratnim duszom KASI i MARION za wsparcie, zrozumienie i wszelką pomoc w realiach świata... męskiej fizyki; oraz WSZYSTKIM, których nie wymieniłam, a którzy przyczynili się do powstania tej pracy.

W sposób szczególny dziękuję:

LECHOWI, za nieskończoną wiarę, jaką we mnie ma;

KRZYSIOWI, za wielką wyrozumiałość i cierpliwość dla mamy;

MOJEJ MAMIE, najsilniejszej kobiecie na świecie, za wszelkie życiowe inspiracje;

oraz wszystkim MOIM BLISKIM za wsparcie i pomoc.

Spis treści

Spis rysunków	v
Spis tabel	vii
1 Wprowadzenie	7
2 Podstawy teoretyczne	11
2.1 Pompowanie optyczne - metody polaryzacji gazów szlachetnych (^3He , ^{129}Xe)	11
2.2 MEOP w standardowych warunkach	13
2.3 Ograniczenia standardowego procesu MEOP - efekty związane z ciśnieniem	17
2.4 Efekty związane z polem magnetycznym. Rozprężenie struktury nadsubtelnej	19
2.5 MEOP w warunkach niestandardowych	28
3 Część doświadczalna	33
3.1 Metoda badawcza	34
3.1.1 Podstawy pomiaru polaryzacji jądrowej	36
3.2 Układ eksperymentalny	39
3.2.1 Źródło pola magnetycznego	39
3.2.2 Układ do pompowania optycznego ^3He	42
3.2.2.1 Wiązka gaussowska stosowana do pompowania ^3He	49
3.2.2.2 Wiązka pierścieniowa stosowana do pompowania ^3He	49

3.2.3	Polarymetr optyczny	52
3.3	Metoda przetwarzania i analizy danych	55
3.3.1	Procedura przeprowadzenia eksperymentu MEOP w warunkach niestandardowych	56
3.3.2	Wpływ ciśnienia ^3He na analizę danych	59
3.3.3	Procedura ustalenia profilu Voigta dla danego ciśnienia na podstawie danych eksperymentalnych	63
3.3.4	Wyznaczanie kluczowych parametrów MEOP: M_{stat} , t_b , T_1	66
3.3.5	Wyznaczanie gęstości atomów w stanie metastabilnym	75
4	Wyniki doświadczalne i interpretacja	83
4.1	Efekt rozerwania sprzężenia struktury nadsubtelnej wraz ze wzrostem indukcji pola magnetycznego	84
4.2	Charakterystyka plazmy w wzbudzonym ^3He w wyższych ciśnieniach	90
4.3	Wpływ intensywności plazmy na wydajność MEOP	96
4.4	Zależność wydajności MEOP od kształtu wiązki pompującej	101
4.5	Zależność wydajności MEOP od mocy wiązki pompującej	102
4.6	Zależność wydajności MEOP od przejść optycznych stosowanych w OP	107
4.7	Podsumowanie	107
5	Podsumowanie	111
	Bibliografia	115

Spis rysunków

2.1	Idea procesu MEOP w ^3He	15
2.2	Podpoziomy energetyczne A_i i B_j wzbudzonego stanu 2^3S_1 i 2^3P w ^3He z odpowiednimi przejściami optycznymi i widmem ^3He w niskim polu magnetycznym.	16
2.3	Polaryzacja otrzymana w procesie pompowania optycznego z wymianą metastabilności w polu magnetycznym $\sim mT$ dla komórek cylindrycznych $5\text{ cm} \times 5\text{ cm}$	18
2.4	Energie poziomów E_S oraz E_P , odpowiadające stanom 2^3S 2^3P 3He w funkcji przyłożonego pola magnetycznego.	21
2.5	Energie E_S stanu 2^3S_1 w zakresie od 0 do 1 T.	22
2.6	Parametr mieszania stanów $\sin\theta_+$ oraz $\sin\theta_-$ w funkcji pola magnetycznego.	23
2.7	Stany energetyczne i odpowiadające im magnetyczne liczby kwantowe m_F dla podpoziomów ^3He w polach 0 i 0,45 T.	24
2.8	Stany energetyczne i odpowiadające im magnetyczne liczby kwantowe m_F dla podpoziomów ^3He w polach 0,9 i 1,5 T.	24
2.9	Energie E_S stanu 2^3S_1 w zakresie od 0 do 1 T.	25
2.10	Widma absorpcyjne ^3He pod niskim ciśnieniem $\sim mbar$ dla pięciu pól magnetycznych o indukcji $\mathbf{B}$ z zakresu 0,45 - 4,7 T.	27
2.11	Schemat prostego modelu pompowania optycznego (model Dehmelta) w warunkach rozprężenia struktury nadsubtelnej.	30
3.1	Uproszczona idea eksperymentu optycznej polaryzacji metodą MEOP ^3He w warunkach niestandardowych.	35

3.2	Fragment wygenerowanego widma absorpcyjnego dla światła σ^+ i σ^- w polu 2 T wraz z zaznaczonymi przejściami używanymi do pompowania i próbkowania.	37
3.3	Schemat części optycznej układu doświadczalnego.	40
3.4	Magnes nadprzewodzący 2 T <i>Magnex Scientific E5010</i>	41
3.5	Zamknięte komórki wypełnione ^3He : a) komórka w kształcie kości, b) komórka cylindryczna 5x5 cm.	43
3.6	Schemat płyty optycznej umieszczonej w polu magnetycznym 2 T z zaznaczonym miejscem wymiany elementów optycznych dla kolejnych wiązek.	45
3.7	Wzmacniacz ze światłowodem domieszkowanym jonami iterbu YDFA sprzężony z diodą laserową.	46
3.8	Schematyczne ustawienie układu do produkcji wiązki pompującej a) wytworzenie wiązki gaussowskiej przy użyciu kolimatora; b)) wytworzenie r wiązki gaussowskiej przy użyciu teleskopu Keplera; c) wytworzenie pierścieniowej wiązki przy użyciu pary aksikonów. .	48
3.9	Profil absorpcyjny wąskiej i szerokiej wiązki gaussowskiej. Biały obszar odpowiada części wiązki za przesłoną wchodzącą do komórki z ^3He	50
3.10	Układ dwóch takich samych aksikonów zastosowany do pompowania ^3He ; wchodząca wiązka o profilu gaussowskim,kąt łamiący stożka: 170° , średnica: 50,8, odległość między aksikonami:205 mm. .	51
3.11	Tor wiązki pompującej w układzie do polaryzacji ^3He ; poszczególne części układu: światłowód, kolimator, teleskop, układ aksikonów, komórka z ^3He	52
3.12	Profil absorpcyjny wiązek wygenerowanych przez laser Keopsys 10 W.	53
3.13	Protokół przeprowadzenia eksperymentu. Procedura włączania i wyłączania a) wyładowań oraz b) lasera pompującego; c) przebieg sygnału próbkującego; d) zmiana sygnałów absorpcyjnych dla pików odpowiadających $m_F = -3/2$ i $m_F = -1/2$, e) zmiana polaryzacji w czasie.	58

- 3.14 Dublet próbkujący σ^+ w polu 4,7 T ($T=313$ K); **a)** ciśnienie 0,01 mbar, $\omega_L = 0,001$ GHz, **b)** 32 mbar, $\omega_L = 0,04$ GHz; **c)** 128 mbar, $\omega_L = 1,2$ GHz; **d)** 267 mbar $\omega_L = 3,3$ GHz. Pokazano: profil Voigta, profil gaussowski i linię bazową 60
- 3.15 Dublet próbkujący σ^+ dla stałej $\omega_L = 0,4$ GHz czterech różnych temperatur z zakresu 0-80 °C: $t=0$ °C, $t=25$ °C, $t=40$ °C, $t=80$ °C. 61
- 3.16 Dublet próbkujący σ^+ dla różnych ω_L w polu magnetycznym 2 T. Dla czterech wartości ω_L : **a)** $\omega_L = 0,01$ GHz, **b)** $\omega_L = 0,4$ GHz, **c)** $\omega_L = 1,2$ GHz **d)** $\omega_L = 3,3$ GHz. Pokazano: profil Voigta, profil gaussowski (linia przerywana i linia bazowa 62
- 3.17 Dopasowanie optymalnej wartości ω_L dla ciśnienia 32 mbar w polu 4,7 T. Dane z eksperymentu i fity dla $\omega_L = 0,1$, $\omega_L = 0,7$, $\omega_L = 0,4$. 64
- 3.18 Przykład wykresu residuów $y_{\text{eksp}} - y_{\text{teor}}$ dla ciśnienia 32 mbar w polu 4,7 T i temperatury $t=40$ °C. 65
- 3.19 Wariancja w funkcji ω_L dla różnych temperatur: $t=35$ °C, $t=40$ °C, $t=45$ °C, ciśnienia 32 mbar w polu 4,7 T. 66
- 3.20 *Multiscan* zarejestrowany przy pomocy lasera próbkującego dla ciśnienia 32 mbar w polu magnetycznym 2 T w obecności słabych wyładowań. Pompowanie z użyciem linii $f2^m$. Strzałki ilustrują dwa obszary: narastania polaryzacji ($t = 0 - 29$ min) oraz zanik polaryzacji $t = 29 - 91$ min. Stałe czasowe charakteryzujące odpowiednio narastanie i zanik polaryzacji $t_b = 8$ min oraz $T_1 = 29$ min. 68
- 3.21 Fragment *multiskanu* zarejestrowany dla ciśnienia 96 mbar w polu 4,7 T **a)** sygnał absorpcyjny próbki wraz z zaznaczoną zmienną linią bazową **b)** sygnał absorpcyjny próbki już po odjęciu linii bazowej. 69
- 3.22 Fragment *multiskanu* z rysunku 3.20 dla czasu z zakresu $t=2-2,30$ min. S^{i-1} i S^{i+1} przedstawiający amplitudy sygnałów absorpcyjnych odpowiadające odpowiednio punktom czasowym t^{i-1} i t^{i+1} . Interpolacja liniowa pozwala obliczyć sygnały w chwili czasowej t . 70

3.23	Narastanie i zanik polaryzacji M charakteryzowane odpowiednio przez stałe czasowe $t_b = 8$ min oraz $T_1 = 29$ min. Pompowanie z użyciem lasera Keopsys 10 W w polu magnetycznym 2 T w obecności słabych wyładowań z użyciem linii pompującej $f2^m$	71
3.24	Porównanie dopasowanej wartości M (linia czarna) i dokładnej wartości $M_{wejsc.}$ na podstawie której wyznaczono amplitudy intensywności pików w programie <i>Voigt</i> do generowania sztucznego widma w zależności od temperatury i ω_L . Dane wygenerowano dla $t=40$ °C, $\omega_L = 1,2$ GHz i $\omega_L = 3,3$ GHz.	73
3.25	Narastanie i zanik polaryzacji M charakteryzowane odpowiednio przez stałe czasowe t_b oraz T_1 przed i po wprowadzeniu zależnej od pola i ciśnienia korekty. Pompowanie z użyciem 10 watowego lasera Keopsys w polu magnetycznym 4,7 T w obecności słabych wyładowań z użyciem linii pompującej $f2^m$	74
3.26	Zależność polaryzacji od czasu wraz z dopasowaniem do końcowego fragmentu polaryzacji stacjonarnej. Po prawej stronie przedstawiono również residual dla tego dopasowania.	74
3.27	a) Zależność $M_{stat} - M$ od czasu ($t=0-25$ min) w skali logarytmicznej - budowanie polaryzacji); b) M w funkcji czasu ($t=25-100$ min) w skali logarytmicznej - zanik polaryzacji. Linia ciągła - dopasowana funkcja liniowa, punkty eksperymentalne.	75
3.28	Zależność transmisji lasera jednomodowego od zmierzonej transmisji lasera dla linii $f2^m$ dla zakresu ω_L od 100 MHz do 4 GHz.	81
4.1	Stacjonarna polaryzacja $M_{stat}\%$ w funkcji ciśnienia. Dane uzyskane w polu magnetycznym $\sim mT$, $B=1,5$ T, 2 T, 4,7 T. Wyniki przedstawione na wykresie uzyskane zostały dla różnych geometrii wiązek pompujących (dokładny opis w 4.6).	84
4.2	Otrzymana w kilku niezależnych pomiarach stacjonarna $M_{stat}\%$ w funkcji indukcji pola magnetycznego B , dla ciśnienia 32 mbar oraz 67 mbar, dla ustalonej wartości mocy lasera pompującego (0,5 W) i słabych wyładowań.	87

4.3	Polaryzacja stacjonarna $M_{stat}\%$ w funkcji indukcji pola magnetycznego B, dla ciśnienia 32 mbar oraz 67 mbar, dla ustalonej wartości mocy lasera pompującego (0,5 W) i słabych wyładowań.	88
4.4	$M_{tot} sccfp$ w funkcji indukcji pola magnetycznego B, dla ciśnienia 32 mbar (kółka) oraz 67 mbar (gwiazdki), dla ustalonej wartości mocy lasera pompującego (0,5 W) i słabych wyładowań.	89
4.5	a) $M_{tot} sccfp/min$ w funkcji indukcji pola magnetycznego dla ciśnienia 32 mbar oraz 67 mbar, przy ustalonej wartości mocy lasera pompującego (0,5 W) i słabych wyładowaniach; b) R mbar/min w funkcji indukcji pola magnetycznego, dla ciśnienia 32 mbar (kółka) oraz 67 mbar (gwiazdki), dla ustalonej wartości mocy lasera pompującego (0,5 W) i słabych wyładowań.	89
4.7	Radialna zależność rozkładu absorpcji światła laserowego dla różnych wartości ciśnienia ^3He	92
4.11	Zależność stacjonarnej polaryzacji jądrowej $M_{stat}\%$ od czasu relaksacji T_1 indukowanego wyładowaniami dla ciśnienia 67 mbar. Moc lasera pompującego 0,5 W, FWHM = 2,7 mm. Otwarte trójkąty odpowiadają rezultatom uzyskanym w polu 1,5 T.	99
4.12	Zależność czasu pompowania t_b od czasu relaksacji indukowanego wyładowaniami T_1 dla ciśnienia 67mbar. Moc lasera pompującego - 0,5 W, FWHM = 2,7 mm.	100
4.13	Zależność polaryzacji stacjonarnej $M_{stat}\%$ w funkcji ciśnienia dla różnych wiązek pompujących.	103
4.14	Zależność całkowitej polaryzacji $M_{tot} sccfp$ w funkcji ciśnienia dla różnych wiązek pompujących.	104
4.18	Zależność polaryzacji i szybkości produkcji R w funkcji ciśnienia, w polu 1,5 T dla zamkniętych i otwartych komórek.	110

Spis tabel

3.1	Natężenie prądu odpowiadające danej indukcji pola magnetycznego	42
3.2	Specyfikacja układu optycznego użytego do formowania wiązki pompującej.	47
3.3	Wariancja w funkcji ω_L dla trzech wartości temperatur: $t=35\text{ }^{\circ}\text{C}$, $t=40\text{ }^{\circ}\text{C}$, $t=45\text{ }^{\circ}\text{C}$	65
4.1	Wybrane rezultaty procesu MEOP jako funkcje pola magnetycznego i ciśnienia. Wyniki zostały uzyskane dla podobnych warunków OP. Moc lasera 0,5 W, słaba intensywność plazmy helowej, linia pompująca: $f2^m$	86
4.2	Typowe przedziały parametrów: T_1 i n_m , charakteryzujących plazmę, stosowanych w eksperymentach w polach: 0,45 - 4,7 T. . . .	95
4.3	Polaryzacja M_{stat} oraz Polaryzacja M_{tot} dla różnych wartości ciśnień i różnych kształtów wiązek pompujących.	101
4.4	Rezultaty uzyskane dla ciśnienia 67 mbar dla takiej samej intensywności plazmy; w polach 1,5 T i 2 T; dla różnych przejść optycznych.	107

Nazewnictwo stosowane w pracy

A_i	oznaczenie podpoziomów stanu 2^3S
a_i	relatywna populacja podpoziomów stanu A_i
B	absolutna wartość indukcji magnetycznej
B_j	określenie podpoziomów 2^3P
b_j	relatywna populacja podpoziomów B_j
$C_1 - C_9$	zdefiniowane przejścia optyczne w ^3He
F	całkowity moment pędu struktury nadsubtelnej
$\text{He}(1S_0)$	atomy ^3He w stanie podstawowym
He^+	jony ^3He
He^*	atomy ^3He w stanie metastabilnym
He_2^*	molekuły ^3He w stanie metastabilnym
I	jądrowy moment pędu
l	orbitalny moment pędu
L	długość komórki
p	ciśnienie ^3He
M	polaryzacja jądrowa stanu podstawowego $1S_0$ $M = (n_\uparrow - n_\downarrow)/(n_\uparrow + n_\downarrow)$
M^*	polaryzacja stanu metastabilnego 2^3S
M_{stat}	polaryzacja stacjonarna czyli maksymalna stacjonarna polaryzacja osiągnana dla ^3He pod danym ciśnieniem
M_{tot}	całkowita polaryzacja $M_{tot} = M_{stat} \cdot \frac{p[\text{mbar}]}{1013} \cdot V[\text{cm}^3]$
n_m	całkowita gęstość atomów w stanie metastabilnym 2^3S_1
R	szybkość produkcji spolaryzowanych atomów $R = M_{stat} \cdot p/t_b$
T_{ij}	element macierzowy przejścia pomiędzy stanami A_i i B_j
$1/\beta$	temperatura spinowa
σ^+	prawoskrętna kołowa polaryzacja światła
σ^-	lewoskrętna kołowa polaryzacja światła

Skróty

FWHM	szerokość połówkowa w połowie wysokości (ang. <i>Full Width at Half Maximum</i>)
------	--

HP gas	gaz spolaryzowany (ang. <i>HP Hyperpolarised gas</i>)
NMR	Magnetyczny Rezonans Jądrowy (ang. <i>Nuclear Magnetic Resonance</i>)
MEOP	pompowanie optyczne z wymianą metastabilności (ang. <i>Metastability Exchange Optical Pumping</i>)
ME	wymiana metastabilności (ang. <i>Metastability Exchange</i>)
MR	rezonans magnetyczny (ang. <i>Magnetic Resonance</i>)
MRI	obrazowanie magnetyczno-rezonansowe rezonansu jądrowego (ang. <i>Magnetic Resonance Imaging</i>)
HP gas MRI	obrazowanie MRI z udziałem spolaryzowanych gazów
OP	pompowanie optyczne (ang. <i>Optical Pumping</i>)
SEOP	pompowanie optyczne z wymianą spinu (ang. <i>Spin Exchange Optical Pumping</i>)

Stałe

$c = 2.99792458 \times 10^8$ m/s	prędkość światła w próżni [1]
$f = 0.5391$	siła oscylatora przejścia $2^3S - 2^3P$ w 3He
$h = 6.62606896(33) \times 10^{-34}$ J s	stała Plancka [1]
$\hbar = 1.054571628(53) \times 10^{-34}$ J s	stała Plancka $h/2\pi$ [1]
$k_B = 1.3806504(24) \times 10^{-23}$ J/K	stała Boltzmannna [1]
$M_{at} = M_3 = 3.024315$ u	masa atomowa 3He ($M_4 = 4.032980$ u dla 4He) [1]
$m_e = 9.10938215(45) \times 10^{-31}$ kg	masa elektronu [1]
$u = 1.660538782 \times 10^{-27}$ kg	jednostka masy atomowej [1]
$\alpha = 7.2973525376(50) \times 10^{-3}$	stała struktury nadsubtelnej [1]
$\Delta = 1.187473$ GHz	szerokość dopplerowska 3He w temperaturze pokojowej ($T = 300$ K); $FWHM = 2\Delta \sqrt{\ln 2} = 1.977272$ GHz

Długości fal przejść w ^3He (linie C) i ^4He (linie D)

linia	Ref [1]	Ref [2]
D ₀	10829.0911	10829.081
D ₁	10830.2501	10830.250
D ₂	10830.3398	10830.341
C ₉	10830.3081	
C ₈	10830.5716	

Inspiracje

Mało kto zdaje sobie sprawę, że choroby płuc są obecnie bardziej powszechną przyczyną śmierci w Polsce i na świecie, niż choroby kardiologiczne. W sposób niespotykany dotąd wzrosła więc potrzeba nieinwazyjnej diagnostyki płuc. Do tej pory do badania anatomicznych szczegółów powszechnie stosowano i stosuje się nadal tomografię komputerową (*CT*) wysokiej rozdzielczości i radioizotopową scyntygrafię, dla badań wentylacji i perfuzji. Obie te metody związane są ze szkodliwym promieniowaniem jonizującym. Od 10 lat nasza grupa „Polaryzacji gazów szlachetnych” pracuje nad zmianą tego stanu rzeczy. Podobne prace oraz praktyczne ich zastosowanie w diagnostyce klinicznej prowadzi kilkanaście ośrodków w Europie i USA. Nowa nieinwazyjna metoda diagnostyki płuc polega na obrazowaniu magnetycznym rezonansem jądrowym przy użyciu spolaryzowanego ^3He - HP ^3He MRI (ang. *Hyperpolarize ^3He Magnetic Resonance Imaging*). Do czasu zastosowania tej metody płuca były bardzo słabo widoczne w technikach MRI, z powodu małej koncentracji protonów.

Nasze badania idą dalej. Nie tylko proponujemy używanie helu do badań płuc, ale przede wszystkim nasza metoda polaryzacji koncentruje się na wprowadzeniu łatwych w zastosowaniu rozwiązań i uczynieniu ich tańszymi. Moja praca doktorska przedstawia efekty eksperymentalnych badań, które podjęliśmy w roku 2005 nad polaryzacją ^3He w warunkach niestandardowych. Finalizacja tych prac prowadzi do bardzo istotnych wniosków i praktycznych propozycji zastosowań tej metody.

Rozdział 1

Wprowadzenie

Pierwszy eksperyment pokazujący możliwość polaryzacji jądrowej ^3He przy użyciu pompowania optycznego z wymianą metastabilności MEOP (ang. *Metastability Exchange Optical Pumping*) zademonstrowano w 1963 roku [3]. Od tego czasu spolaryzowany ^3He wykorzystywany był głównie do fundamentalnych badań nad wytworzeniem polaryzacji i analizą spolaryzowanych neutronów w fizyce jądrowej [4–6]. Dopiero po ponad 30 latach odkryto nowe ekscytujące zastosowanie dla spolaryzowanego ^3He w obrazowaniu magnetycznym rezonansem jądrowym (ang. *Magnetic Resonans Imaging MRI*).

Od uzyskania pierwszych obrazów ^3He w ludzkich płucach minęło już 15 lat [7–9]. W tym czasie techniki polaryzacji ^3He oraz metodologia MRI znacznie się rozwinęły. Dzisiaj obrazowanie z użyciem spolaryzowanego ^3He (HP ^3He MRI) dostarcza niedoścignionych obrazów wentylacji płuc. Wysoka czułość tej metody pozwala na obserwację różnorodnych funkcjonalnych zaburzeń fizjologii płuc. Pomimo oczywistego potencjału HP ^3He MRI, z wielu powodów technika ta musi zyskać jeszcze ogólną akceptację w diagnostyce klinicznej. Po pierwsze, rywalizuje z innymi technikami diagnostycznymi jak na przykład tomografia komputerowa (ang. *Computer Tomography* - CT), która ma ugruntowaną pozycję i akceptację środowiska radiologicznego. Ponadto lekarze pulmonolodzy mają ciągle ograniczony dostęp do technologii polaryzacji oraz obrazowania z użyciem ^3He . Jednak chyba największy problem polega na jednoznacznym określeniu klinicznych aplikacji HP ^3He MRI, w których to metoda ta przewyższa inne techniki diagnostyczne.

Do tej pory powstało wiele przeglądowych prac zawierających opis zarówno fizycznego procesu polaryzacji gazu jak i nieklinicznych zastosowań spolaryzowanego ^3He w obrazowaniu MRI, dla przykładu można wymienić prace: [10, 11]. Kolejne pozycje uwzględnione w bibliografii [12–15] opisują rosnącą liczbę aplikacji tej metody w biomedycynie i radiologii klinicznej. Obecnie ponad dziesięć ośrodków na całym świecie przeprowadza badania kliniczne nad szeroką gamą chorób płuc, m.in. diagnostykę astmy [16], badania nad COPD (ang. *Chronic Obstructive Pulmonary Disease*) [17], monitorowanie skutków transplantacji płuc [18], a nawet pooperacyjne badania nad rakiem płuc [19].

By jednak opisane powyżej badania HP ^3He MRI były możliwe, fizycy atomowi muszą dostarczyć do szpitala porcję spolaryzowanego ^3He o ciśnieniu atmosferycznym.

W warunkach standardowych, zdefiniowanych jako niskie pole magnetyczne ($\sim mT$) oraz niskie ciśnienie ($\sim mbar$), maksymalna osiągnięta polaryzacja może przekroczyć 80% [20, 21]. Niestety, osiągnięta polaryzacja gwałtownie maleje, kiedy ciśnienie ^3He przekracza wartość kilku mbar ($\geq 10 mbar$) [21, 22]. Dlatego w przypadku zastosowań medycznych, gdzie wymagana jest porcja gazu o dużej gęstości, należy przeprowadzić delikatny, zachowujący polaryzację, proces kompresji gazu do ciśnienia atmosferycznego. Wraz ze wzrostem zapotrzebowania na spolaryzowany ^3He , coraz częściej pojawiało się pytanie: czy można spolaryzować ^3He bezpośrednio w wysokim ciśnieniu i ominąć lub zredukować kosztowny i skomplikowany proces kompresji gazu?

Być może odpowiedź dał udany eksperyment, polegający na przeprowadzeniu pompowania OP w relatywnie wysokim ciśnieniu i w wysokim polu magnetycznym. Po raz pierwszy fakt ten potwierdzono doświadczalnie w polu $\mathbf{B}=0,1 \text{ T}$ i ciśnieniu trzydzięci razy większym od stosowanego w metodzie standardowej (30 mbar) [23], a następnie w 0,115 T i 32 mbar [24]. Dla optymalnej wartości mocy lasera i gęstości atomów w stanie metastabilnym osiągnięto polaryzację rzędu 10%. Następnie powstawał mikroskopowy model MEOP, uwzględniający po raz pierwszy efekty związane z polem magnetycznym [25], jak również zaprezentowana została nowa metoda pomiaru polaryzacji w dowolnym polu magnetycznym [26]. Podążając za powyższymi osiągnięciami, grupie z *Laboratoire Kastler Brossel Ecole Normale Supérieure* (LKB ENS) udało się przeprowadzić MEOP w polu

1,5 T, uzyskując polaryzację równą 24% dla ciśnienia 67 mbar [27, 28].

Motywowani powyższymi obiecującymi rezultatami, przeprowadziliśmy szereg systematycznych eksperymentów, w którym badaliśmy szeroką gamę parametrów ^3He MEOP w warunkach rozprężenia struktury nadsubtelnej. Wszystkie eksperymenty przeprowadzone były we współpracy z paryską grupą Pierre-Jeana Nachera, która jest niewątpliwym pionierem w badaniach nad MEOP w warunkach niestandardowych. Otrzymane rezultaty pozwolą na rozszerzenie istniejącego standardowego modelu MEOP o efekty występujące w warunkach rozprężenia struktury nadsubtelnej ($B > 0,1$ T) oraz przy pompowaniu optycznym w wysokim ciśnieniu przekraczającym 70 mbar.

Z praktycznego punktu widzenia przeprowadzone badania miały na celu znalezienie optymalnych parametrów procesu polaryzacji ^3He metodą pompowania optycznego z wymianą metastabilności. Określenie optymalnego ciśnienia ^3He , gęstości pompowanych poziomów metastabilnych 2^3S , czy kształtu i mocy wiązki pompującej, posłużyły do zaprojektowania wysokopolowego polaryzatora mającego działać w polu tomografu *MR* (*Siemens Sonata 1,5 T*) w szpitalu im. Jana Pawła II w Krakowie. Trzeba tu podkreślić, że tomograf ten został specjalnie przystosowany do obrazowania przestrzeni ludzkich płuc, przez zastosowanie odpowiedniej cewki, dostrojonej do częstości ^3He oraz odpowiedniego oprogramowania konsoli sterującej.

Badania opisane w niniejszej rozprawie doktorskiej były częściowo finansowane przez Ministerstwo Nauki i Szkolnictwa Wyższego w ramach promotorskiego projektu badawczego *NN 202006734*.

Rozdział 2

Podstawy teoretyczne

W niniejszej pracy rozważamy polaryzację¹ ^3He w procesie MEOP w warunkach rozprężenia struktury nadsubtelnej. Zjawisko to powstaje w wyniku przyłożenia wysokiego pola magnetycznego i zostanie wyjaśnione na kolejnych stronach. Jednak niestandardowość stosowanej przez nas metody polega nie tylko na zastosowaniu wysokich pól magnetycznych, ale także relatywnie wysokiego ciśnienia. Dla podkreślenia różnicy w stosowanym przez nas ciśnieniu i polu magnetycznym, będziemy używać określenia MEOP w warunkach niestandardowych w odróżnieniu od MEOP w warunkach standardowych. Główna idea procesu MEOP nie zależy od warunków w jakich go przeprowadzamy. Dlatego też przed charakterystyką procesów związanych ze wzrostem ciśnienia i pola magnetycznego, opisany zostanie proces MEOP w warunkach standardowych.

Na początku przyjrzyjmy się metodom polaryzacji gazów atomowych (^3He , ^{129}Xe) stosowanych w HP gas MRI na świecie.

2.1 Pompowanie optyczne - metody polaryzacji gazów szlachetnych (^3He , ^{129}Xe)

Pompowanie optyczne (ang. *Optical Pumping* - OP) zostało zaproponowane w 1950 roku przez Alfreda Kastlera, jako metoda zmiany względnego obsadzenia

¹Układ jąder o spinie połówkowym (^1H , ^3He) w stałym polu magnetycznym $\mathbf{B}$ posiada dwa podpoziomy: $n_{\uparrow}$ oraz $n_{\downarrow}$. Polaryzację dla takiego układu spinów definiujemy jako $M = (n_{\uparrow} - n_{\downarrow}) / (n_{\uparrow} + n_{\downarrow})$

poziomów energetycznych atomów za pomocą światła o odpowiedniej długości fali i polaryzacji [29].

OP może być wykorzystywane między innymi do otrzymywania wysokiej polaryzacji gazów szlachetnych, używanych w medycynie do HP gas MRI (^3He , ^{129}Xe). Przekaz polaryzacji spinów elektronowych do układu spinów jądrowych może odbywać się albo przez zderzenia atomów z wymianą spinów (ang. *Spin Exchang* - SE), albo zderzenia atomów z wymianą metastabilności (*Metastability Exchange* - ME).

W metodzie pompowania optycznego z wymianą spinu (ang. *Spin Exchange Optical Pumping* SEOP) [30–32] proces pompowania OP zachodzi w parach atomów alkalicznych (najczęściej Rb). Następnie polaryzacja elektronowa uzyskana w OP przekazywana jest do jąder ^3He lub ^{129}Xe podczas zderzeń binarnych. W odróżnieniu od SEOP pompowanie optyczne z wymianą metastabilności MEOP (por. rozdział 2.2) przebiega bez pośrednictwa atomów metali alkalicznych, dzięki czemu metodę tę określa się mianem czystej. W pierwszym etapie polaryzacja elektronowa otrzymywana jest we wzbudzonych atomach ^3He , a następnie, w wyniku zderzeń, orientacja ta przekazywana jest jądrom w stanie podstawowym. MEOP może zachodzić tylko w ^3He , niestety próby przeprowadzania go w ^{129}Xe skończyły się niepowodzeniem.

Obydwie metody polaryzacji gazów atomowych (^3He , ^{129}Xe) mają swoje zalety i wady. Zdecydowaną zaletą procesu SEOP jest uzyskiwanie wysokich polaryzacji gazu (70-75%) [33] bezpośrednio w wysokim ciśnieniu ($\sim \text{bar}$) [34]. Proces polaryzacji gazu metodą SEOP jest jednak bardzo wolny ($\sim$ kilkanaście godzin), co czyni go z praktycznego punktu widzenia mało wydajnym. Polaryzację gazów atomowych metodą SEOP, stosowaną w obrazowaniu płuc, od lat rozwija i ulepsza grupa profesora Wiliama Happera z Princeton. Prowadzone przez nią badania pozwoliły zaprojektować prototyp polaryzatora SEOP dla ^3He . Pomimo, że urządzenie nigdy nie zostało skomercjalizowane pracuje w kilku ośrodkach zajmujących się MRI z użyciem spolaryzowanego ^3He . Polaryzator Happera używając 60 W światła lasera FAP (ang. *Fiber Array Package*) o długości 795 nm wytwarza 1 litr spolaryzowanego (20-40%) ^3He w cyklu 20-godzinnym.

MEOP wymaga o wiele mniej czasu ($\sim$ minuty), aby osiągnąć wysoki poziom polaryzacji (powyżej 80%) [21]. Jednak, jak wspomniano we wstępie, w stan-

dardowych warunkach wysoka wartość polaryzacji osiągnięta jest tylko w niskich ciśnieniach (1 mbar). Z powodu polaryzacji w reżimie niskiego ciśnienia, gaz przed podaniem pacjentowi wymaga kompresji. Największym na świecie ośrodkiem polaryzującym ^3He metodą MEOP na dużą skalę jest grupa profesora Wernera Heila z Moguncji. Pracujący tam polaryzator ^3He z kompresorem produkuje $1,2 \text{ bar} \times \text{litr } ^3\text{He}$ o polaryzacji 80% na godzinę lub $3,3 \text{ bar} \times \text{litr } ^3\text{He}$ o polaryzacji 60% na godzinę.

Będąc tematem naszych badań pompowanie optyczne z wymianą metastabilności (MEOP) w warunkach rozprężenia struktury nadsubtelnej posiada cechy zarówno scharakteryzowanego powyżej standardowego procesu MEOP jak i procesu SEOP. Proces ten tak jak standardowy MEOP, przebiega bezpośrednio w ^3He , jednak ciśnienie, jakim operujemy, jest 100 razy większe niż w warunkach standardowych. Nie tylko wyższe ciśnienie sprawia, że proces ten można porównać do SEOP. Czas potrzebny na otrzymanie stacjonarnej polaryzacji w wyższym polu magnetycznym znacznie przewyższa czas potrzebny na polaryzację 1 mbar ^3He w polu rzędu $\sim mT$. Proces w warunkach niestandardowych staje się więc mniej wydajny.

2.2 MEOP w standardowych warunkach

Idea pompowania optycznego z wymianą metastabilności pozostaje niezmienna, niezależnie czy przeprowadzamy je w niskim ciśnieniu i polu magnetycznym, czy w warunkach niestandardowych [25, 35–37]. Zasadniczo MEOP ^3He można podzielić na trzy etapy.

W pierwszej kolejności stan metastabilny 2^3S_1 zostaje obsadzany w wyniku przyłożenia słabego wyładowania częstości radiowej do komórki napełnionej ^3He . Wyładowanie wzbudza atomy do wyższych stanów, ale ze względu na długi czas życia stanu metastabilnego (8 000 s) w porównaniu z pozostałymi stanami, to w nim w efekcie gromadzą się atomy (rys. 2.1). W wyniku tego, stosunek gęstości atomów w stanach $2^3S_1/1^1S_0 \approx 1ppm$.

Następnie, w procesie absorpcji kołowo spolaryzowanego światła o długości fali $\lambda = 1083\text{nm}$, następuje przekaz momentu pędu z zaabsorbowanych fotonów do atomów w stanie metastabilnym (2^3S_1).

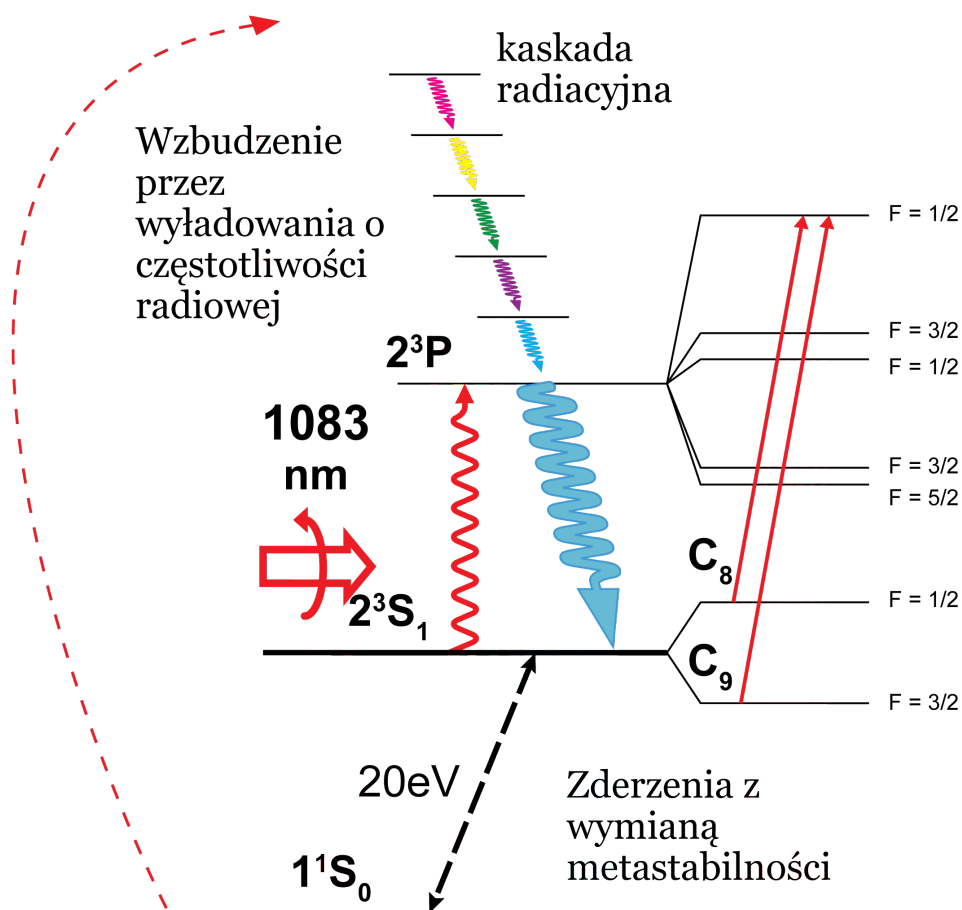
W wyniku pompowania optycznego otrzymujemy orientację stanu metastabilnego na przejściu optycznym $2^3S_1 - 2^3P$ (rys. 2.1). Dzięki oddziaływaniu nadsubtelnemu w 2^3S_1 , OP orientuje całkowity moment pędu atomu F, a więc zarówno elektronowy, jak i jądrowy spin atomów w stanie 2^3S_1 .

W ostatnim etapie MEOP polaryzacja jądrowo-elektronowa, która wytwarza się w stanie 2^3S_1 , może być przenoszona do stanu podstawowego 1^1S_0 przez zderzenia dwóch atomów ^3He i staje się czystą polaryzacją jądrową ($F=I$). Zderzenia te noszą nazwę zderzeń z wymianą metastabilności [38]. Przyjrzyjmy się teraz bliżej fizycznym, chemicznym i medycznym właściwościom ^3He .

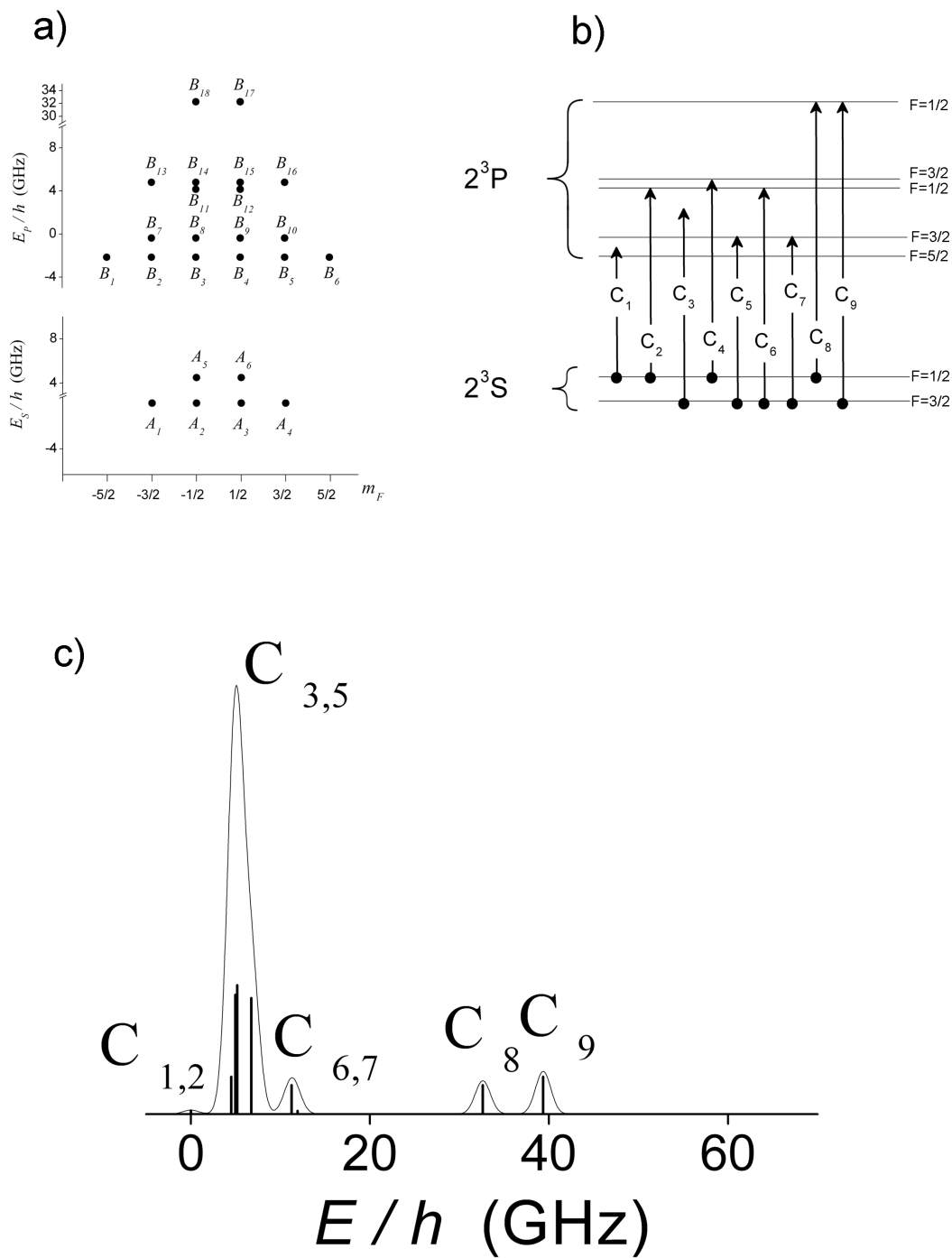
Schemat najniższych poziomów energetycznych ^3He z oznaczonym przejściem $2^3S - 2^3P$ przedstawiono na rys. 2.1. Poziom podstawowy 1^1S_0 helu jest stanem singletowym ($S = 0$) z zerowym orbitalnym momentem pędu ($L = 0$). Niezerowy moment pędu $I = 1/2$ posiada natomiast jądro ^3He . Dzięki temu w $\mathbf{B} \neq 0$ stan 1^1S_0 posiada dwa podpoziomy magnetyczne o magnetycznej liczbie kwantowej $m_I = \pm 1/2$. Populacje podpoziomów m_I wynoszą: $N(1 \pm M)/2$, gdzie N określa całkowitą gęstość ($N = 2,42^{16}$ atomów/cm³ dla 1 mbar i T=300 K), a M definiujemy następująco: $M = (n_{\uparrow} - n_{\downarrow})/(n_{\uparrow} + n_{\downarrow})$. Niezerowy spin jądrowy ($I = 1/2$) izotopu ^3He powoduje pojawienie się struktury nadsubtelnej. W stanie 2^3S_1 istnieją dwa podpoziomy nadsubtelne o kwantowych liczbach magnetycznych $F = 1/2, 3/2$ rozszczepione w zewnętrznym polu magnetycznym na sześć magnetycznych podpoziomów A_i ($i = 1, 2, \dots, 6$). Całkowite obsadzenie poziomu 2^3S zapisujemy jako: n_m , względne obsadzenie podpoziomów A_i - a_i (z $\sum a_i = 1$).

W stanie 2^3P istnieje pięć podpoziomów: 2^3P_0 ($F = 1/2$), 2^3P_1 ($F = 1/2, 3/2$) i 2^3P_2 ($F = 3/2, 5/2$) rozszczepionych na osiemnaście podpoziomów zeemanowskich B_j ; b_j odpowiada względnemu obsadzeniu B_j (pokazanych na rys. 2.2 **a**). Efektywny czas zaniku poziomu 2^3P $1/\tau_P = 1,02 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$. Ponadto wraz ze wzrostem ciśnienia rośnie liczba zderzeń między atomami w różnych stanach B_j , co wprowadza zależną od ciśnienia poprawkę do $1/\tau_P$ ($10^8 \text{ s}^{-1}/\text{mbar}$). Analityczne wyrażenia stanów własnych A_i oraz B_j i ich energii przybliżone zostaną w rozdziale 2.4 natomiast *explicite* podane są w pracy [25].

Przejście $2^3S_1 - 2^3P$ o długości $\lambda=1083$ nm ma dziewięć składowych (linie C_k , gdzie $k = 1, 2, \dots, 9$ zaprezentowano na rys. 2.2 **b**). Najczęściej do pompowania wykorzystywane są dwie pojedyncze linie: C_8 odpowiadające przejściu



Rysunek 2.1: Idea procesu MEOP. Poziom podstawowy (singletowy) i niższe poziomy wzbudzone (trypletowe) ^3He , pokazujące efekt subtelny i nadsubtelny oddziaływania w strukturze wzbudzonych poziomów. Pierwszy stan trypletowy 2^3S_1 jest stanem metastabilnym, ponieważ promieniste przejście pomiędzy tym stanem a stanem singletowym 1^1S_0 , jest zabronione. Przejściu pomiędzy stanami $2^3S_1 - 2^3P$ odpowiada linia rezonansowa o długości fali $\lambda=1083$ nm.



Rysunek 2.2: Podpoziomy energetyczne A_i i B_j wzbudzonego stanu 2^3S_1 i 2^3P w ^3He **a)** z odpowiednimi przejściami optycznymi **b)** i widmem ^3He **c)** w niskim polu magnetycznym (zaniedbywalny efekt Zeemana).

$2^3S_1(F=1/2) \rightarrow 2^3P_0(F=1/2)$ i C_9 , która odpowiada przejściu $2^3S_1(F=3/2) \rightarrow 2^3P_0(F=1/2)$ (por. rys. 2.2 c)).

Z punktu widzenia zastosowań ^3He w NMR (rezonansie magnetycznym z ang. *Nuclear Magnetic Resonance*), spin $I = 1/2$ atomów ^3He z relatywnie wysokim współczynnikiem giromagnetycznym ($\gamma_{^3\text{He}}=32,3 \text{ MHz/T}$) sprawia, że pierwiastek ten jest bardzo czuły w technikach NMR. Z kolei z powodu niskiej masy atomowej ^3He ma wysoki współczynnik dyfuzyjny. Cecha ta pozwala między innymi na badanie skali rozmiarów pęcherzyków płucnych w płucach [40].

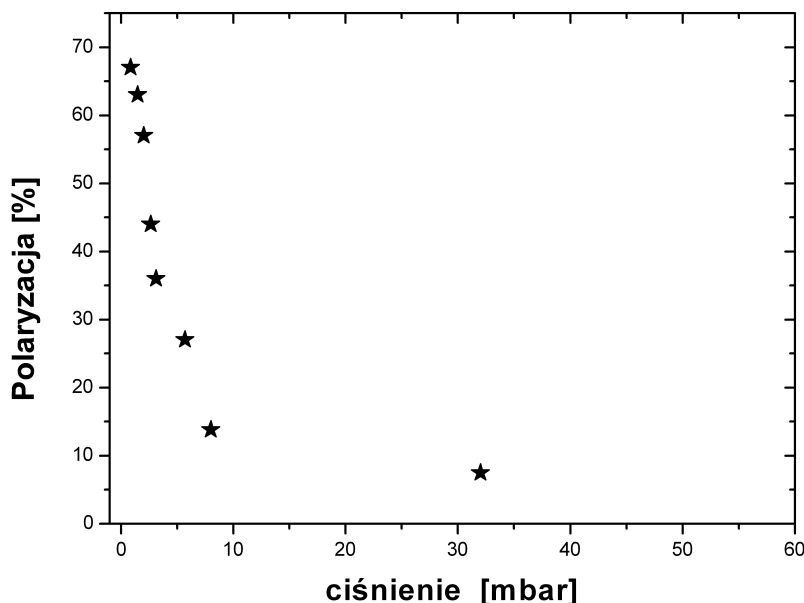
2.3 Ograniczenia standardowego procesu MEOP - efekty związane z ciśnieniem

Na rys. 2.3 przedstawiono wspomniany już w **Wprowadzeniu** efekt ciśnieniowy w procesie MEOP ^3He w niskim polu magnetycznym ($\sim mT$). W warunkach standardowych ($\sim mT$, $\sim mbar$) MEOP ^3He prowadzi do wysokiej polaryzacji pompowanego ^3He (80% - 90%), jednak otrzymywana polaryzacja gwałtownie maleje, kiedy ciśnienie gazu przekracza 10 mbar. Dzieje się tak dlatego, że wraz ze wzrostem ciśnienia rośnie również wpływ procesów zderzeniowych, które prowadzą do spadku wydajności pompowania w wyższych ciśnieniach. Jednym z warunków koniecznych do przeprowadzenia OP jest stałe podtrzymywanie wyładowań częstotliwości radiowej w komórce z ^3He . Proces ten w sposób ciągły prowadzi do produkcji wzbudzonych atomów i jonów helu. Jak wspomniano w poprzednim paragrafie, wraz ze wzrostem ciśnienia, rośnie częstotliwość zderzeń atomów w stanach wzbudzonych. Stan metastabilny 2^3S_1 może relaksować przez różne procesy zderzeniowe, ale dwa z nich opisane poniżej w sposób szczególny zależą od ciśnienia ^3He .

1. Zderzenia jonizujące Penninga [41] w których dochodzi do zderzeń atomów w stanie metastabilnym He^* : $He^* + He^* \rightarrow He + He^+ + e^-$. Kiedy ciśnienie ^3He przekracza kilka mbar, rośnie liczba zderzeń jonizujących Penninga w gęstej plazmie helowej, skutkiem czego odsetek atomów w stanie metastabilnym zostaje zredukowany.

2. Zderzenia trzciałowe, w wyniku których tworzą się cząsteczki helu He_2^* w stanie metastabilnym $He^* + 2He \rightarrow He_2^* + He^+ + e^-$. Już od dawna wiadomo, że wzrostowi ciśnienia 3He towarzyszy również wzrost gęstości cząsteczek He_2^* . Obecnie, przy pomocy specjalnie skonstruowanego lasera, trwają prace nad ilościową analizą molekuł, tworzących się w 3He w szerokim zakresie ciśnienia (1 - 400 mbar)[42].

Podsumowując, oba opisane powyżej procesy, w ciśnieniu wyższym niż standardowe, powodują znaczną redukcję gęstości atomów w stanie metastabilnym. To z kolei jest jednym z czynników limitujących standardowy proces MEOP w niskim polu magnetycznym.



Rysunek 2.3: Polaryzacja otrzymana w procesie pompowania optycznego z wymianą metastabilności w polu magnetycznym $\sim mT$ dla komórek cylindrycznych $5cm \times 5cm$ dla mocy lasera 2 W . W rozdziale 4 na wykresie 4.1 dodano punkty odpowiadające wynikom uzyskanym w wyższych polach magnetycznych.

2.4 Efekty związane z polem magnetycznym. Rozprężenie struktury nadsubtelnej

W warunkach standardowych przyłożenie niskiego pola magnetycznego $\mathbf{B}$ ($\leq 1 \text{ mT}$) wymagane jest tylko po to, aby przeciwdziałać szybkiej relaksacji magnetycznej i ma nieznaczny wpływ na strukturę stanów atomowych (Rys. 2.2). W praktyce wszystkie energie przejść poziomów Zeemanowskich są dużo mniejsze niż szerokość przejść Dopplerowskich do selektywnego opróżniania odpowiednich podpoziomów i przekazywania momentu pędu do gazu wobec czego światło laserowe musi być kołowo spolaryzowane.

Diagram poziomów energetycznych atomu helu bez pola magnetycznego jest dobrze znany, a wynikający z niego układ poziomów i możliwe przejścia optyczne zostały przedstawione na rys. 2.2. Atom helu dobrze opisuje zagadnienie trzech ciał, którego nie można rozwiązać dokładnie, ale które zostało dobrze zbadane zarówno teoretycznie jak i eksperymentalnie. Punktem wyjścia do dalszych rozważań nad wyznaczeniem poziomów energetycznych w stanach 2^3S_1 i 2^3P będzie uproszczony, efektywny hamiltonian [25, 43–45]. Efektywny hamiltonian wpływający na strukturę rozważanego układu atomów ^3He w polu magnetycznym $\mathbf{B}$ można zapisać następująco:

$$H = H_0 + H_{fs} + H_{hfs} + H_z, \quad (2.1)$$

gdzie H_0 to hamiltonian podstawowy, H_{fs} i H_{hfs} oznacza odpowiednio hamiltonian związany z oddziaływaniem dającym strukturę subtelną (ang. *fine structure*) i nadsubtelną (ang. *hyperfine structure*) atomów ^3He , a H_z to hamiltonian zeemanowski opisujący oddziaływanie spinu elektronowego i jądrowego z polem magnetycznym [46]. W niezerowym polu magnetycznym degeneracja poziomów energetycznych zostaje zniesiona. Rząd wielkości tego oddziaływania można wywnioskować na podstawie oddziaływania swobodnego elektronu (14 GHz/T). Wiadąc więc, że dla zakresu stosowanych przez nas pól magnetycznych (do 4,7 T) kolejne wyrazy opisujące oddziaływanie nadsubtelne i subtelne są porównywalne z oddziaływaniem zeemanowskim.

W wysokim polu magnetycznym (0,1 T) struktura poziomów energetycznych ^3He ,

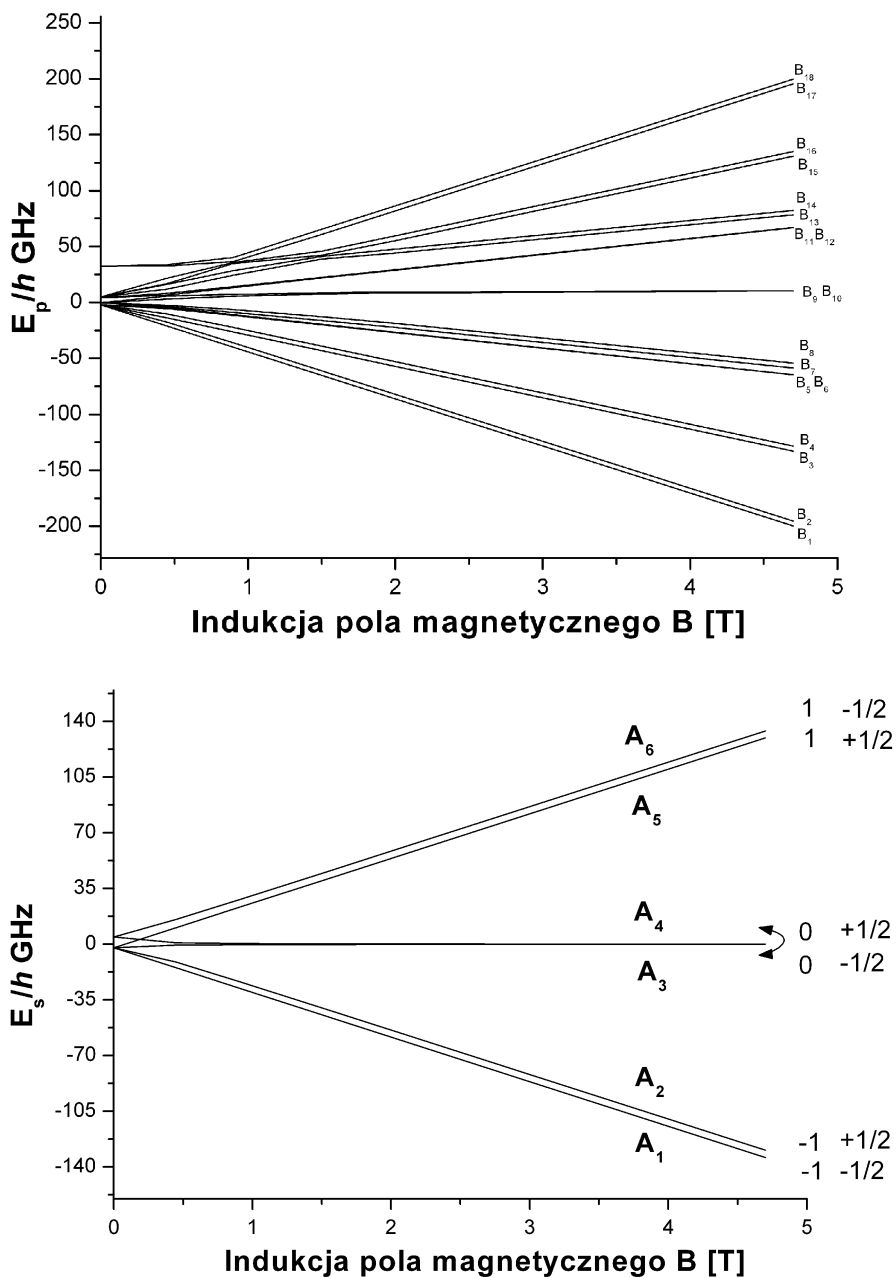
zdeteminowana jest przez oddziaływanie nasubtelne (niższe pola magnetyczne) i zeemanowskie (wyższe pola magnetyczne), dlatego szczególnie interesujące są dla nas dwa człony wyrażenia 2.1: H_{hfs} oraz H_z . W wyrazie związanym z oddziaływaniem nadsubtelnym H_{hfs} uwzględniamy proste oddziaływanie pomiędzy jądrowym a elektronowym spinem oraz wprowadzamy poprawkę w postaci H_{hfs}^{cor} :

$$H_{hfs} = A_L \mathbf{I} \cdot \mathbf{S} + H_{hfs}^{cor}, \quad (2.2)$$

gdzie $\mathbf{I} \cdot \mathbf{S}$ reprezentuje sprzężenie pomiędzy spinem jądrowym $\mathbf{I}$, a elektronowym $\mathbf{S}$. Wartość stałej sprzężenia nadsubtelnego A_L dla 2^3S_1 wynosi $A_S = -4,49$ GHz i odpowiednio dla 2^3P $A_P = -4,28$ GHz. Poprawka H_{hfs}^{cor} uwzględniająca oddziaływanie $\mathbf{I} \cdot \mathbf{L}$ pojawia się tylko dla stanu 2^3P [25, 43]. Sprzężenie ze stałym polem magnetycznym opisuje hamiltonian zeemanowski:

$$H_z = \sum \mu \cdot \mathbf{B} = \mu_B (g_L \mathbf{L} + g_S \mathbf{S} + g_I \mathbf{I}) \cdot \mathbf{B}, \quad (2.3)$$

gdzie μ_B jest magnetonem Bohra natomiast g_L , g_S oraz g_I określają odpowiednio współczynniki giromagnetyczne dla orbitalnego momentu pędu, spinu elektronowego oraz spinu jądrowego. Na podstawie przedstawionego powyżej uproszczonego, efektywnego hamiltonianu, obliczona zostaje struktura atomowa w rozprężonej reprezentacji $|m_s, m_I\rangle$. Wektory własne stanu 2^3S przedstawione są w bazie $|m_s, m_I\rangle$, a dla stanu 2^3P w bazie $|m_L, m_S, m_I\rangle$. Numeryczne obliczenia struktury poziomów i widm absorpcyjnych w obecności pola magnetycznego przebiegają w trzech krokach i dokładnie opisane zostały w pracy [25]. W wyniku przyłożonego pola magnetycznego usuwana jest degeneracja poziomów (pojawia się zeemanowskie rozszczepienie). Ponadto zmodyfikowana zostaje struktura poziomów atomowych i prawdopodobieństwa przejść. Przesunięcie energii poziomów Zeemana dla stanu 2^3S oraz wyżej położonego 2^3P w zależności od pola magnetycznego, pokazane zostało na rys. 2.4. W stanie 2^3S_1 znaczące odchylenie od liniowości pojawia się dla A_2 , A_3 i A_5 , powyżej pola rzędu 0,1 T, dla których przesunięcie Zeemana porównywalne jest ze sprzężeniem subtelnym $H_z \sim H_{hf}$. Przecięcie poziomów A_4 i A_5 pojawia się w $\mathbf{B} = 0,1619$ T (rys. 2.5) Wysokopolowy reżim rozprężenia uzyskiwany jest prawie w 1,5 T. Poziomy energetyczne stanów 2^3S_1 ,

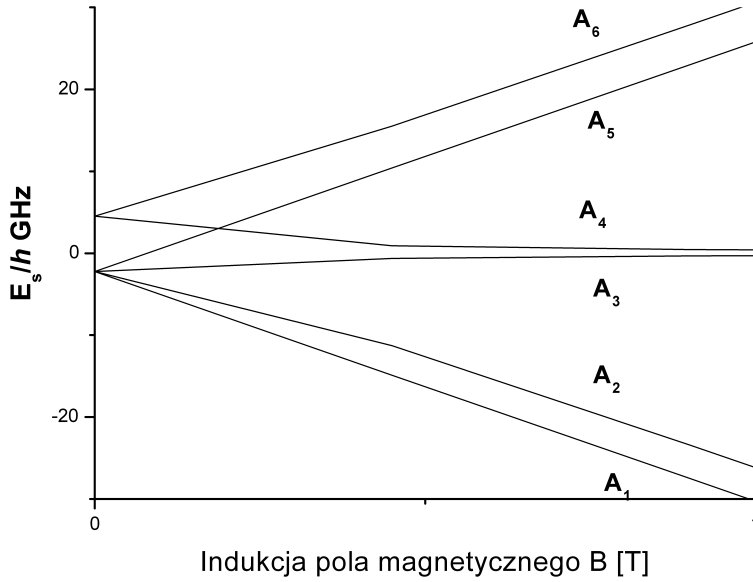


Rysunek 2.4: Energie poziomów E_S oraz E_P , odpowiadające stanom 2^3S położony niżej, 2^3P (położony wyżej) ^3He , w funkcji przyłożonego pola magnetycznego z zakresu 0 - 4,7 T. Dla stanu 2^3P obserwujemy degenerację podpoziomów: B_5 i B_6 , B_9 i B_{10} oraz B_{11} i B_{12} . Dla stanu 2^3S_1 w polu 4,7 T dochodzi do krzyżowania się stanów A_3 i A_4 . Zbliżenie E_S w funkcji pola magnetycznego B (0-1 T), przedstawia rys. 2.5.

2^3P dla wybranych pól magnetycznych, w których przeprowadzono eksperyment przedstawione są na rysunkach: 2.7, 2.8, 2.9. Odpowiadające im stany własne mogą być łatwo zapisane przy użyciu zależnych od pola parametrów mieszania stanów: kątów θ_+ θ_- w bazie $|m_s, m_I\rangle$:

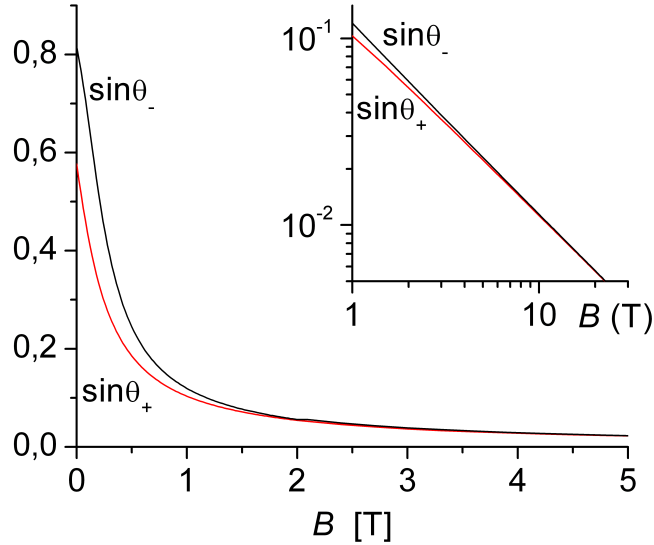
$$\begin{aligned}
 A_1 &= |-1, -\rangle \\
 A_2 &= \cos \theta_- |-1, +\rangle + \sin \theta_- |0, -\rangle \\
 A_3 &= \cos \theta_+ |0, +\rangle + \sin \theta_+ |1, -\rangle \\
 A_4 &= -\sin \theta_- |-1, 0\rangle + \sin \theta_- |0, -\rangle \\
 A_5 &= |1, +\rangle \\
 A_6 &= -\sin \theta_+ |0, +\rangle + \sin \theta_+ |1, -\rangle
 \end{aligned} \tag{2.4}$$

Podpoziomy zorganizowane są w trzy pary (A_1, A_2) , (A_3, A_4) , (A_5, A_6) , którym odpowiadają kolejno następujące $m_j = -1, 0$ i 1 . Na rys. 2.6 pokazano zależność



Rysunek 2.5: Energie E_S stanu 2^3S_1 w zakresie od 0 do 1 T. W polu $B=0,1619$ T następuje przecięcie podpoziomów A_4 i A_5

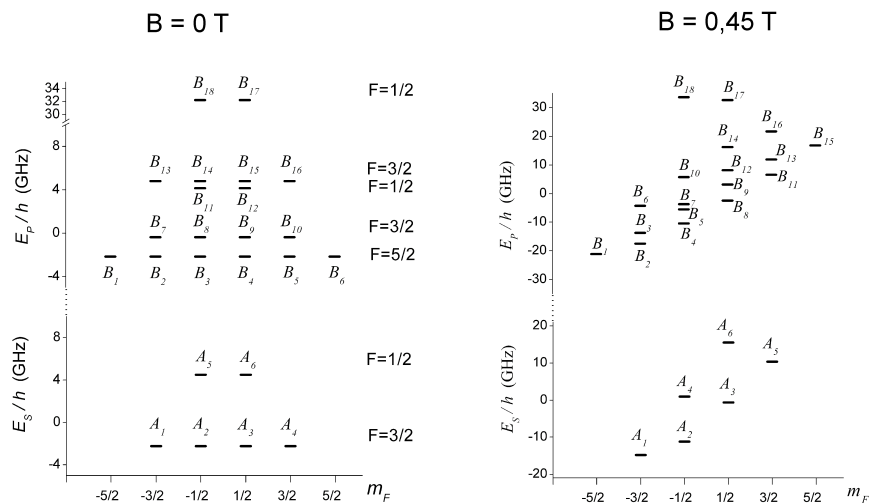
kątów θ_+ θ_- od pola magnetycznego. Wynikające ze sprzężenia struktury nadsubtelnej liczne mieszanie stanów w niskim polu magnetycznym ($\sin^2_+\theta = 1/3$, $\sin^2_-\theta = 1/3$ dla $\mathbf{B}=0$) zostaje silnie ograniczone w polu powyżej 1 T ($\sin^2_{+-}\theta = 0,012/(B^2)$).



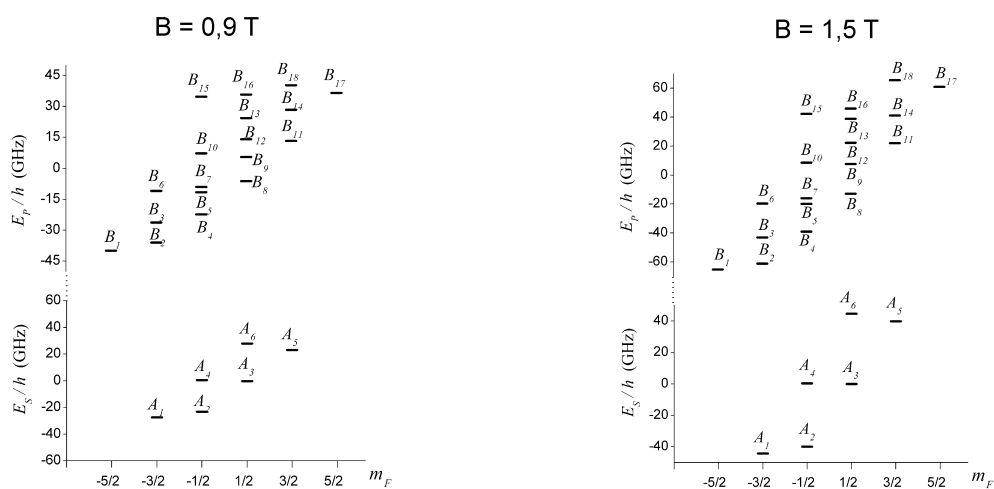
Rysunek 2.6: Parametr mieszania stanów $\sin \theta_+$ oraz $\sin \theta_-$ w funkcji pola magnetycznego. Wkładka: asymptotyczny zanik kątów mieszania stanów w wysokim polu magnetycznym, z wartością równą: $1,1 \times 10^{-2}$.

Konwencja nazewnictwa stanów zastosowana w [35] i w pracy Courtade et al. [25] oraz w rozdziale 2.2 (od A_1 do A_6 ze wzrostem energii), wprowadza trzy przedziały pola magnetycznego ze względu na przecinanie się poziomów. Jak już wspomniano powyżej, pierwsze przecięcie pojawia się w polu $\mathbf{B} = 0,1619$ T pomiędzy A_4 oraz A_5 , kolejne w polu $\mathbf{B} = 4,716$ T pomiędzy A_3 i A_4 . Dla wysokich pól magnetycznych F przestaje być dobrą liczbą kwantową, jednak zawsze zachodzi warunek: $M_F = m_I + m_j = m_I + m_s + m_l$, więc pozostajemy tu przy oznaczeniu poziomów przez m_F .

W stanie 2^3P sytuacja jest bardziej skomplikowana z powodu oddziaływania subtelnego i większej ilości poziomów. Numeryczne rozwiązanie hamiltonianu

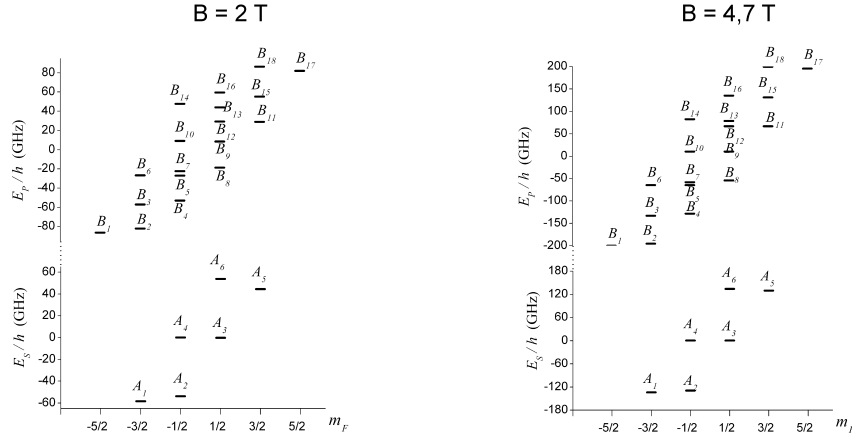


Rysunek 2.7: Stany energetyczne i odpowiadające im magnetyczne liczby kwantowe m_F dla podpoziomów ^3He w polach 0 i 0,45 T. Podpoziomy stanu 2^3S rozmieszczone są w przedziale od 6,8 GHz dla 0 T do 29 GHz dla 0,45 T. Z kolei podpoziomy stanu 2^3P rozmieszczone są w zakresie od 34 GHz dla 0 T 54 GHz dla 0,45 T.



Rysunek 2.8: Stany energetyczne i odpowiadające im magnetyczne liczby kwantowe m_F dla podpoziomów ^3He w polach 0,9 i 1,5 T. Podpoziomy stanu 2^3S rozmieszczone są w zakresie od 54 GHz dla 0,9 T do 88 GHz dla 1,5 T. Z kolei podpoziomy stanu 2^3P rozmieszczone są w zakresie od 80 GHz dla 0,9 T do 130 GHz dla 1,5 T.

uwzględniającego oddziaływanie subtelne pomiędzy całkowitym spinowym i orbitalnym momentem magnetycznym przedstawione zostało w pracy [25].



Rysunek 2.9: Energie E_S stanu 2^3S_1 w zakresie od 0 do 1 T. W polu $B=0,1619$ T następuje przecięcie podpoziomów A_4 i A_5

Rozprężenie struktury nadsubtelnej zmienia nie tylko energie i stany własne atomów ^3He , ale jest na tyle duże, że zmienia diametralnie widma absorpcyjne.

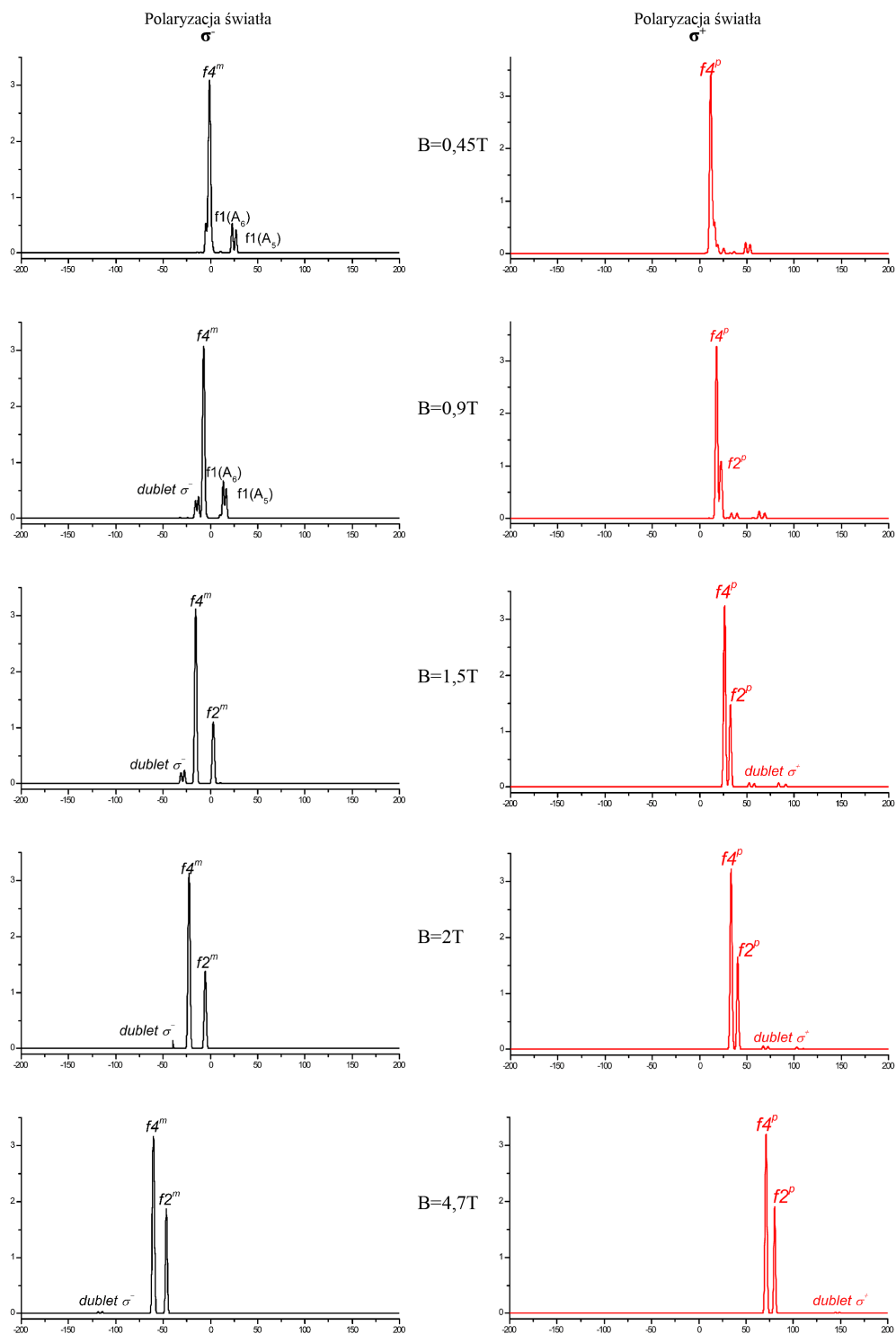
Prawdopodobieństwo przejścia z podpoziomu A_i do B_j , indukowane monochromatycznym światłem laserowym o częstotliwości $\omega/2\pi$: $\mathbf{E} = \mathbf{e}_\lambda E_0 e^{i\omega t} + c.c.$, przy zaniedbaniu ruchu atomów, dane jest wyrażeniem:

$$\frac{1}{\tau_{ij}} = \frac{4\pi\alpha f}{m_e\omega\Gamma'} I_{las} \frac{(\Gamma'/2)^2}{(\Gamma'/2)^2 + (\omega - \omega_{ij})^2} T_{ij}, \quad (2.5)$$

gdzie f jest siłą oscylatora przejścia $2^3S - 2^3P$, m_e masą elektronu. T_{ij} jest elementem macierzy przejścia z podpoziomu A_i do podpoziomu B_j dla wektora polaryzacji światła $\mathbf{e}_\lambda$, a I_{las} wynosi $2\epsilon_0 c E_0^2$. ϵ_0 to przenikalność elektryczna próżni, c oznacza prędkość światła a E_0 jest amplitudą natężenia pola elektrycznego. Czynniki Lorentza: $\frac{(\Gamma'/2)^2}{(\Gamma'/2)^2 + (\omega - \omega_{ij})^2}$ w równaniu 2.5 opisuje zjawisko rezonansowej absorpcji światła. W przypadku odstrojenia od linii, to znaczy, gdy częstota lasera ω_{ij} różni się od częstoty przejścia ω , która jest różnicą energii $(-E_{A_i} + E_{B_j})/\hbar$ pomiędzy poziomami A_i oraz B_j , prawdopodobieństwo przejścia maleje. Parametr

Γ' w czynniku Lorentza dla wystarczająco niskiego ciśnienia równa się współczynnikowi spontanicznej deekscytacji stanu 2^3P Γ będącego odwrotnością czasu życia stanu 2^3P i wynosi $\Gamma = 1,022 \times 10^7 s^{-1}$. Dla wyższych ciśnień $\Gamma' = \Gamma + \Gamma_{zderz}$, gdzie $\Gamma_{zderz} \sim 10^8/\text{mbar}$ [63]. Prawdopodobieństwa wszystkich przejść optycznych między stanami $2^3S - 2^3P$ odpowiadające linii rezonansowej o długości fali $\lambda = 1083\text{nm}$ zostały policzone numerycznie [25]. Znajomość wszystkich prawdopodobieństw i odpowiadających tym przejściom częstości, pozwala wygenerować widma absorpcyjne w zależności od polaryzacji światła oraz pola magnetycznego. Na rys. 2.10 przedstawiono widma absorpcyjne dla pięciu pól o następującej indukcji pola magnetycznego $\mathbf{B}$: 0,45 T; 0,9 T; 1,5 T; 2 T; 4,7 T. Światło rezonansowe dla przejścia o największym współczynniku prawdopodobieństwa jest najsilniej absorbowane, w związku z czym linie pochodzące od tych przejść dają największy wkład do widma absorpcyjnego. Dla niskiego ciśnienia $\sim mT$ przejścia położone blisko siebie objęte są pojedynczą linią o profilu dopplerowskim (por. rozdział 3.3.5). W efekcie, w zależności od pola, widzimy dwie lub cztery poszerzone linie oznaczone odpowiednio: $f4^p$, $f4^m$, $f2^p$, $f2^m$. Indeks górny „p” i „m” określa odpowiednio polaryzację σ_+ i σ_- . Notacja „4” i „2” określa liczbę przejść wchodzących w skład danej linii.

Linie $f2$ są liniami podwójnymi. $f2^m$ pochodzi od przejścia z dwóch podpoziomów $A_5 \rightarrow B_{13}$ i $A_6 \rightarrow B_{14}$. W wyniku procesu pompowania optycznego wiązką σ^- dochodzi do transferu populacji ze stanów o magnetycznej liczbie kwantowej $m_F > 0$ ($m_F = 3/2$ i $1/2$ dla A_5 i A_6) do stanów o mniejszej liczbie magnetycznej $m_F < 0$ ($m_F = -3/2$ i $-1/2$ dla A_1 i A_2). Powstający w wyniku pompowania optycznego transfer momentu pędu prowadzi do wzrostu liczby spinów ustawionych antyrównolegle do kierunku pola magnetycznego i uzyskania polaryzacji jądrowej o wartości $M < 0$. Linia $f2^p$ indukuje z kolei przejścia z dwóch podpoziomów $A_1 \rightarrow B_7$ i $A_2 \rightarrow B_8$. W wyniku pompowania optycznego przy użyciu linii $f2^p$ następuje transfer populacji z podpoziomów o liczbie $m_F < 0$ do podpoziomów o $m_F > 0$. W rezultacie otrzymujemy polaryzację jądrową $M > 0$. Analogicznie linie $f4$ indukują jednocześnie przejścia z czterech podpoziomów m_F . Linia $f4^m$ obejmuje cztery przejścia $A_3 \rightarrow B_5$, $A_4 \rightarrow B_6$, $A_1 \rightarrow B_1$ oraz $A_2 \rightarrow B_2$. Linia $f4^p$ indukuje równocześnie następujące przejścia: $A_4 \rightarrow B_{12}$, $A_3 \rightarrow B_{11}$, $A_5 \rightarrow B_{17}$ oraz $A_6 \rightarrow B_{18}$. W przypadku obu linii $f4$ występuje



Rysunek 2.10: Widma absorpcyjne ^3He pod niskim ciśnieniem $\sim m\text{bar}$ dla pięciu pól magnetycznych o indukcji B z zakresu 0,45 - 4,7 T. Czerwony kolor odpowiada polaryzacji światła σ^+ , czarny kolor - polaryzacji σ^- . Częstość zerową definiujemy jako pozycję przejścia $2^3S_1, F=1/2 - 2^3P_2, F=3/2$ w zerowym polu magnetycznym (por. linia C_1 na rys.2.2).

ciekawy efekt konkurencji stanów o różnych znakach liczby magnetycznej m_F . Światło lasera o polaryzacji σ^- dostrojone do linii $f4^m$, adresuje równocześnie cztery przejścia z podpoziomów A_1 do A_4 . Populacje atomów związane z trzema podpoziomami (A_1, A_2, A_4) z $m_F < 0$, będą przepompowywane do podpoziomów o $m_F > 0$, natomiast atomy z podpoziomu A_3 z $m_F = 1/2$ będą dawać wkład do podpoziomów o $m_F < 0$. W wyniku tego dochodzi do konkurencji pomiędzy grupą przejść: $A_4 \rightarrow B_6, A_1 \rightarrow B_1, A_2 \rightarrow B_2$ a przejściem $A_3 \rightarrow B_5$. W rezultacie większość stanów zostaje przepompowana do podpoziomów o $m_F > 0$ co daje $M < 0$. Podobne zjawisko konkurencji zachodzi dla podpoziomów objętych profilem linii $f4^p$, w rezultacie czego większe obsadzenie otrzymujemy dla $m_F < 0$ i $M > 0$.

2.5 MEOP w warunkach niestandardowych

Pompowanie optyczne ^3He z wymianą metastabilności w warunkach niestandardowych opiera się na idei pompowania przez depopulację opisaną w 1956 roku przez Dehmelta [39]. W modelu Dehmelta, założono że atomy pobudzone rezonansowym światłem laserowym z podpoziomu o liczbie magnetycznej $m_F > 0$ ($m_F < 0$), zostają przepompowane na inne podpoziomy, prowadząc do depopulacji poziomów, z których pompujemy. Całkowity bilans momentu magnetycznego prowadzi do otrzymania wypadkowej polaryzacji $M < 0$ ($M > 0$).

Rozważmy teraz proces pompowania typu Dehmelta, w którym światło lasera jest dostrojone do linii $f4^m$. W wyniku pompowania wszystkie atomy przepompowywane są do poziomów A_5 oraz A_6 (rys. 2.11) Rozkład populacji w stanie metastabilnym i stanie podstawowym jest silnie sprzężony przez zderzenia z wymianą metastabilności ME. Szybkość pompowania jest porównywalna z szybkością wymiany metastabilności w stanie metastabilnym Γ_e może wydajnie przenieść populację na parę podpoziomów A_5 i A_6 . Dodatkowo, ponieważ podpoziomy A_5 i A_6 nie są wzbudzane przez laser pompujący, można założyć, że ich względne obsadzenia są podyktowane przez obsadzenie poziomu podstawowego i podlegają

rozkładowi temperatury spinowej:

$$a_5 = \frac{1+M}{2} \quad a_6 = \frac{1-M}{2} \quad (2.6)$$

Korzystając z powyższych równań 2.5, możemy wyznaczyć polaryzację jądrową poziomu metastabilnego M^* :

$$\begin{aligned} M^* &= a_5 + a_6 \sin^2 \theta_+ - a_6 \cos^2 \theta_+ = \\ &= a_1 + a_2 [-\cos^2 \theta_+ + \sin^2 \theta_+] = \\ &= a_5 - a_6 + 2a_6 \sin^2(\theta_+) = \\ &= M + (1-M) \sin^2 \theta_+. \end{aligned} \quad (2.7)$$

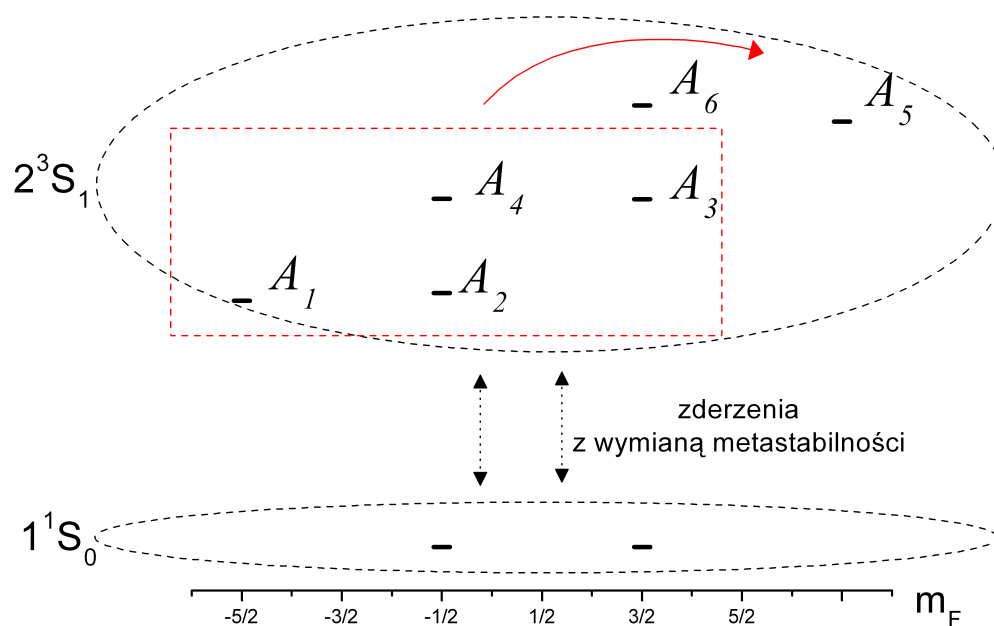
W procesie zderzeń z wymianą metastabilności dochodzi do przekazu polaryzacji ze stanu metastabilnego M^* do stanu podstawowego. Ewolucję polaryzacji jądrowej stanu podstawowego można przedstawić następująco:

$$\frac{dM}{dt} = (M^* - M) \cdot \Gamma_e, \quad (2.8)$$

gdzie Γ_e jest współczynnikiem zderzeń z wymianą metastabilności między atomami w stanie metastabilnym oraz atomami w stanie podstawowym. W równaniu 2.8 człon $M^*\Gamma_e$ odpowiada za budowanie polaryzacji ze stanu metastabilnego w stanie podstawowym, a $-M\Gamma_e$ odpowiada ucieczce polaryzacji ze stanu podstawowego do stanu metastabilnego. Podstawiając za M^* w równaniu 2.8 zależność 2.7 otrzymujemy ewolucję polaryzacji w stanie podstawowym. Należy jednak jeszcze uwzględnić procesy relaksacyjne stanu podstawowego $1S_0$.¹

$$\frac{dM}{dt} = [(1-M) \sin^2 \theta_+] \cdot \Gamma_e - \Gamma_1 M. \quad (2.9)$$

¹Procesy relaksacyjne, powodujące straty polaryzacji w stanie podstawowym, scharakteryzowane przez parametr Γ_1 oraz relaksacja stanów wzbudzonych, nie zostaną w pracy przedyskutowane. Różnorodne procesy relaksacji, spowodowane oddziaływaniem dipol-dipol, relaksacją na ściankach czy niejednorodnością pola, opisane zostały w następujących pracach podanych w bibliografii: [47–49].



Rysunek 2.11: Schemat prostego modelu pompowania optycznego (model Dehmelta) w warunkach rozprężenia struktury nadsubtelnej. Na przedstawionych poziomach energetycznych (w polu 1,5 T) zaznaczono kwadratem cztery podpoziomy od A_1 do A_4 odpowiadające linii pompującej f_{4^p} . Podczas pompowania następuje obsadzenie podpoziomów A_5 i A_6 .

Rozwiązaniem równania różniczkowego 2.8 jest

$$\frac{dM}{dt} = M_{stat} \exp(1/t_b), \quad (2.10)$$

gdzie M_{stat} jest polaryzacją jądrową stanu podstawowego w stanie stacjonarnym:

$$M_{stat} = \left(1 + \frac{\Gamma_1}{\sin^2 \theta_+ \cdot \Gamma_e}\right)^{-1}, \quad (2.11)$$

a t_b jest czasem potrzebnym na osiągnięcie przez układ polaryzacji stacjonarnej M_{stat} :

$$t_b = \frac{M_{stat}}{\Gamma_e \sin^2 \theta_+}. \quad (2.12)$$

Równanie 2.12 pozwala określić dynamikę pompowania. Dynamika ta w wysokim polu magnetycznym, w przeciwieństwie do niskiego pola ograniczona jest przez rozprężenie struktury nadsubtelnej. Wyrazem tego jest wartość kąta mieszania stanów: $\sin^2 \theta_+$ (rys. 2.6). Wraz ze wzrostem indukcji pola magnetycznego $\mathbf{B}$ spada wartości kąta mieszania $\sin^2 \theta_+$. To z kolei powoduje spadek szybkości osiągania przez układ wartości polaryzacji stacjonarnej.

Pierwszy teoretyczny model dla zderzeń z wymianą metastabilności (ang. *Metastability Exchange* - ME) podczas pompowania optycznego (z ang. *Optical Pumping* - OP) w niskim polu magnetycznym i niskim ciśnieniu został zaproponowany przez Pierre-Jeana Nachera i Michele Leduc w 1985 roku. Model ten uwzględniał oddziaływanie światła laserowego z atomami ^3He w stanie 2^3S oraz 2^3P , zderzenia z wymianą metastabilności (ME) pomiędzy stanem 2^3S oraz stanem podstawowym 1^1S_0 , a także fenomenologiczny opis efektów związanych z innymi typami zderzeń i relaksacją. Następnie, po pierwszym udanym pompowaniu optycznym z wymianą metastabilności w polu 0,1 T [23], powstała praca uwzględniająca efekty związane z rozprężeniem struktury nadsubtelnej w wysokim polu magnetycznym (do 4,75 T). Niezależnie od pola magnetycznego w modelu MEOP należy uwzględnić te same procesy fizyczne, jak oddziaływanie atomów ze światłem laserowym, ME czy procesy relaksacyjne. W konsekwencji tego otrzymamy ewolucję wszystkich (2+6+18) względnych populacji w stanach 1^1S_0 , 2^3S_1 oraz 2^3P . Rozwiązania numeryczne równań ewolucji populacji pozwalają przewidzieć ewolucję polaryzacji oraz innych parametrów procesu MEOP w wysokim polu magnetycz-

nym [27, 28]. Niestety prosty model stosowany w polu 0,1 T i zaimplementowany później dla 1,5 T nie uwzględniał efektów związanych z ciśnieniem uwidaczniającymi się mocno powyżej 70 mbar. Przeprowadzone przez naszą grupę eksperymenty dotyczą głównie ciśnienia przekraczającego 70 mbar, co należy uwzględnić w teoretycznym modelu MEOP. Poszerzenie ciśnieniowe i jego konsekwencje zostały opisane w rozdziale dotyczącym analizy danych 3.3.4. Podczas wielu dyskusji z twórcą modelu Pierre-Jeanem Nacherem, powstało kilka idei dotyczących uwzględnienia poprawek związanych z ciśnieniem w modelu MEOP. Jednak na kompletny model uwzględniający, zarówno efekty związane z ciśnieniem 70 mbar jak i wysokim polem magnetycznym, trzeba jeszcze poczekać.

Rozdział 3

Część doświadczalna

Jak to już zostało omówione w części teoretycznej (por. rozdział 2.4), oddziaływanie nadsubtelne odgrywa niezwykle istotną rolę w MEOP, odpowiadając zarówno za proces fizyczny związany z transferem polaryzacji z elektronu do jądra, jak również ma wpływ na depolaryzację atomów helu podczas różnych procesów zderzeniowych. Efektywna rola oddziaływania nadsubtelnego może być w pewnym stopniu kontrolowana przez przyłożone pole magnetyczne, co wynika z rozprężenia nadsubtelnego. Z tego powodu powinny istnieć wartości ciśnienia ^3He i pola magnetycznego, w których udział rywalizujących procesów - polaryzacji i relaksacji - będzie optymalny dla zwiększenia efektywności MEOP.

Po raz pierwszy ideę tę zaproponowano i potwierdzono eksperymentem w polu 0,1 T i ciśnieniu 30 mbar [23] oraz w 0,115 T i 32 mbar [24]. Dla optymalnej wartości mocy lasera i gęstości atomów w stanie metastabilnym, zależnych od mocy wyładowań rf, otrzymano polaryzację rzędu 10%. Podążając za tym osiągnięciem udało się również przeprowadzić MEOP w polu 1,5 T, uzyskując polaryzację równą 24% dla ciśnienia 67 mbar [27, 28]. Równocześnie zaprezentowana została alternatywna, bardzo czuła metoda optyczna pomiaru polaryzacji, mająca zastosowanie w dowolnym polu magnetycznym i ciśnieniu.

Motywowani powyższymi, obiecującymi rezultatami, we współpracy z paryską grupą z LKB ENS, przeprowadziliśmy szereg systematycznych eksperymentów w warunkach rozprężenia struktury nadsubtelnej.

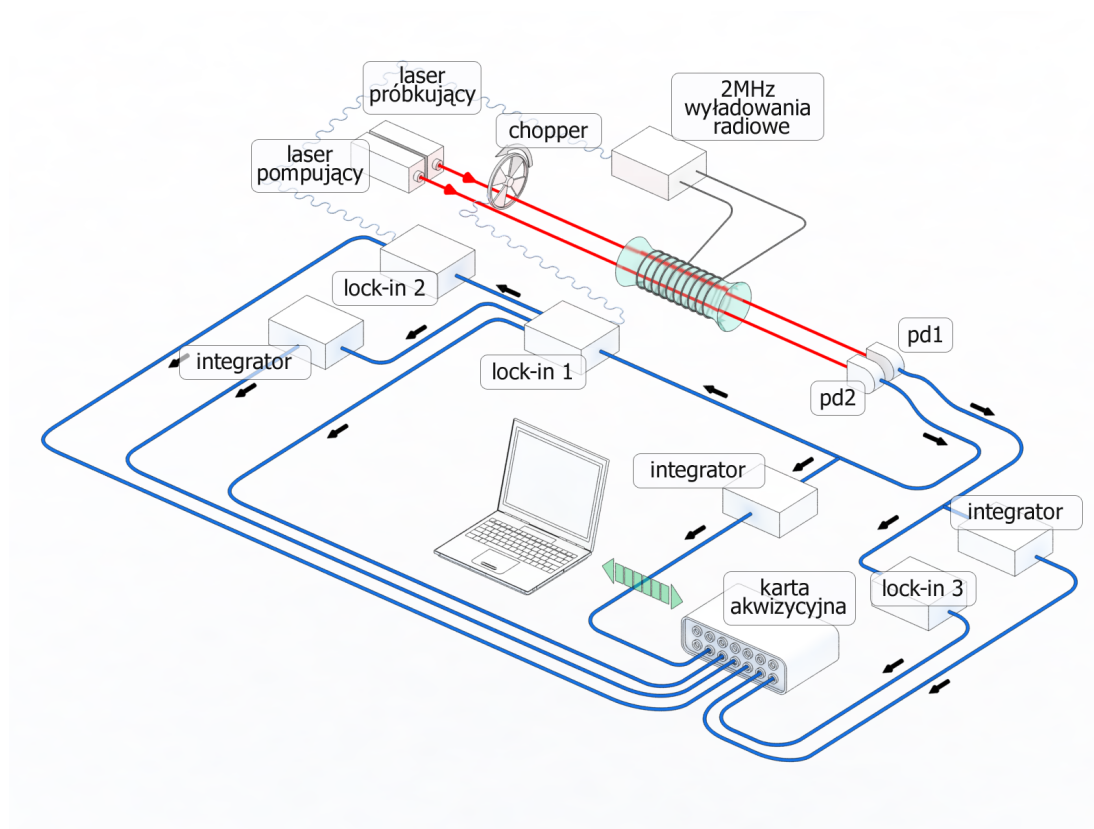
3.1 Metoda badawcza

Wszystkie eksperymenty ze spolaryzowanym ^3He wymagają precyzyjnych technik pomiaru osiąganych polaryzacji stanu podstawowego. W pierwszych tego typu eksperymentach polaryzacja była mierzona metodą NMR [3]. Jednak detekcja polaryzacji metodą NMR charakteryzuje się raczej niską czułością i ściśle zależy od właściwej kalibracji parametrów eksperymentalnych, ponieważ nie jest metodą absolutną. Dodatkowo, szum rf z wyładowań w plazmie helowej zakłóca sam pomiar uzyskanej polaryzacji. Ponadto, detekcja NMR niszczy praktycznie całkowicie monitorowaną polaryzację. Należy więc wypracować kompromis pomiędzy czułością, a właściwym wyborem kąta impulsu rf.

Polaryzacja ^3He może być również mierzona przy użyciu technik optycznych. Jedną z tych metod polega na monitorowaniu stopnia polaryzacji światła czerwonego o długości fali 668 nm, które emitowane jest przez komórkę podczas wyładowań [50]. Kiedy w komórce z helem występują wyładowania, atomy mogą być wzbudzone do różnych stanów energetycznych z niezmiennym spinem jądrowym już spolaryzowanego stanu podstawowego. Moment pędu jądra i spin elektronu w tych stanach są ze sobą sprzężone przez oddziaływanie nadsubtelne. Dzięki temu sprzężeniu światło emitowane w wyniku spontanicznej emisji ma częściowo polaryzację kołową, która jest proporcjonalna do polaryzacji jądrowej. Metoda ta jest użyteczna tylko w niskim polu magnetycznym ($\sim 1\text{mT}$) i niskim ciśnieniu ($\sim 1\text{mbar}$). Wyższe pole magnetyczne redukuje wpływ sprzężenia struktury nadsubtelnej, prowadząc do spadku polaryzacji kołowej światła widzialnego, podczas gdy wyższe ciśnienie ^3He wpływa na zwiększenie czynnika odpowiedzialnego za depolaryzujące zderzenia.

W związku z powyższym, dla eksperymentów przeprowadzonych w wysokim polu magnetycznym została zaproponowana alternatywna i bardzo czuła metoda, bazująca na pomiarze absorpcyjny lasera próbkującego dla przejścia $2^3S_1 - 2^3P$. Próbkowane jest relatywne obsadzenie dwóch podpoziomów nadsubtelnych, należących do stanu metastabilnego 2^3S , które nie są akurat pompowane. Podstawy tej techniki bazują na założeniu, że w obecności zderzeń z wymianą metastabilności wspólna temperatura spinowa ^3He w stanie podstawowym 1^1S i w stanie metastabilnym 2^3S jest ustalona w krótszej skali czasu w porównaniu z czasem

pomiaru procesu. Metoda ta charakteryzuje się dużą precyzją i odpornością na większość eksperymentalnych artefaktów wpływających na akwizycję i przetwarzanie danych. Jest niezależna od pola magnetycznego, dzięki czemu mogliśmy używać jej w szerokim zakresie pól magnetycznych (0,4 - 4,7 T), jak również w ciśnieniu przekraczającym 70 mbar. Na rys. 3.1 przedstawiono idee wszystkich przeprowadzonych eksperymentów optycznej polaryzacji ^3He . Do pompowania



Rysunek 3.1: Uproszczona idea eksperymentu optycznej polaryzacji metodą MEOP ^3He w warunkach niestandardowych (opis w tekście).

^3He użyte zostały dwa typy laserów pompujących, opisane dokładniej w następnej sekcji (por. rozdział 3.2.2). Niezależnie od rodzaju pompy, absorpcja wiązki pompującej monitorowana była na fotodiodzie (oznaczonej na rysunku **pd1**). Sygnał wychodzący z **pd1** trafiał do karty akwizycyjnej (*National Instrument 435*), przechodząc albo przez urządzenie całkujące **integrator**, albo przez analogowy wzmacniacz fazoczuły **lockin 3** - (*Unipan 232B*).

Pozostałe elementy przedstawione na rys. 3.1 dotyczą optycznego polarymetru badającego polaryzację ^3He . W przeważającej większości eksperymentów zastosowano dwa rodzaje modulacji wiązki próbkującej. Mechaniczny przerywacz¹ umieszczony przed wejściem do komórki z ^3He , ale z dala od magnesu, modulował natężenie wiązki próbkującej z częstością około 1 kHz. Ta częstość była następnie użyta jako referencja dla cyfrowego wzmacniacza fazoczułego **lock-in nr 1** (*Stanford Research Systems SR830*). Aby zmierzyć tylko składową absorpcyjną sygnału z fotodiody **pd2**, wyładowania o częstości radiowej modulowane były z częstością 80 Hz (z 15-procentową modulacją). Ta częstość podana była jako referencja do drugiego identycznego cyfrowego wzmacniacza fazoczułego - **lock-in 2**. Na kartę akwizycyjną trafiał sygnał wychodzący z **lock-in 2**, sygnał z **lock-in 1** oraz sygnał rejestrowany bezpośrednio z **pd2**. Dwa ostatnie sygnały przechodziły dodatkowo przez integratory, których celem było wzmacnianie i filtrowanie sygnału. Do analizy danych używano sygnału, który był ilorazem sygnału otrzymanego po **lock-in 2** do sygnału po **lock-in 1**. Metodę podwójnej detekcji zastosowano dla zwiększenia czułości sygnału i redukcji wpływu podświetlenia pochodzącego od pompy.

3.1.1 Podstawy pomiaru polaryzacji jądrowej

Zderzenia z wymianą metastabilności, które zachodzą pomiędzy zorientowanymi atomami w stanie metastabilnym 2^3S_1 , a atomami w stanie podstawowym 1^1S , zachowują całkowity moment pędu między zderzającymi się atomami, ale redystrybuują populację pomiędzy poziomami nadsubtelne. Populacja n_m podpoziomu magnetycznego n_{m_F} stanu 2^3S_1 jest niezależna od pola magnetycznego [51] i można ją wyrazić, jako:

$$n_{m_F} \propto e^{\beta m_F}, \quad (3.1)$$

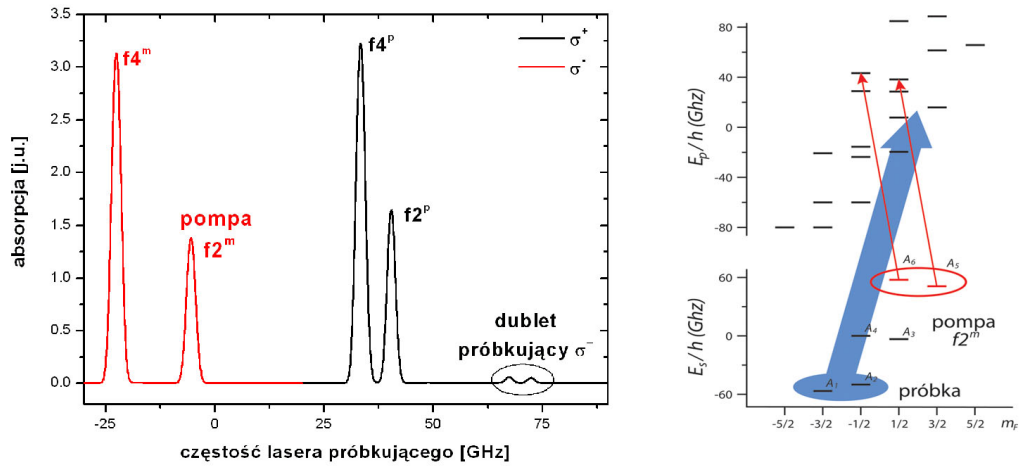
gdzie m_F jest magnetyczną liczbą kwantową całkowitego momentu pędu, a $1/\beta$ reprezentuje temperaturę spinową. Jeśli wspólna temperatura spinowa pomiędzy stanem podstawowym 1^1S atomów ^3He , a stanem metastabilnym 2^3S jest usta-

¹Na rysunkach dla wygody mechaniczny przerywacz oznaczono jako chopper

lona, polaryzacja jądrowa stanu podstawowego $M = (n_+ - n_-)/(n_+ + n_-)$ może być wyznaczona z następującego równania:

$$e^\beta = \frac{1 + M}{1 - M}. \quad (3.2)$$

β może być bezpośrednio wyznaczona z pomiaru względnego obsadzenia dwóch magnetycznych podpoziomów stanu 2^3S , dla których $\Delta m_F = 1$.



Rysunek 3.2: Fragment wygenerowanego widma absorpcyjnego dla światła σ^+ i σ^- w polu 2 T wraz z zaznaczonymi przejściami używanymi do pompowania i próbkowania. Po prawej stronie pokazano poziomy energetyczne stanu 2^3S_1 i 2^2P z zaznaczonymi poziomami odpowiadającymi linii pompującej: $f2^m$ oraz dubletowi próbkującemu σ^+ (por. rozdział 2.4).

Układ doświadczalny używany we wszystkich zaprezentowanych w pracy eksperymentach składa się z dwóch wiązek: słabej wiązki próbkującej oraz wiązki pompującej. Wiązka próbkująca dostrojona jest do przejścia $2^3S - 2^3P$ i selektywnie monitoruje populację dwóch podpoziomów 2^3S , które nie są używane w pompowaniu optycznym. Polaryzacja jądrowa stanu podstawowego może być wyznaczona ze stosunku sygnału absorpcyjnego dla tych podpoziomów, kiedy gaz

jest spolaryzowany i kiedy $M = 0$:

$$\frac{S/S'}{S_0/S'_0} = \frac{1+M}{1-M}. \quad (3.3)$$

S_0 , S'_0 oraz S , S' są sygnałami absorpcyjnymi, mierzonym, odpowiednio, kiedy gaz jest niespolaryzowany oraz podczas procesu pompowania. W równaniu 3.3 zawarty jest tylko stosunek intensywności linii spektralnych, dlatego wszystkie parametry eksperymentalne, które mogą mieć wpływ na absolutną intensywność, zostają zredukowane. Również długookresowe zmiany parametrów nie mają wpływu na uzyskiwaną magnetyzację, a pomiar jest bardzo dokładny.

Dla wszystkich wartości pola magnetycznego, w których przeprowadziliśmy doświadczenia, przejścia związane zarówno z pompowaniem optycznym, jak i próbkowaniem, wyznaczono przez komputerowe wygenerowanie widma światła spolaryzowanego kołowo: σ^+ i σ^- dla przejścia $2^3S - 2^3P$ w ^3He . Widmo absorpcyjne dla przykładowego pola magnetycznego o indukcji 2 T zostało zaprezentowane na rys. 3.2. Z powodu poszerzenia Dopplerowskiego (FWHM szerokości Dopplerowskiej dla ^3He w temperaturze pokojowej wynosi 1,98 GHz), linie przejścia są tylko częściowo rozszczepione w widmie $2^3S - 2^3P$. Ponadto poszerzenie ciśnieniowe nie może być zaniedbane w wysokim ciśnieniu (n.p. dla 67 mbar wynosi około 1 GHz.) Dla przykładu w polu 2 T dla każdej polaryzacji światła (σ^+ , σ^- , odpowiednio opatrzone napisem p i m), dwie najbardziej intensywne linie $f2$ i $f4$ w rzeczywistości odpowiadają grupie, odpowiednio, dwóch i czterech nierozszczepionych przejść.

W przeprowadzonych badaniach do pompowania optycznego ^3He użyto najbardziej intensywnych linii w zakresie 0,45 - 4,7 T. Przykładowy schemat dla linii pompującej $f2^-$ przedstawiono na rysunku 3.2 Światło z lasera pompującego o polaryzacji σ^- w rzeczywistości pompuje równocześnie dwa podpoziomy metastabilne zdefiniowane A_5 i A_6 . Żeby zminimalizować wpływ silnych zmian populacji w podpoziomie 2^3S , wywołanych przez laser pompujący wybrano do próbkowania dwa dobrze rozseparowane podpoziomy A_1 i A_2 które są adresowane przez laser próbkujący o polaryzacji σ^+ . Odpowiednie przejścia próbkujące pojawiają się na widmie jako słaby, ale za to dobrze rozszczepiony dublet, bardzo dobrze nadający się do pomiaru polaryzacji jądrowej.

3.2 Układ eksperymentalny

Głównym celem przeprowadzonych przez naszą grupę systematycznych badań porównawczych, w warunkach rozprężenia struktury nadsubtelnej było zbadanie MEOP dla wszystkich parametrów występujących w modelu zaprezentowanym przez Pierre-Jeana Nachera.

Po pierwsze zbadana została wydajność pompowania optycznego w funkcji wartości pola magnetycznego (por. podrozdział 4.1).

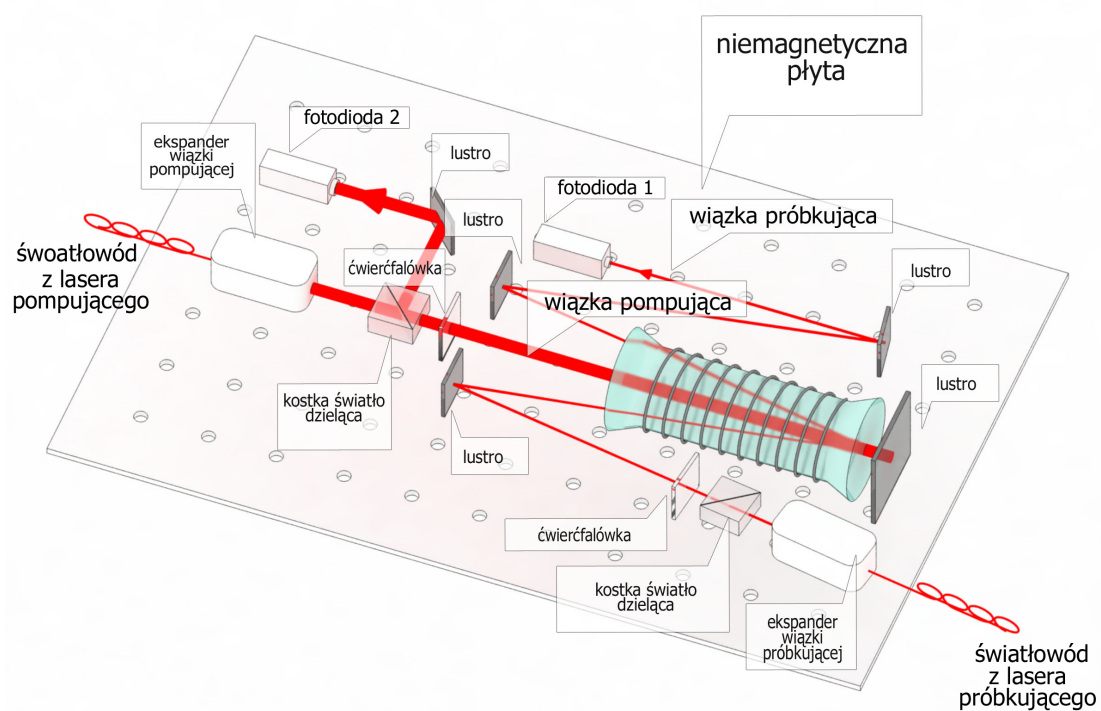
Przebadano również, parametry związane z intensywnością i rozkładem przestrzennym plazmy helowej. Przeprowadzając analizę wydajności MEOP w funkcji ciśnienia ^3He oraz kształtu komórki w której znajduje się hel (por. podrozdziały 4.2, 4.3).

Ważnym punktem projektu był wybór źródła światła o długości fali 1083 nm do pompowania optycznego. Szerokość spektralna lasera wpływa na efektywność MEOP. Przeanalizowano wpływ kształtu 4.4 i mocy 4.5 wiązki pompującej. Na podstawie parametrów wybranych w eksperymentach wyznaczono następnie wielkości charakteryzujące wydajność procesu MEOP takiej jak: polaryzacja stacjonarna M_{stat} , czas budowania polaryzacji t_b , czas relaksacji T_1 oraz szybkość produkcji R i polaryzacja całkowita M_{tot} (por. sekcje 3.3.4 oraz podrozdział 4.1)

Na rys. 3.3 przedstawiono schematyczny, uproszczony model układu doświadczalnego do optycznej polaryzacji ^3He , który użyty był, we wszystkich eksperymentach. Układ ten, można zasadniczo podzielić na dwie oddzielne części: system do pompowania optycznego ^3He i optyczny polarymetr, które zostaną szczegółowo opisane w kolejnych sekcjach.

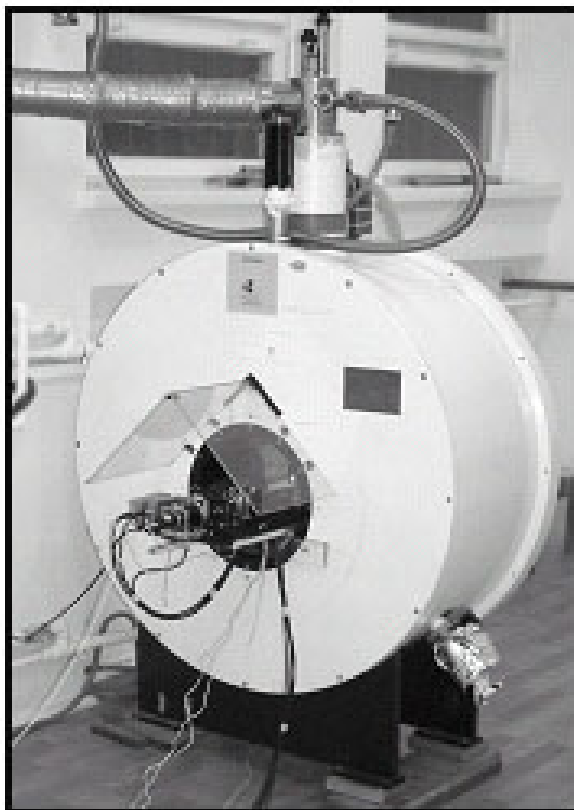
3.2.1 Źródło pola magnetycznego

Większość pomiarów przeprowadzona była we wnętrzu magnesu nadprzewodzącego firmy Magnex Scientific E5010 (rys. 3.4). Poprzez zmianę prądu płynącego w uzwojeniu nadprzewodzącym możliwa jest zmiana indukcji pola magnetycznego do maksymalnej wartości 2 T. W celu jednoznacznego określenia optymalnej wartości pola magnetycznego, należało przeprowadzić badania w różnych polach, możliwie odpowiadających polom skanerów medycznych, tak aby w przyszłości mogły one zostać wykorzystane do polaryzacji ^3He *in situ* w szpitalu.



Rysunek 3.3: Schemat części optycznej układu doświadczalnego. Niemagnetyczna płyta optyczna umieszczona w środku magnesu nadprzewodzącego. Komórka zawierająca ^3He znajduje się w centrum magnesu, gdzie jest największa jednorodność pola magnetycznego. Elementy optyczne umieszczone na płycie formują wiązkę pompującą i sondę.

W wyniku kolejnych energetyzacji otrzymaliśmy wartości indukcji pola magnetycznego przedstawione w tabeli 3.1, z którymi związane są odpowiednie prądy płynące w cewce nadprzewodzącej.



Rysunek 3.4: Magnes nadprzewodzący 2 T *Magnet Scientific E5010*.

Jednym z parametrów zwiększającym proces relaksacji jest niejednorodność pola magnetycznego, dlatego bardzo ważne jest, aby obszar roboczy, w którym znajdują się komórka OP, leżał w polu o wystarczająco dobrej jednorodności. Przykładowo, dla pola magnetycznego 2 T w przedziale zajmowanym przez komórkę, (od -6 cm do 6 cm od środka osi magnesu oraz około 1 cm wokół osi głównej), niejednorodność wynosiła do 2000 ppm. Pomimo obiektywnie dużej niejednorodności pola jest ona ciągle wystarczająca dla przeprowadzania procesów pompowania optycznego bez wpływu na osiągi polaryzacji i czasu relaksacji T_1 .

Indukcja Pola Magnetycznego (T)	Natężenie Prądu (A)
0,46	25,15
0,9	50,31
1,5	83,85
2	111

Tabela 3.1: Natężenie prądu odpowiadające danej indukcji pola magnetycznego w magneście nadprzewodzącym 2 T.

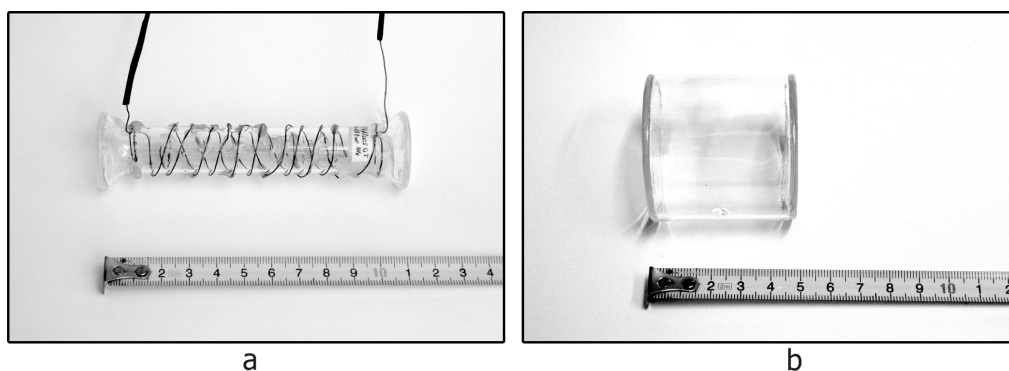
W czasie przerwy spowodowanej awarią naszego magnesu udało się nam uzyskać kilkutygodniowy dostęp do magnesu nadprzewodzącego 4,7 T, który znajduje się w Instytucie Fizyki Jądrowej Polskiej Akademii Nauk. W porównaniu z poprzednimi eksperymentami zakres pola magnetycznego zwiększono 2,5-krotnie, co pozwoliło na zbadanie charakteru pompowania optycznego w naprawdę szerokim zakresie warunków niestandardowych. Co więcej, otrzymane wyniki pokazują możliwość polaryzacji ^3He w tak dużych polach magnetycznych, że pozwala to myśleć o rozszerzeniu stosowanej metody na wysokopolowe skanery medyczne. Magnes 4,7 T rutynowo używany jest do obrazowania małych zwierząt, w związku z tym jednorodność w obszarze komórki OP jest poniżej 2 ppm.

3.2.2 Układ do pompowania optycznego ^3He

- **Komórki wypełnione ^3He**

Podczas naszych eksperymentów używaliśmy ośmiu zamkniętych, pyreksowych komórek, wypełnionych czystym ^3He . Dwie z nich mają cylindryczny kształt (5 cm długości, 5 cm średnicy por. rys. 3.5 b) i zawierają ^3He pod ciśnieniem 32 mbar oraz 67 mbar. Kolejne sześć, to tak zwane komórki kości (rys. 3.5 a) o długości 11 cm i średnicy 1,4 cm (okienka komórki mają średnicę 2,5 cm). Zamknięto w nich ^3He pod ciśnieniem: 1,33 mbar, 32 mbar, 67 mbar, 96 mbar, 128 mbar i 267 mbar. Motywacją dla wyboru komórek kości był fakt, iż dłuższa komórka zwiększa absorpcję światła i jednocześnie, w wysokim polu magnetycznym, jej mniejsza średnica zapewnia bardziej jednorodną plazmę w wyższych ciśnieniach. Duża gęstość atomów metastabilnych 2^3S produkowana jest przez słabe wylądowania o częstości

radiowej, które wytwarzane są dzięki zewnętrznym elektrodom nawiniętym na komórkę z ^3He . Elektrody doprowadzone są do 50 W wzmacniacza rf przez układ dopasowujący, który ma za zadanie dostrojenie nawiniętych elektrod do rezonansu, aby umożliwić wytworzenie plazmy helowej w komórce. Częstota rezonansowa, jaką uzyskiwaliśmy podczas kolejnych pomiarów, wynosiła w granicach 1,6-3,3 MHz, w zależności od ciśnienia ^3He oraz od konfiguracji elektrod na badanej komórce. Eksperymentalne wyznaczenie mocy dostarczanej komórce, sprawa wiele trudności, ale zmierzone napięcie na elektrodach nawiniętych na komórkę jest rzędu 200-300 V.



Rysunek 3.5: Zamknięte komórki wypełnione ^3He : a) komórka w kształcie kości, b) komórka cylindryczna 5x5 cm.

Intensywność plazmy helowej to jeden z parametrów, który podobnie jak moc wiązki pompującej, czy jej kształt, ustalamy na początku eksperymentu i stanowi on ważną wielkość charakteryzującą proces MEOP. Do charakterystyki plazmy używane są dwa parametry: gęstość poziomów metastabilnych n_m wyrażona w at/cm^3 oraz czas relaksacji polaryzacji T_1 w obecności wyładowań. Mniejszej wartości n_m odpowiada dłuższy czas T_1 (por. rozdział 4.2)

W warunkach standardowych rozkład plazmy dostarczającej atomy metastabilne 2^3S_1 jest jednorodny w całej objętości komórki ^3He . Sytuacja się jednak komplikuje, kiedy pompowanie przeprowadzane jest w wysokim polu magnetycznym i w wysokim ciśnieniu. Wtedy to rozkład plazmy nie jest

jednorodny, a plazma usytuowana jest bliżej ścianek komórki. Taki rozkład przestrzenny plazmy wymaga specjalnego kształtu wiązki pompującej, tak aby trafiała ona w jak największą liczbę atomów metastabilnych 2^3S_1 .

- **Rodzaj i kształt wiązki pompującej, wybór źródła światła o długości fali 1083 nm**

Jednym z najważniejszych parametrów w procesie pompowania optycznego są własności wiązki lasera pompującego. Obecnie dostępne są różne źródła światła laserowego o profilu gaussowskim, używanego do bezpośredniego pompowania ^3He . Są to zarówno lasery światłowodowe [52], półprzewodnikowe i diody laserowe¹ (oparte na technologii DBR) [53], jak i lasery pompowane diodami przy użyciu $\text{Nd:LaMgAl}_{11}\text{O}_{19}$ (znane jako LNA lub Nd:LMA) [21]. Testy porównawcze laserów światłowodowych domieszkowanych jonami iterbu (Yb) oraz laserów klasy LNA przedstawione w pracy Tomasa R. Gentilea z 2003 roku [54], pokazały jednak, że przy tych samych parametrach lasery światłowodowe są bardziej wydajne w procesie pompowania optycznego ^3He . Ponadto szybki postęp w technologii światłowodowej pozwolił na rozwój tych funkcjonalnych i poręcznych laserów, a tym samym na swoistą hegemonię tych laserów na rynku związanym z pompowaniem ^3He .

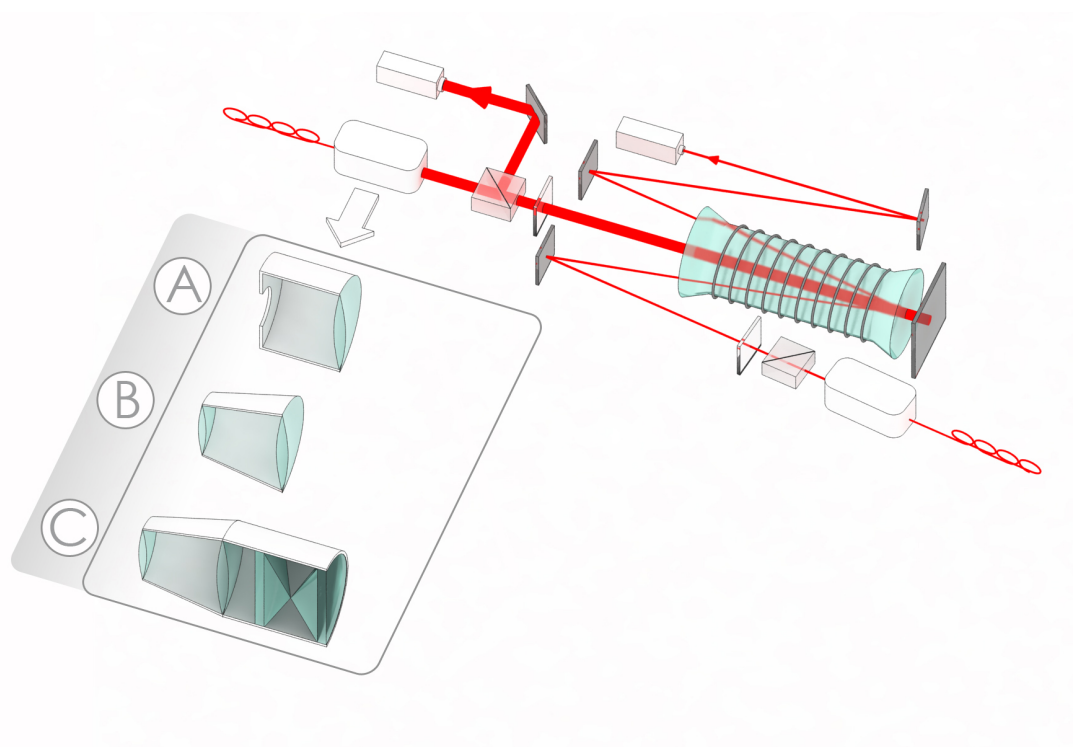
Dla zbadania wydajności procesu MEOP w funkcji wiązek pompujących przeprowadziliśmy badania z użyciem czterech różnych wiązek: wąskiej, szerokiej, pierścieniowatej oraz referencyjnej do wiązki pierścieniowej pochodzącej z tego samego lasera pompującego.

Przedstawione w pracy eksperymenty przeprowadzone zostały przy użyciu dwóch komercyjnie dostępnych laserów światłowodowych. Konstrukcja tego typu laserów bazuje na konfiguracji MOPFA (*Master Oscillator Power Fibre Amplifier*). Obydwa lasery posiadają taki sam typ wzmacniacza domieszkowanego jonami iterbu, ale mają różne oscylatory.

Pierwszy z laserów, który został użyty w większości eksperymentów nazy-

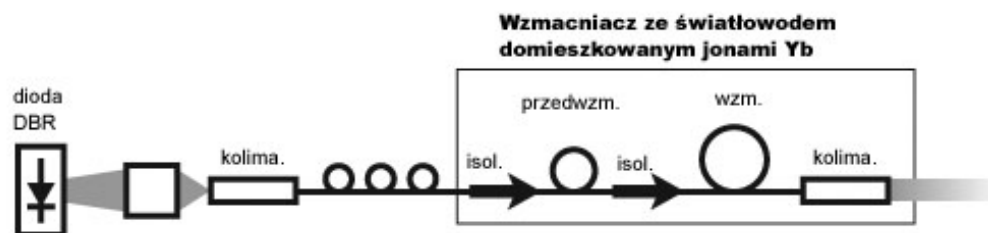
¹W odróżnieniu od standardowych laserów półprzewodnikowych w diodzie laserowej typu DBR zwierciadła na końcach rezonatora zastąpiono siatkami dyfrakcyjnymi wykorzystującymi odbicie Bragga.

waliśmy dla własnych potrzeb *diodę*, ponieważ, jako oscylatora używa diody laserowej DBR. Drugi laser, oznaczony przez nas jako *laser Keopsys*, wykorzystuje jako oscylator laser ze światłowodem domieszkowanym jonami iterbu. Układ eksperymentalny ze schematycznie oznaczonym miejscem wymiany ekspandera wiązki dla tych dwóch źródeł światła przedstawia rys. 3.6.



Rysunek 3.6: Schemat płyty optycznej umieszczonej w polu magnetycznym 2 T z zaznaczonym miejscem wymiany elementów optycznych wiązek: **a)** kolimator; **b)** teleskop typu Keplara; **c)** teleskop bazujący na aksikonach.

wym światłowodem produkuje wiązkę o mocy 50 mW. Następnie wiązka ta trafia do wzmacniacza ze światłowodem domieszkowanym jonami iterbu - YDFA (wyprodukowanego przez firmę IPG z Burbach w Niemczech), gdzie następuje dwustopniowy proces wzmacniania (rys. 3.7). Maksymalna moc wyjściowa wiązki po przejściu przez wzmacniacz wynosiła 0,5 W. Szerokość spektralną diody DBR i wzmacniacza szacujemy na 1 GHz.



Rysunek 3.7: Wzmacniacz YDFA, wejściowy izolator - (isol) używany do powstrzymania sprzężenia zwrotnego do diody ze wzmacniacza. Sygnał wzmacniany w przedwzmacniaczu jest kierowany do wzmacniacza wysokiej mocy. Obydwa ośrodki wzmacniacza pompowane są diodami pracującymi na długości fali 970 nm.

Dalej wiązka prowadzona była przy pomocy 5 m światłowodu do wnętrza magnesu gdzie trafia do kolimatora w niemagnetycznej obudowie. W zależności od zastosowanej w kolimatorze soczewki, laser opuszczała szeroka lub wąska wiązka światła pompującego, o profilu gaussowskim. Dla soczewki z ogniskową równą 30 mm otrzymywano na wyjściu równoległą wiązkę gaussowską o szerokości połówkowej (FWHM¹) 3,2 mm odpowiednio dla soczewki z $f=100$ mm otrzymano wiązkę o FWHM wynoszącym 10,2 mm (rys. 3.8 a)). Tak utworzona wiązka przechodziła kolejno przez układ kostki światłodziеляjącej i ćwierćfalówki aby dostarczyć do komórki światło kołowo spolaryzowane. Dla zwiększenia absorpcji wiązka przechodziła przez komórkę raz, a następnie po odbiciu od lustra umieszczonego tuż za komórką, przechodziła przez komórkę ponownie. Absorpcja wiązki pompującej monitorowana była na fotodiodzie umieszczonej na płycie, a sygnał z fotodiody trafiał do układu akwizycyjnego. W drugim etapie eksperymentu, użyty został nowy 10-watowy laser światłowodowy (*Keopsys KPS-BT2-YFL* 1083 nm), który przeznaczony był na początku do pracy w polaryzatorze niskopowolnym. W przypadku tego lasera nie tylko wzmacniacz, ale również oscylator jest laserem światłowodowym, w którym ośrodkiem wzmacniającym jest domieszkowany jonami iterbu światłowód pompowany optycznie diodą (szczegółowy opis tego typu laserów produkowanych

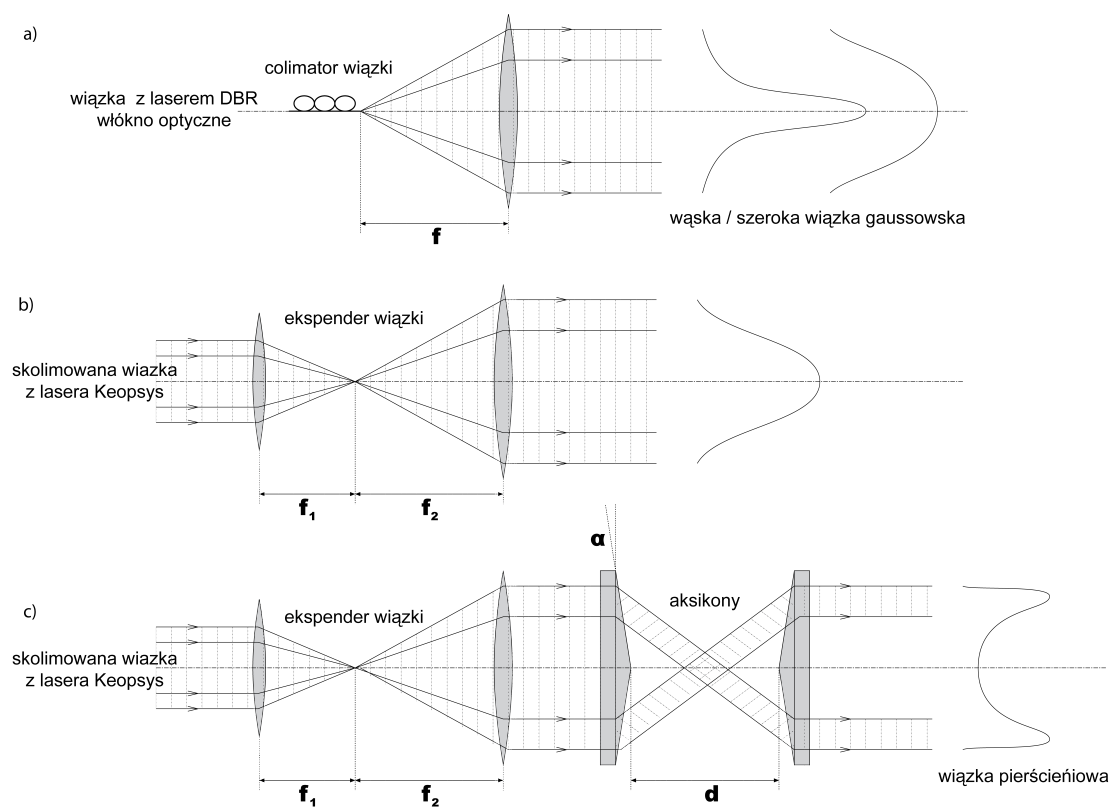
¹FWHM (ang. *Full Width at Half Maximum* oznacza pełną szerokość linii w połowie wysokości zwana też szerokością połówkową.)

przez firmę Keopsys znajdują się w pracy doktorskiej K. Suchanek [56]). Szerokość spektralna lasera Keopsys jest większa od szerokości diody i wynosi 2,1 GHz. Po wyjściu ze wzmacniacza wiązka trafiała do kolimatora, a następnie albo do teleskopu typu Keplera, składającego się z dwóch soczewek na wejściu i wyjściu teleskopu, albo do tego samego teleskopu i pary aksikonów. W pierwszym przypadku dzięki zastosowaniu teleskopu z siedmiokrotnym powiększeniem Ekspla 7x otrzymywaliśmy gaussowską wiązkę o FWHM równym 4,9 mm (rys. 3.8 **b**)). W drugim przypadku para aksikonów, umieszczona za teleskopem, przekształcała wiązkę gaussowską w wiązkę o profilu pierścieniowy. Odległość pomiędzy czubkami aksikonów wynosiła 205 mm, co pozwoliło otrzymać na wyjściu pierścień o zewnętrznej średnicy 36 mm. Dla dostosowania rozmiaru wychodzącego pierścienia do wewnętrznej średnicy komórki zastosowany został drugi teleskop Keplera z powiększeniem $2,5^{-1}$ (nie pokazano), dzięki czemu otrzymany pierścień miał średnicę zewnętrzną równą 14,8 mm a wewnętrzną odpowiednio 10 mm FWHM=1+1 mm (rys. 3.8 **c**)). Zestawienie opisanych powyżej układów pompujących pokazano na rys. 3.8, specyfikacja użytych elementów optycznych podana jest w tabeli 3.2.

Laser	Użyty ekspander	Parametry układu optycznego	FWHM [mm]	Rozkład natężenia
dioda DBR	kolimator	$f = 30 \text{ mm}$	3,2	Gaussowski
ze wzmacniaczem				
dioda DBR	kolimator	$f = 100 \text{ mm}$	10,2	Gaussowski
ze wzmacniaczem				
Keopsys	typ ekspandera -Kepler	$f_2/f_1 = 7$	4,9	Gaussowski
Keopsys	aksikon-ekspander	$f_2/f_1=7; 2,5^{-1}$ $d=205 \text{ mm } \alpha = 10^\circ$	1+1	pierścieniowy

Tabela 3.2: Schematyczne ustawienie układu do produkcji wiązki pompującej **a)** wytworzenie wiązki gaussowskiej przy użyciu kolimatora, f ogniskowa wynosząca odpowiednio 30 mm lub 100 mm; **b)** wytworzenie rozszerzonej wiązki gaussowskiej przy użyciu teleskopu Keplera, f_1 oraz f_2 ogniskowe $f_2/f_1 = 7$; **c)** wytworzenie pierścieniowej wiązki przy użyciu pary aksikonów, f_1 oraz f_2 ogniskowe $f_2/f_1 = 7, \alpha$ -kąt łamiący aksikonu d to odległość między czubkami aksikonów.

3. CZĘŚĆ DOŚWIADCZALNA



Rysunek 3.8: Profil absorpcyjny wąskiej i szerokiej wiązki gaussowskiej. Biały obszar odpowiada części wiązki za przesłoną wchodzącą do komórki z ^3He .

3.2.2.1 Wiązka gaussowska stosowana do pompowania ^3He .

Światło laserowe o profilu gaussowskim jest rutynowo używana w procesie pompowania optycznego. Dla zbadania wpływu szerokości wiązki na efektywność procesu MEOP, posłużono się wiązkami o różnej szerokości połówkowej. Pierwsza wiązka pompująca z FWHM=3,2 mm (wiązka wąska) używana na początku projektu do pompowania komórek z ^3He pod ciśnieniem 32 mbar i 67 mbar, przestała być wydajna kiedy, zaczęto operować ciśnieniem ^3He przekraczającym 70 mbar. W drugim układzie optycznym, przy pomocy którego możliwe było przeprowadzenie procesu pompowania ^3He nie tylko w komórkach pod ciśnieniem 32, 67 i 96 mbar, ale również 128 mbar i wyższym, wykorzystano szeroką wiązkę pompującą o profilu gaussowskim z FWHM=10,2.

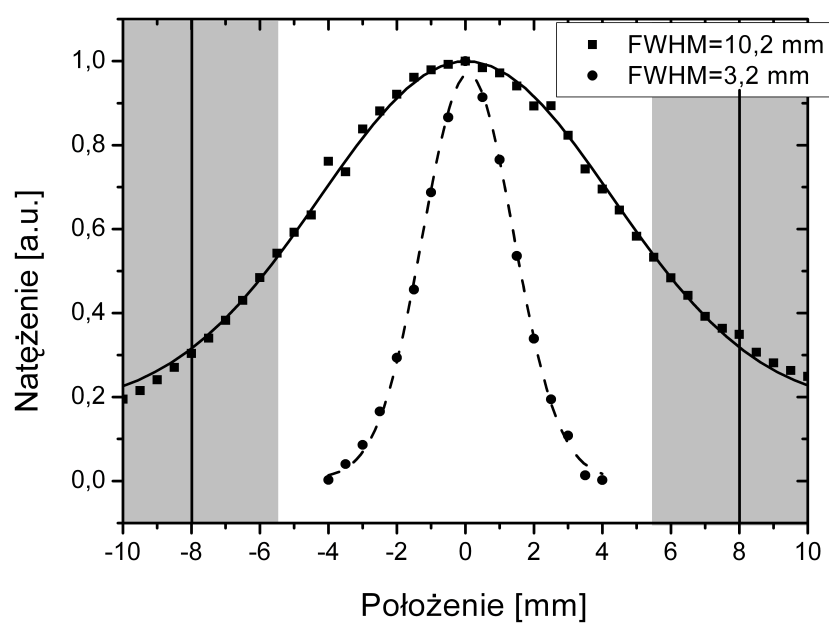
Profile absorpcyjne obu wiązek przedstawione są na rys. 3.9. Pomiar profili absorpcyjnych wszystkich wiązek użytych do pompowania, został wykonany przy pomocy układu opisanego w podrozdziale 4.2, z tą różnicą, że wykonano go poza magnesem. Trzecia wiązka o profilu gaussowskim, pochodziła z lasera Keopsys, który docelowo przeznaczony był do zastosowania z aksikonami. Laser ten, generował referencyjną wiązkę gaussowską z FWHM=4,9 mm, której profil absorpcyjny przedstawia rys. 3.12, ponadto możliwość zastosowania dużych mocy ($> 0,5$ W) zwiększały wydajność MEOP w stosunku do diody laserowej.

3.2.2.2 Wiązka pierścieniowa stosowana do pompowania ^3He .

Termin *axicon*¹ zaproponował po raz pierwszy w 1954 roku J.H. McLeod [57] definiując symetrycznie sferyczne elementy optyczne. Charakterystyczną cechą aksikonów jest to że, obrazem punktu znajdującego się na osi obrotu aksikonu nie jest jeden, ale wiele punktów wzdłuż tej osi. Dlatego aksikon nie ma zdefiniowanej ogniskowej. Orginalna nazwa *axicon* oznacza po prostu *axis image* (obrazowanie osiowe).

Aksikony mają wiele praktycznych zastosowań. Używane są między innymi jako: elementy optyczne, przy pomocy których możliwa jest długozasięgowa pro-

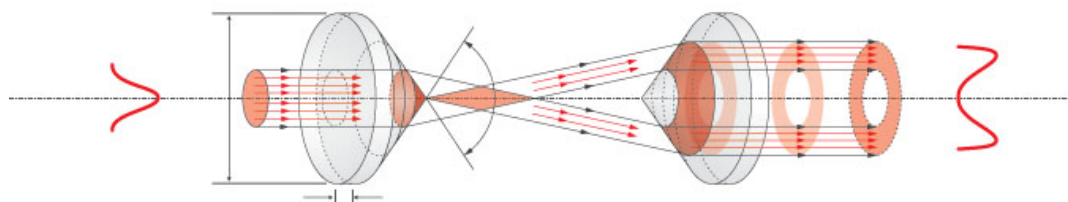
¹Nazwa używana w piśmiennictwie międzynarodowym. W niniejszej pracy stosuję spolszczoną nazwę *aksikon*.



Rysunek 3.9: Profil absorpcyjny wąskiej i szerokiej wiązki gaussowskiej. Biały obszar odpowiada części wiązki za przesłoną wchodzącą do komórki z ^3He .

pagacja wiązki [57], do pierścieniowego ogniskowania w laserowej obróbce skrawaniem [61], do wytwarzania intensywnej wiązki nie podlegającej dyfrakcji [59] oraz w interferometrii typu *shearing* [60]. Obecnie najbardziej popularną formą aksikonów są pryzmaty stożkowe, stosowane w szczególności do formowania wiązki w kształcie pierścienia, przy pułapkowaniu i prowadzeniu atomów. Zastosowanie przez naszą grupę badawczą wydrążonej, pierścieniowej wiązki w procesie polaryzacji ^3He miało na celu przeprowadzenie wydajnego pompowania ^3He w wyższych ciśnieniach. Kierując wiązkę pompującą dokładnie do atomów w stanie metastabilnym znajdujących się blisko ścianek komórki (rys. 3.11)(por. podrozdział 4.2).

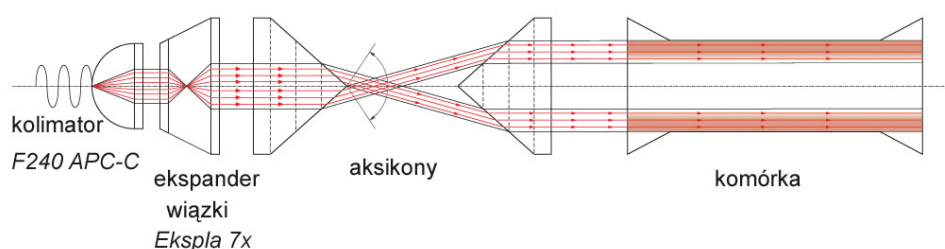
W zastosowanym przez nas systemie do polaryzacji ^3He posłużyliśmy się konfiguracją dwóch takich samych aksikonów zwróconych do siebie wierzchołkami (rys. 3.10). Układ taki ułatwia długozasięgową propagację pierścieniowej wiązki bez zmiany jej rozmiarów w obszarze roboczym systemu, jakim jest komórka wypełniona ^3He . Ponadto zmieniając odległość między aksikonami możemy kontrolować rozkład natężenia i rozmiar wyjściowej wiązki. Zastosowane aksikony ; każdy o średnicy 50,8 mm i kącie łamiącym 170° ; wykonano ze szkła BK7 o współczynniku załamania $n=1,57$ pokrytym warstwą antyrefleksyjną na długość fali 1087 nm.



Rysunek 3.10: Układ dwóch takich samych aksikonów zastosowany do pompowania ^3He ; wchodząca wiązka o profilu gaussowskim, kąt łamiący stożka: 170° , średnica: 50,8, odległość między aksikonami: 205 mm.

Para takich samych sferycznych soczewek, umieszczonych w odległości dwóch ogniskowych, daje obraz o jednostkowym powiększeniu, pod warunkiem, że obserwujemy go w odległości czterech ogniskowych od przedmiotu. Natomiast w przypadku dwóch takich samych aksikonów obraz ma taki sam rozmiar jak przedmiot, ale w przeciwieństwie do układu soczewek może być obserwowany w długim za-

kresie rozchodzenia się wiązki. Dzieje się tak dlatego, że dwa aksikony powodują takie samo odchylenie padających promieni. Jeśli rozważymy drogę promienia przecinającego oś łączącą dwa aksikony, zobaczymy że odchylenia się wzajemnie kompensują (rys. 3.10).

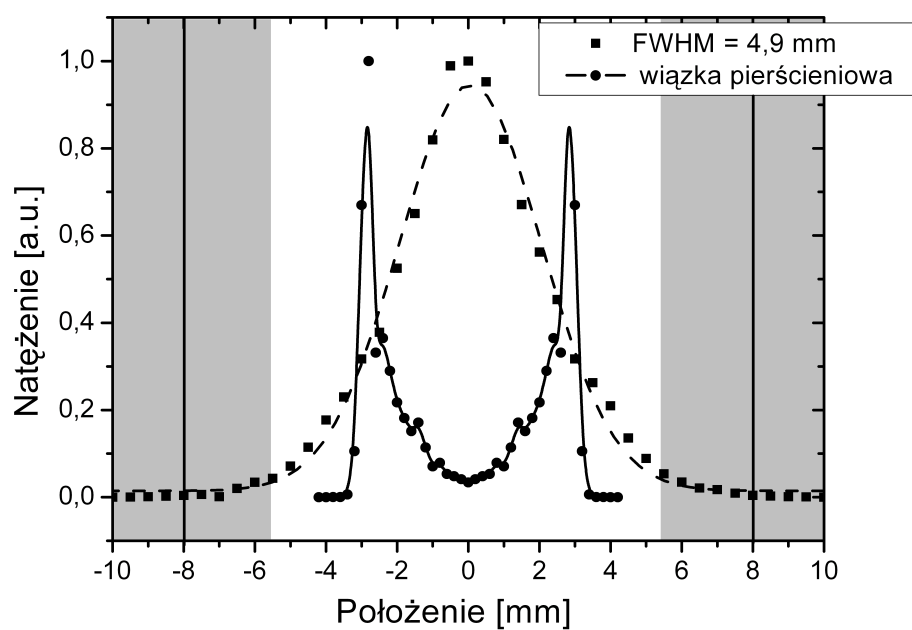


Rysunek 3.11: Tor wiązki pompującej w układzie do polaryzacji ^3He ; poszczególne części układu: światłowód, kolimator, teleskop, układ aksikonów, komórka z ^3He .

Źródłem światła w prezentowanym na rysunkach: 3.10, 3.11 systemie do polaryzacji ^3He jest laser 1087nm firmy *Keopsys* (opisany dokładnie w podrozdziale 3.2.2.1). Wiązka gaussowska wychodząc ze światłowodu trafia do kolimatora (F240ADC-C). Kolimator połączony jest z teleskopem, który powiększa wiązkę siedem razy (Ekspla 7x). Teleskop wchodzi bezpośrednio do tubusu mocującego układ dwóch aksikonów zwróconych do siebie wierzchołkami. Odległość pomiędzy aksikonami wynosiła 205 mm, co pozwoliło na uformowanie pierścienia o zewnętrznej średnicy 36 mm. Następnie już uformowana w pierścień wiązka przechodzi przez kolejny teleskop aby dopasować rozmiar pierścienia do wewnętrznej średnicy komórki z ^3He . Wewnętrzna średnica pierścienia 10 mm, zewnętrzna 14,8. Profil wiązki przed wejściem do komórki pokazany został na rysunku 3.12.

3.2.3 Polarymetr optyczny

Pomimo, iż układ do pomiaru polaryzacji może wydać się za bardzo skomplikowany, szczególnie w kompaktowym polaryzatorze, jest on niezastąpionym



Rysunek 3.12: Profil absorpcyjny wiązek wygenerowanych przez laser Keopsys 10 W.

elementem w podstawowych eksperymentach, kiedy istotne jest szczególnie badanie pełnej dynamiki procesu pompowania i relaksacji.

Do monitorowania absorpcji wybranych przejść z lub bez lasera pompującego użyto niezależnego systemu optycznego, którego głównym elementem jest jednomodowa dioda laserowa DBR. Osłabiona wiązka laserowa ($0,1 \mu W/cm^2$) była następnie wstrzykiwana do wejścia światłowodu przy użyciu prostych elementów optycznych. Wiązka wychodząca ze światłowodu trafiała najpierw do kolimatora a następnie już skolimowana (średnica 1,5 mm) przechodziła przez polaryzującą kostkę światłodziącą i ćwierćfalówkę. Następnie trafiała ona do komórki z 3He i przy pomocy układu luster wracała do fotodiody PD1 (rys 3.3). Nowość tej techniki pomiarowej w porównaniu z poprzednio opisanymi protokołami eksperymentalnymi [20], [27], [28] polega na tym, że próbka jest równoległa do kierunku pola magnetycznego. W konsekwencji, czysta polaryzacja wiązki σ^+ lub σ^- może być zachowana. Ze względu na wymogi eksperymentu wiązka propagowała pod bardzo małym kątem ($< 3^\circ$) względem kierunku pola magnetycznego. Ważną korzyścią płynącą z takiej konfiguracji geometrycznej wiązki jest fakt, że szczególnie dla wąskich i długich komórek, absorpcja próbki jest znacznie większa niż dla wiązki poprzecznej. To z kolei prowadzi do znacznie wyższego stosunku sygnału do szumu, co jest szczególnie ważne przy dokładnym pomiarze polaryzacji jądrowej.

3.3 Metoda przetwarzania i analizy danych

W tym podrozdziale opisano w szczegółach, które parametry mogą być wyznaczone na podstawie mierzonego podczas eksperymentów sygnału oraz jak dane są przetwarzane i analizowane. Początek podrozdziału jest opisem szczegółowego protokołu przeprowadzania eksperymentu MEOP (por. podrozdział 3.3.1) uwzględniając specyfikę warunków niestandardowych (por. podrozdziały 3.3.2 i 3.3.3). W kolejnych sekcjach opisano szczegółowo metodykę obliczania polaryzacji M_{stat} , czasu budowania polaryzacji t_b oraz czasu jej zaniku T_1 (por. podrozdział 3.3.4). Na końcu przedstawiono sposób charakteryzowania plazmy przez wyznaczanie gęstości atomów w stanie metastabilnym n_m (por. podrozdział 3.3.5). Jak to zostało opisane w podrozdziale (por. podrozdział 3.2) podczas przeprowadzania eksperymentów użyto dwóch schematów modulacji. Po pierwsze wyładowania o częstotliwości radiowej były modulowane z częstotnością 80 Hz, co pozwala odróżnić reakcję atomów (absorpcja światła laserowego w rezonansie) od fluktuacji mocy lasera pompującego oraz próbującego. W przypadkach, kiedy układ elementów optycznych na płycie utrudniał detekcję sygnału próbującego, używano dodatkowej modulacji sygnału lasera próbującego przy użyciu mechanicznego przerywacza z częstotnością 1 KHz co z kolei pozwalało odciąć podświetlenie od lasera pompującego.

Szybka demodulację (5 kHz) zapewniały dwa identyczne cyfrowe wzmacniacze fazoczułe *Stanford lock-in amplifier model SR 810* [62]. Następnie sygnał po wyjściu z dwóch cyfrowych wzmacniaczy rejestrowany był na karcie akwizycyjnej (częstość próbkowania 20 Hz). Ponadto 12-kanalowa karta akwizycyjna rejestrowała następujące sygnały: bezpośredni sygnał z fotodiod zbierających sygnał absorpcyjny lasera próbującego i pompującego, sygnał za wzmacniaczem demodulującym próbkę (*lock-in nr 1*), który podany jest równocześnie na drugi wzmacniacz demodulujący (*lock-in nr 2*), sygnał próbki od modulacji wyładowań oraz na układ całkujący *-integrator*. Oba sygnały rejestrowane były również na karcie akwizycyjnej. Sygnał transmisji intensywności lasera pompującego również przechodził przez wzmacniacz fazoczuły by następnie rozdzielić się na sygnał wchodzący do karty akwizycyjnej i integratora (a potem do karty akwizycyjnej).

Pierwszym etapem przetwarzania danych było wyznaczenie sygnału absorp-

cyjnego lasera próbkującego. Wyznaczany on był jako stosunek sygnału po wzmacniaczu fazoczułym *lock-in* nr 2, do sygnału po wzmacniaczu fazoczułym *lock-in* nr 1 na (rys.3.2). Następnie na podstawie tak uzyskanego sygnału wyznaczone zostały parametry MEOP.

3.3.1 Procedura przeprowadzenia eksperymentu MEOP w warunkach niestandardowych

Protokół eksperymentalny zawierający całkowity pomiar czasu narastania polaryzacji w obecności lasera pompującego, jak i zanik polaryzacji w obecności wyładowań rf, bez lasera pompującego, jest najbardziej popularnym protokołem dla systematycznych badań pompowania $2^3S_1 - 2^3P_0$, zarówno w niskim, jak i w wysokim polu magnetycznym.

Na podstawie wprowadzonego protokołu możliwe jest wyznaczenie następujących parametrów eksperymentalnych: czasu budowania polaryzacji (t_b), stałej czasowej zaniku polaryzacji w obecności wyładowań (T_1), gęstość poziomów metastabilnych (n_m) i najważniejszego ze wszystkich parametrów - polaryzacji jądrowej w danej chwili: ($M(t)$) oraz stacjonarnej polaryzacji napompowanego gazu M_{stat} . Możliwość uzyskania tych parametrów w każdym z przeprowadzanych eksperymentów pozwala na analizę systematycznych badań wpływu mocy lasera, intensywności wyładowań i ciśnienia na stopień osiąganą polaryzacji.

Dla danej wartości pola magnetycznego i danego ciśnienia najpierw rejestrowane jest widmo absorpcyjne (por. rys. 2.10). Pomoże to wybrać przejścia wykorzystane zarówno w pompowaniu optycznym jak i w pomiarze polaryzacji (por. podrozdział 3.1). W pierwszej kolejności jeszcze przed właściwym badaniem dynamiki OP, dokonujemy pomiaru absorpcji lasera pompującego i próbkującego przez plazmę helową.

Do wyznaczenia absorpcji dla ustalonej intensywności plazmy i ustalonego przejścia dokonujemy trzech pomiarów natężenia światła w następujących warunkach: laser wyłączony, laser włączony i wyładowania włączone oraz laser włączony i wyładowania wyłączone. Absorpcja liczona była z poniższej formuły:

$$Abs = \frac{I_1 - I_2}{I_1}, \quad (3.4)$$

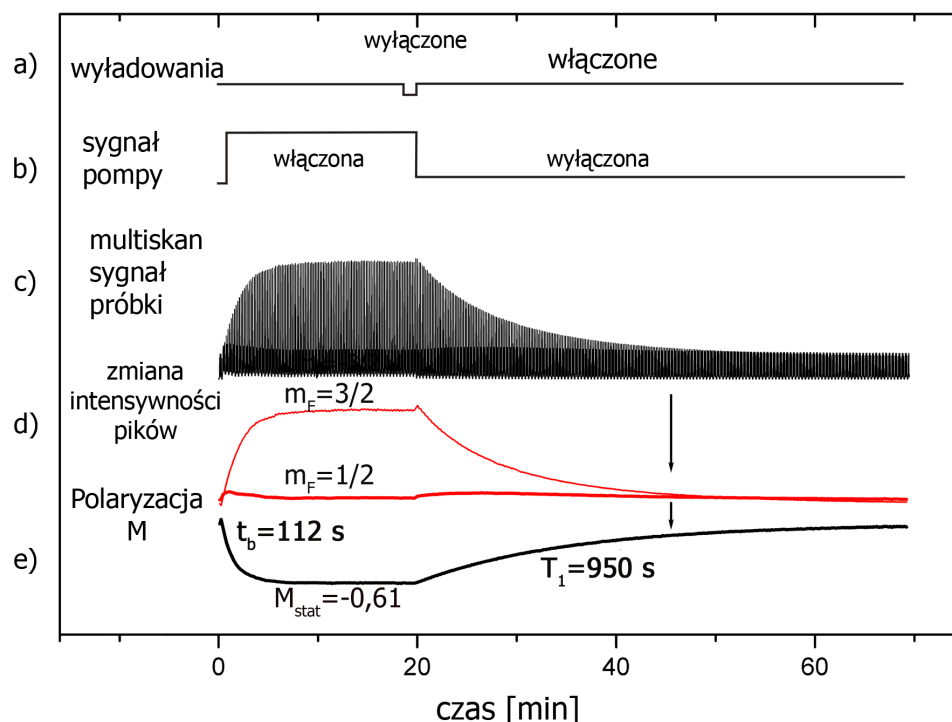
gdzie I_1 to sygnał kiedy laser jest włączony, a wyładowania wyłączone (sygnał tła); I_2 kiedy laser i wyładowania są włączone (obecność atomów metastabilnych)¹. Obliczana w ten sposób absorpcja jest niezależna od rozkładu intensywności laserowej wiązki próbkującej. Absorpcja mierzona była zarówno dla lasera próbkującego jak i pompującego. W tym drugim przypadku redukujemy natężenie wiązki lasera pompującego, tak aby było porównywalne z natężeniem próbki ($\approx 100 \mu\text{W}/\text{cm}^2$). Na podstawie tak zdefiniowanej absorpcji łatwo wyznaczyć transmisję $T=1-\text{Abs}$, z której bezpośrednio liczymy gęstość atomów w stanie metastabilnym (2^3S_1) (por. podrozdział 4.2).

Po pomiarze absorpcji można przystąpić do badania dynamiki pompowania optycznego, które polega na ciągłej detekcji absorpcji dubletu próbkującego w następujących sytuacjach: kiedy laser pompujący jest zasłonięty ($M=0$), kiedy laser pompujący jest włączony i rejestruje narastanie polaryzacji, i w końcu kiedy laser pompujący jest wyłączony i polaryzacja zanika.

Częstość lasera próbkującego jest w sposób ciągły przestrajana tam i z powrotem o 10 GHz (z prędkością $\pm 1 \text{ GHz/s}$) dzięki kontroli temperatury diody laserowej. Ciągły zapis dubletu próbkującego σ^+ , nazwany przez nas *multiskan*, dla ciśnienia 32 mbar, pośrednich wyładowań i lasera pompującego *Keopsys KPS-BT2-YFL* 1083 nm o mocy 0,5 W w polu 2 T przedstawiono na rys. 3.13. Do odtworzenia chwilowej polaryzacji jądrowej $M(t)$ wymagana jest interpolacja pomiędzy sąsiednimi wartościami amplitud dla $m_F = -3/2$ i $m_F = -1/2$ (rys. 3.13).

Amplitudy poszczególnych pików opisane funkcją *Voigta* znajdowane są za pomocą programu komputerowego. Procedura dopasowania amplitud pików została opisana w sekcji 3.3.3. Na podstawie amplitud sygnałów próbki wyznaczono polaryzację dla danej chwili czasowej $M(t)$ oraz wartość stacjonarna M_{stat} (por. rozdział 3.3.4).

¹Sygnał szumu jest na tyle mały, że możemy go zaniedbać



Rysunek 3.13: Protokół przeprowadzenia eksperymentu; procedura włączania i wyłączania **a)** wyładowań oraz; **b)** lasera pompującego; **c)** przebieg sygnału próbującego, fragment sygnału (9 dubletów) w funkcji czasu por. rys. 3.22; **d)** zmiana sygnałów absorpcyjnych dla pików odpowiadających $m_F = -3/2$ i $m_F = -1/2$; **e)** zmiana polaryzacji w czasie.

Czas rejestracji danego *multiskanu* zależał od czynników takich jak: pole magnetyczne, w którym przeprowadzane były aktualnie pomiary, ciśnienie ^3He oraz intensywność wyładowań rf, dlatego, że wraz ze wzrostem ciśnienia i pola wydłuża się czas budowania polaryzacji t_b , ponadto dla tego samego ciśnienia i pola czas t_b oraz czas relaksacji polaryzacji T_1 , jest dłuższy dla słabej intensywności plazmy. Najkrótsze *multiskany* (≈ 10 min) rejestrowaliśmy w polu magnetycznym 0,45 T dla relatywnie niskiego ciśnienia -32 mbar i silnych wyładowań rf. Najdłuższe (rzędu 100 min) w polu magnetycznym 4,7 T dla wysokiego ciśnienia (> 96 mbar) i bardzo słabych wyładowań.

Dla sprawdzenia stabilności plazmy w komórce, po zakończeniu rejestracji *multi-*

skanu mierzymy absorpcję ponownie zgodnie z opisanym powyżej schematem.

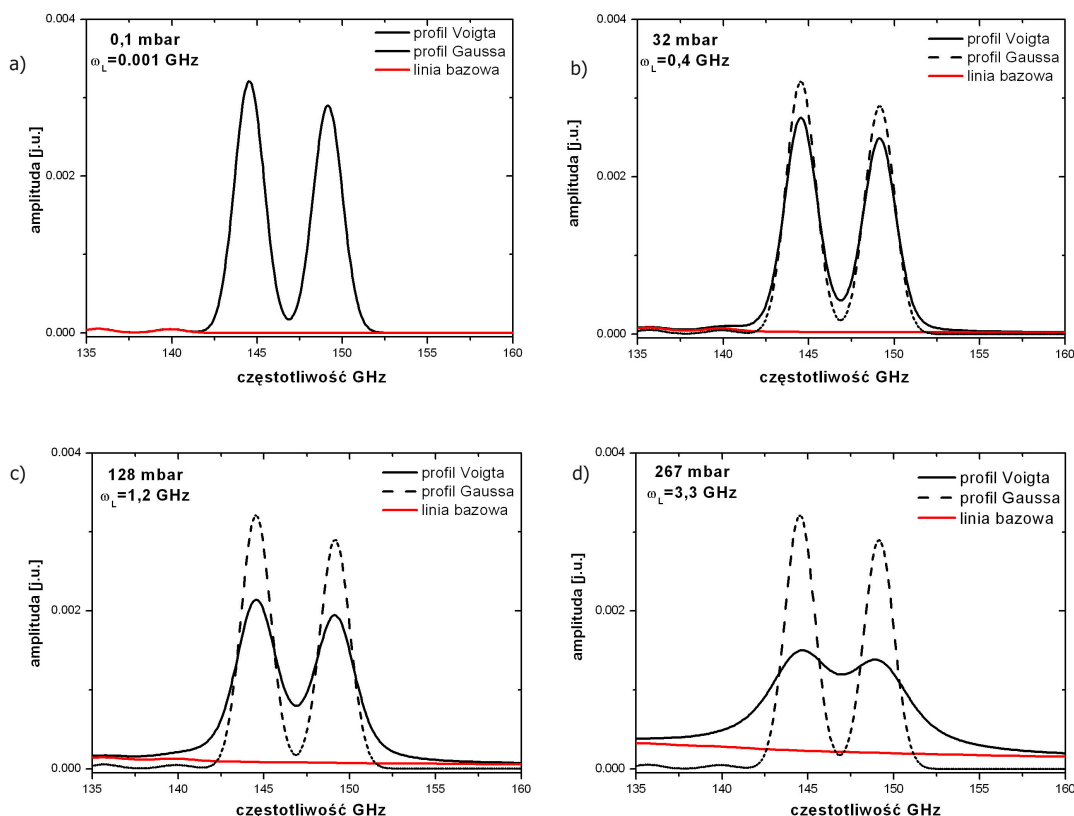
3.3.2 Wpływ ciśnienia ^3He na analizę danych

Jednym z głównych wkładów do szerokości linii widmowej w gazach pod niskim ciśnieniem jest szerokość dopplerowska będąca wynikiem ruchu cieplnego cząstek absorbujących lub emitujących promieniowanie. W plazmie helowej dochodzi również, do innego zjawiska, wpływającego na kształt linii widmowych ^3He . Obserwujemy ciągłe zderzenia atomów z elektronami, jonami i innymi atomami. Jeśli upływający pomiędzy zderzeniami czas jest znacznie dłuższy od czasu życia atomów w stanie wzbudzonym, to każdy atom powróci do stanu podstawowego przed kolejnym zderzeniem i proces emisji nie jest zakłócony. Jeśli jednak zderzenia są częste, to zanim atom powróci do stanu podstawowego, nastąpi akt zderzenia, z czym wiąże się natychmiastowe przejście atomu do stanu podstawowego. Emisja kwantu promieniowania zostaje przerwana, a zatem skrócony zostaje wysłany ciąg falowy co skutkuje poszerzeniem linii widmowej. Ponieważ częstość zderzeń rośnie wraz ze wzrostem ciśnienia gazu, ten typ poszerzenia nazywamy poszerzeniem ciśnieniowym a kształt linii w obecności zderzeń opisany jest krzywą lorentzowską [64]. W rzeczywistości kształt linii trudno jest opisać tylko profilem Gaussa lub Lorentza. W badanym przez nas ośrodku gazowym ^3He na kształt linii wpływa poszerzenie dopplerowskie (o kształcie gaussowskim), ale też zderzeniowe o kształcie lorentzowskim. W zależności od ciśnienia i temperatury plazmy większy wpływ może mieć jeden lub drugi mechanizm poszerzający. W tym przypadku kształt linii opisuje profil Voigta, który jest splotem obu wyżej wymienionych profili. Znormalizowany I_v profilu Voigta, użyte we wszystkich symulacjach przedstawia następujące równanie:

$$I_{Voigt} = \frac{\ln(2)}{\pi} \frac{w_L}{w_G} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-t^2} dt}{\left(\sqrt{\ln(2)} w_L / w_G \right)^2 + \left(2 \sqrt{\ln(2)} (x - x_c) / w_G - t \right)^2}, \quad (3.5)$$

gdzie w_L jest szerokością połówkową pochodzącą od poszerzenia zderzeniowego, a w_G to szerokość połówkowa związana z poszerzeniem dopplerowskim. Wraz ze wzrostem ciśnienia, rośnie wpływ poszerzenia zderzeniowego (w_L) na profil linii (por. rysunki 3.14, 3.16). Przede wszystkim należy zauważyć, iż szerokość i

kształt linii absorpcyjnych bardzo różni się dla ciśnienia 32 i 267 mbar. Na rys. 3.14 wygenerowano jak zmienia się zachowanie dubletu próbkującego σ^+ wraz z ciśnieniem w polu magnetycznym 4,7 T - najwyższym polu w którym udało się przeprowadzić badania.



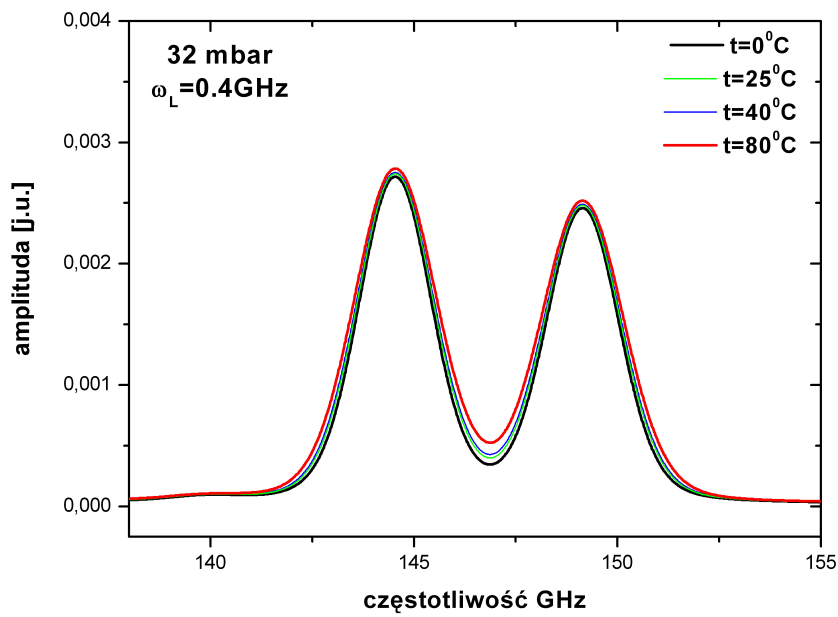
Rysunek 3.14: Dublet próbkujący σ^+ w polu 4,7 T; **a)** ciśnienie 0,01 mbar, $\omega_L = 0,001$ GHz; **b)** 32 mbar, $\omega_L = 0,04$ GHz; **c)** 128 mbar, $\omega_L = 1,2$ GHz; **d)** 267 mbar, $\omega_L = 3,3$ GHz. Pokazano: profil Voigta (linia ciągłą), profil gaussowski (linia przerywana), linię bazową (kolor czerwony).

Rozszczepienie linii dubletu próbkującego σ^+ w polu 4,7 T wynosi 4,61 GHz. Wartość ta jest mniejsza niż rozszczepienie w polu 1,5 czy 2 T (odpowiednio: 5,3 GHz i 5 GHz) ale dublet ciągle jest dobrze rozdzielony. Jednak, wraz z ciśnieniem linie absorpcyjne i ich skrzydła stają się coraz szersze. Porównując dublet σ^+ (por. rys. 2.10) dla ciśnienia 32 i 267 mbar (rys. 3.14 **b)** i **d)**) widać, że ze wzrostem ciśnienia coraz większy wpływ na kształt linii ma poszerzenie zderzeniowe

charakteryzowane przez FWHM ω_L .

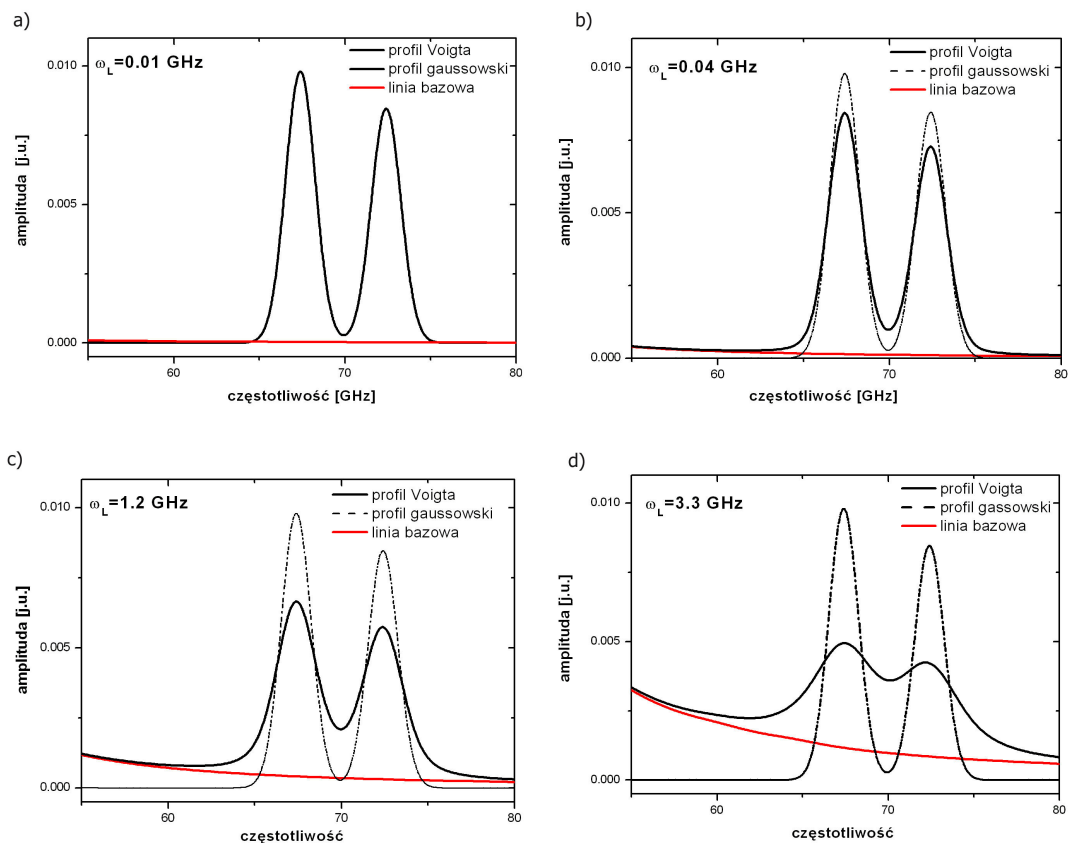
Z kolei szerokość połówkowa ω_G związana z poszerzeniem dopplerowskim dla ^3He i temperatury przyjętej w symulacjach $t=40^\circ\text{C}$ wynosi $\omega_G = 2,02\text{ GHz}$.

Zmiana temperatury plazmy w zakresie w którym przeprowadzaliśmy badania ($t=30\text{--}80^\circ\text{C}$), wpływa na kształt linii mniej krytycznie, niż poszerzenie ciśnieniowe opisywane przez parametr ω_L . Na kształt dubletu próbkującego wpływa nie tylko



Rysunek 3.15: Dublet próbkujący σ^+ dla stałej $\omega_L = 0,4\text{ GHz}$ czterech różnych temperatur z zakresu $0\text{--}80^\circ\text{C}$: $t=0^\circ\text{C}$ (kolor czarny), $t=25^\circ\text{C}$ (kolor zielony), $t=40^\circ\text{C}$ (kolor niebieski), $t=80^\circ\text{C}$ (kolor czerwony).

poszerzenie samych linii dubletu, ale również skrzydła od silnych przejść: $f2^p$ i $f4^p$. Wpływ tych przejść na pochylenie linii bazowej dubletu w polu $4,7\text{ T}$ gdzie rozszczepienie struktury nadsubtelnej jest większe niż w niższych polach a odległość dubletu próbkującego σ^+ od linii $f2^p$ wynosi około 45 GHz pokazane jest na rys. 3.14. W $1,5\text{ T}$ odległość między linią $f2^p$ a dubletem próbkującym σ^+ wynosi 20 GHz a w 2 T 27 GHz , w związku z czym wpływ na kształt linii bazowej jest jeszcze większy (por. rys. 3.16). Na rys. 3.16 pokazano wpływ przejść: $f2^p$ i $f4^p$



Rysunek 3.16: Dublet próbujący σ^+ dla różnych ω_L w polu magnetycznym 2 T. Dla czterech wartości ω_L **a)** $\omega_L = 0,01$ GHz, **b)** $\omega_L = 0,4$ GHz, **c)** $\omega_L = 1,2$ GHz **d)** $\omega_L = 3,3$ GHz. Pokazano: profil Voigta (linia ciągła), profil gaussowski (linia przerywana), linia bazowa (kolor czerwony).

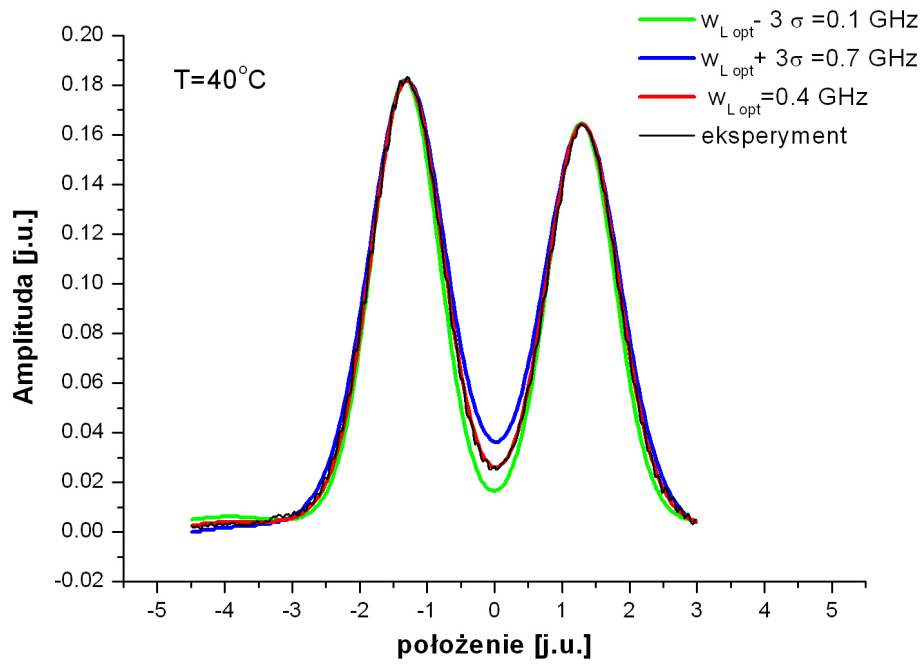
na linię bazową dubletu gdy rozszczepienie struktury nadsubtelnej jest mniejsze niż w polu 4,7 T. Na rysunku przedstawiono dublety σ^+ wygenerowany dla tych samych poszerzeń ciśnieniowych (ω_L) jak w 4,7 T. Porównując wykresy dla tych samych ω_L w polu 2 T i 4,7 T możemy zaobserwować jak zmienia się kształt linii próbkujących a linia bazowa¹ pochodząca od innych przejść staje się znaczącą częścią sygnału.

3.3.3 Procedura ustalenia profilu Voigta dla danego ciśnienia na podstawie danych eksperymentalnych

Poniżej przedstawimy procedurę wyznaczenia profilu Voigta dla ciśnienia 32 mbar w polu magnetycznym 4,7 T. Opiszemy sposób wyznaczania dobroci dopasowania, oraz niepewność pochodnej parametru ω_L . Ta sama procedura została zastosowana do wyznaczenia profilu Voigta dla wszystkich konfiguracji ciśnienia i pola magnetycznego.

Jako że nie znamy bezpośrednio niepewności danych eksperymentalnych, zastosowanie testu χ^2 w celu wyznaczenia dobroci dopasowania jest niemożliwe. Zamiast tego przygotowaliśmy analizę residuów. Na początku znajdujemy „na oko” dobre dopasowanie (patrz czerwona linia na wykresie 3.17) i tworzymy residuum. Ta procedura podlega kolejnym iteracją do momentu aż systematyczne błędy na wykresie residuów są minimalne. Następnie liczymy sumę kwadratów residuów podzieloną przez liczbę punktów. Przy założeniu normalnego rozkładu residuów, daje nam to obiektywny estymator wariancji. W tym szczególnym przypadku, wariancja wynosi około 4×10^{-6} , odpowiadając odchyleniu standardowemu 2×10^{-6} . Kiedy porównamy amplitudę pików wynoszącą około 0,2, odchylenie jest rzędu 1 ppm i to może być uważane jako dobroć dopasowania. Następnie, żeby obliczyć niepewność w wyznaczeniu parametru ω_L , liczymy wariancję dla różnych ω_L , aby zobaczyć jak czuła jest wariancja na zmiany tego parametru. Otrzymane rezultaty przedstawia tabela 3.3 i pokazane na rys. 3.17. Zakładając, że jesteśmy bliscy znalezienia globalnego minimum, do punktów eksperymentalnych dopasowujemy parabole, gdzie minimum daje nam z dobrą precyzją optymalną wartość ω_L .

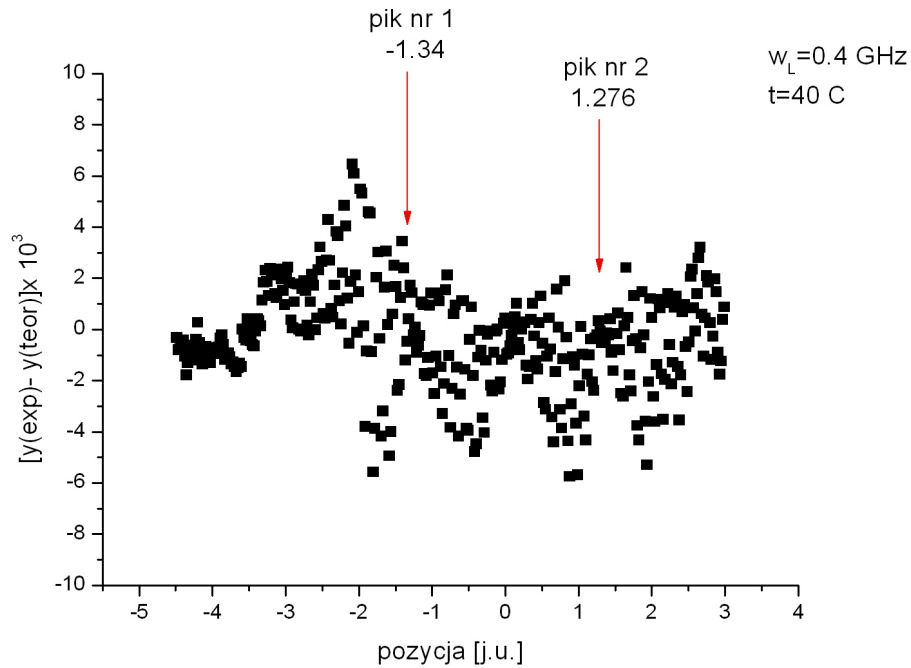
¹Linie bazową definiujemy jako linię powstającą po połączeniu punktów odpowiadających sygnałowi, kiedy światło lasera jest poza rezonansem.



Rysunek 3.17: Dopasowanie optymalnej wartości ω_L dla ciśnienia 32 mbar w polu 4,7 T. Dane z eksperymentu (kolor czarny) i fity dla $\omega_L = 0,1$ (kolor zielony) $\omega_L = 0,7$ (kolor niebieski), $\omega_L = 0,4$ (kolor czerwony).

T	$\omega_L = 0,3 \text{ GHz}$	$\omega_L = 0,4 \text{ GHz}$	$\omega_L = 0,5 \text{ GHz}$
t=35°C	$var = 6,92 \times 10^{-6}$	$var = 4,1 \times 10^{-6}$	$var = 7,54 \times 10^{-6}$
t=40°C	$var = 7,6 \times 10^{-6}$	$var = 4,15 \times 10^{-6}$	$var = 7,54 \times 10^{-6}$
t=45°C	$var = 8,97 \times 10^{-6}$	$var = 5,1 \times 10^{-6}$	$var = 8,97 \times 10^{-6}$

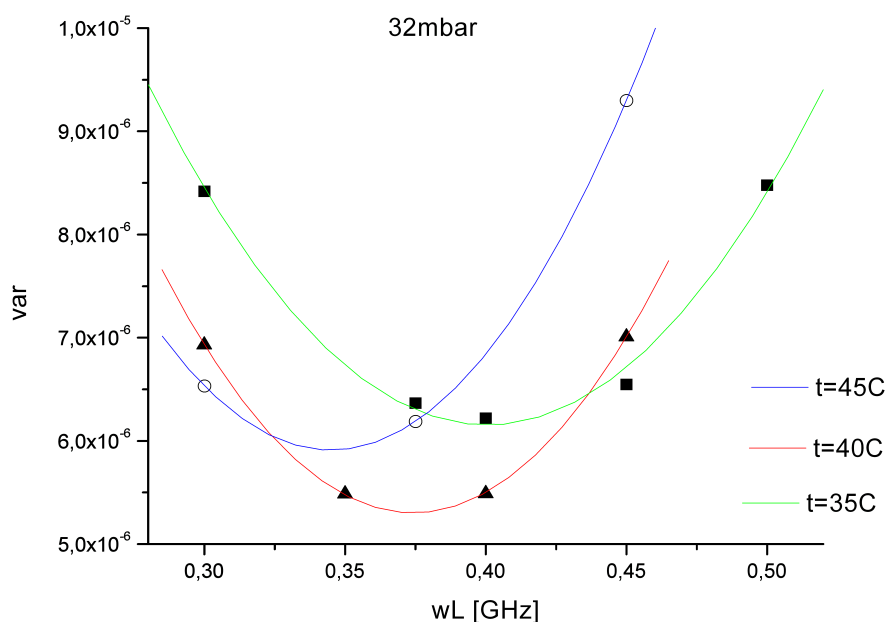
Tabela 3.3: Wariancja w funkcji parametru ω_L dla trzech wartości temperatur $t=35^\circ\text{C}$, $t=40^\circ\text{C}$, $t=45^\circ\text{C}$, ciśnienie 32 mbar w polu 4,7 T. Dane przedstawiono również na wykresie 3.19.



Rysunek 3.18: Przykład wykresu residuów $y_{exp} - y_{teor}$ dla ciśnienia 32 mbar w polu 4,7 T i temperatury $t=40^\circ\text{C}$.

Należy zauważyć, że w tym konkretnym przypadku procedurę powtarzano dwa razy, więc dla drugiej iteracji optymalna wartość ω_L jest już znana dlatego minimum paraboli zbiega się z nią. Szerokość paraboli daje szacunkową niepewność ω_L . Do obliczenia niepewności dzielimy otrzymaną wielkość przez czynnik 2 i otrzymujemy wówczas że niepewność ω_L wynosi 0,1 GHz. Dopasowania dla ω_L różniące się 3σ pokazano na wykresie 3.19 (linia niebieska i zielona). Ilustruje

to czułość procedury wyznaczania ω_L „na oko”. Następnie ustalana jest czułość dopasowania profilu Voigta ze względu na temperaturę. Temperatura jest drugim parametrem wejściowym do programu generującego teoretyczny profil Voigta. Cała procedura opisana powyżej została przeprowadzona dla stałej temperatury $T=40^\circ\text{C}$. Następnie ta temperatura była wybierana i różnica residuów liczona. Wyniki zawiera tabela 3.3 oraz rysunek 3.19 (niebieska i zielona linia). Czułość dopasowania dla zmieniającej się temperatury jest znacząco mniejsza. Jednak ciągle z wykresu paraboli można wyznaczyć optymalną temperaturę $37,5^\circ\text{C}$.



Rysunek 3.19: Wariacja w zależności ω_L dla różnych temperatur: $t=35^\circ\text{C}$ (kolor czarny), $t=40^\circ\text{C}$ (kolor zielony), $t=45^\circ\text{C}$ (kolor niebieski), ciśnienia 32 mbar w polu 4,7 T.

3.3.4 Wyznaczanie kluczowych parametrów MEOP: M_{stat} , t_b , T_1

Do wyznaczenia charakterystycznych parametrów pompowania optycznego, takich jak: polaryzacja stacjonarna M_{stat} , czas budowania polaryzacji t_b , oraz

czas jej zaniku T_1 na podstawie danych eksperymentalnych, używaliśmy automatycznego programu o roboczej nazwie FitHiB napisanego w Fortranie przez Pierre-Jeana Nachera. Sygnał absorpcyjny wraz z pokazaną linią bazową (fragment *multiskanu*) zarejestrowany w polu 4,7 T dla komórki 96 mbar pokazano na rys. 3.21 **a**) i rys. 3.21 **b**). Sygnał absorpcyjny wraz z linią bazową jaki otrzymujemy, bezpośrednio z eksperymentu rys. 3.21 **a**). Rysunek 3.21 **b**) pokazuje sygnał absorpcyjny po zastosowaniu programu (sygnał po korekcji linii bazowej będziemy oznaczać jako r). Program FitHiB, pozwala więc na uzyskanie prawdziwych wartości absorpcji „próbkowanego” dubletu.

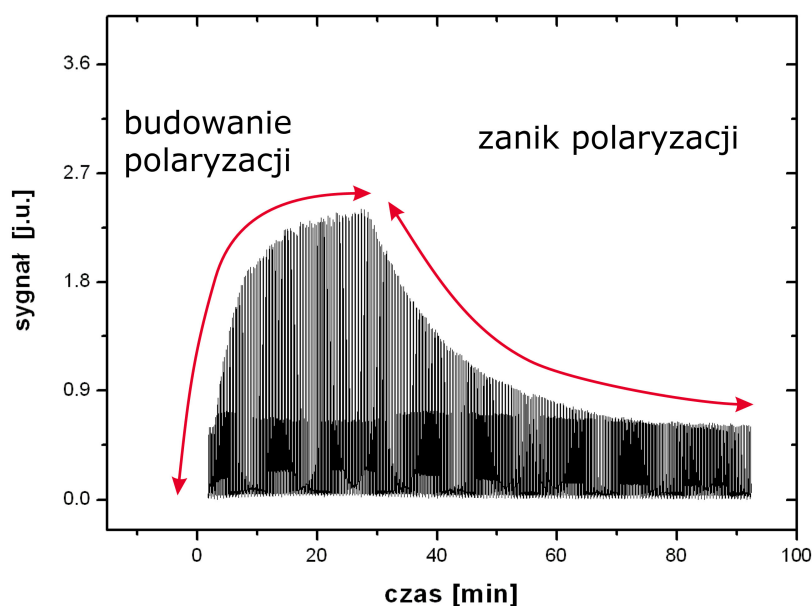
Do programu wczytuje się pliki wejściowe, które zawierają zarejestrowany wcześniej *multiskan* (patrz rys. 3.20) oraz punkty czasowe odpowiadające kolejnym pikom.

Następnie program wyznacza linię bazową i dopasowuje centralną część pików, by w końcu wyznaczyć zależność polaryzacji od czasu. Ustalanie linii bazowej zaczyna się od przypisania zerowej wartości w połowie odległości pomiędzy parą pików. Następnie linia bazowa wyznaczana jest jako funkcja liniowa łącząca te punkty. Wyznaczamy wysokości pików przez dopasowanie wielomianu drugiego stopnia do jego centralnej części o gaussowskim kształcie (wokół punktu czasowego odpowiadającego maksimum pików). Mówiąc bardziej szczegółowo używając metod numerycznych, dopasowujemy parabole do zależności $\log(r)$, gdzie r oznacza sygnał już po korekcji od linii bazowej. Ta metoda opiera się na algorytmie najmniejszych kwadratów. Używamy parabol o trzech współczynnikach i na podstawie tych współczynników wnioskujemy o dopasowanym czasie i amplitudzie (maksimum parabol). Znajdujemy trzy parametry a_1, a_2, a_3 dla parabol $y = a_1 + a_2x + a_3x^2$, gdzie $y = \ln(r)$ i $x = t - t_{\text{pik}}$ $y_{\text{max}} = a_1 + a_2^2(a_2^2 - 1)/4a_3$. Następnie liczona jest polaryzacja dla uśrednionego czasu odpowiadającego danej parze 3.3. Dla stacjonarnego $M=0$, użyto stosunków dopasowanych amplitud pików. Podczas pompowania optycznego lub zaniku polaryzacji użyto procedury dokładnie opisanej w pracy [45] i streszczonej poniżej uwzględniając poprawki dla różnicy czasu pomiędzy pikami w parze (rys.3.22). Rozważmy teraz dublet próbkujący i , gdzie odpowiednio amplitudy pików S_1^i oraz S_2^i są odległe od siebie $\Delta t = t_2^i - t_1^i$. Do wyznaczenia polaryzacji w momencie t używamy przybliżonych

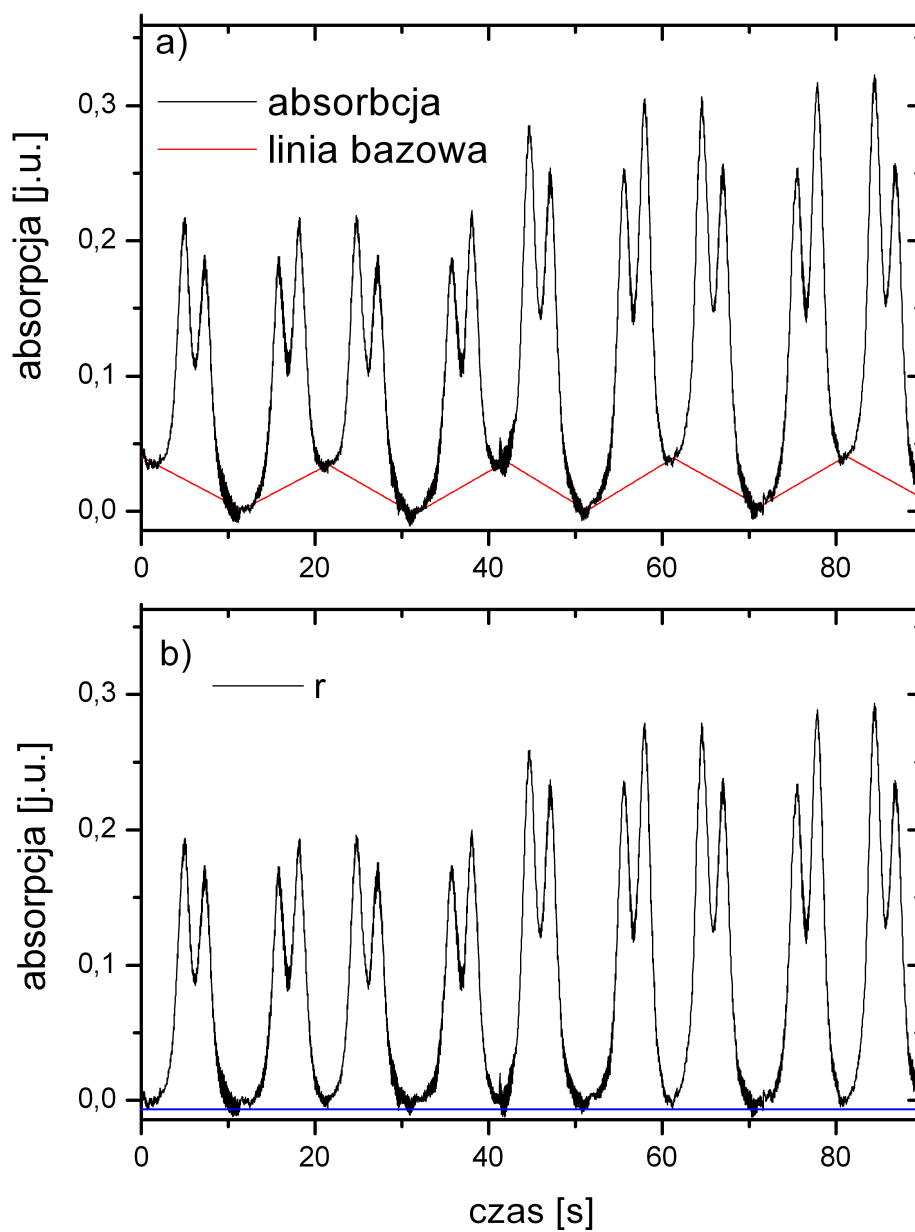
wartości amplitud sygnałów absorpcyjnych, wykorzystując aproksymację liniową:

$$S(t) = S^i + \frac{t^i - t}{t^{i+1} - t^i}(S^i - S^{i+1}) \quad (3.6)$$

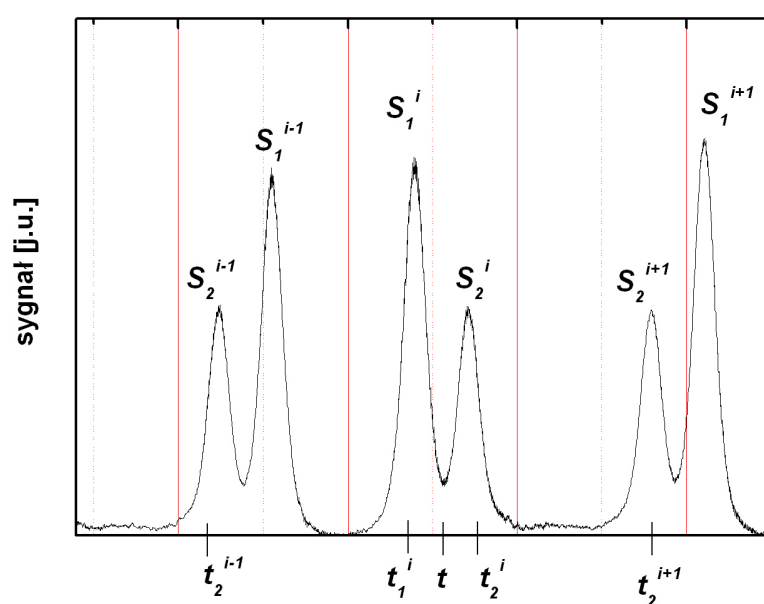
gdzie S^i oraz S^{i+1} to amplitudy sygnałów absorpcyjnych odpowiednio w chwilach czasowych t^i oraz t^{i+1} . Interpolacja liniowa pozwala obliczyć sygnał w momentach t^i oraz t^{i-1} lub t^{i-1} i t^i . Ten sposób wyznaczania amplitudy sygnału absorpcji pozwala nam ustalić minimalną i maksymalną wartość polaryzacji. Następnie na podstawie tych wartości na brzegach przedziału obliczamy średnie M odpowiadające chwili czasowej t . Dynamika budowania i zaniku polaryzacji dla przykładowego *multiskanu* została przedstawiona na rys. 3.23.



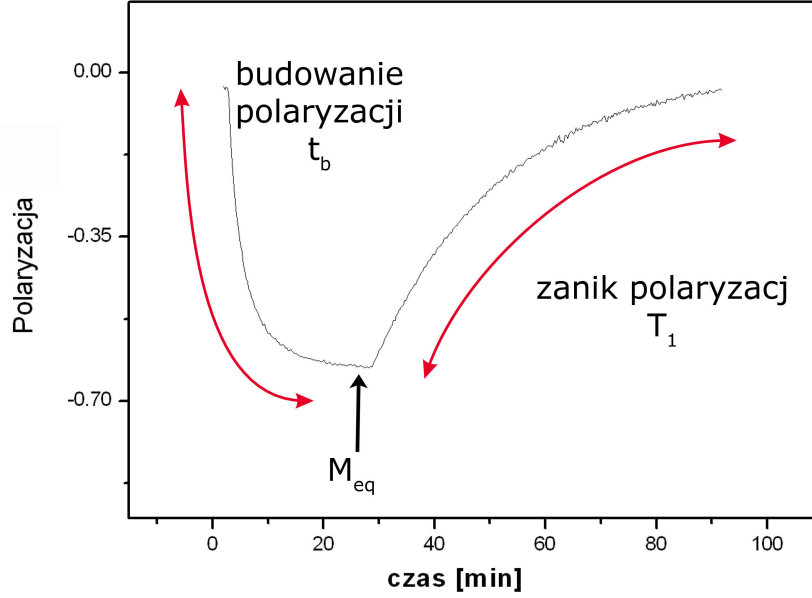
Rysunek 3.20: *Multiscan* zarejestrowany przy pomocy lasera próbującego dla ciśnienia 32 mbar w polu magnetycznym 2 T w obecności słabych wylądowań. Pompowanie z użyciem linii $f2^m$. Strzałki ilustrują dwa obszary: narastania polaryzacji $t = 0 - 29$ min oraz zanik polaryzacji $t = 29 - 91$ min. Stałe czasowe charakteryzujące odpowiednio narastanie i zanik polaryzacji $t_b = 8$ min oraz $T_1 = 29$ min.



Rysunek 3.21: Fragment *multiskanu* zarejestrowany dla ciśnienia 96 mbar w polu 4,7 T a) sygnał absorpcyjny próbki wraz z zaznaczoną zmienną linią bazową b) sygnał absorpcyjny próbki już po odjęciu linii bazowej.



Rysunek 3.22: Fragment *multiskanu* z rysunku 3.20 dla czasu z zakresu $t=2-2,30$ min. S^{i-1} i S^{i+1} przedstawiający amplitudy sygnałów absorpcyjnych odpowiadające odpowiednio punktom czasowym t^{i-1} i t^{i+1} . Interpolacja liniowa pozwala obliczyć sygnały w chwili czasowej t .



Rysunek 3.23: Narastanie i zanik polaryzacji M charakteryzowane odpowiednio przez stałe czasowe $t_b = 8 \text{ min}$ oraz $T_1 = 29 \text{ min}$. Pompowanie z użyciem lasera Keopsys 10 W w polu magnetycznym 2 T w obecności słabych wyładowań z użyciem linii pompującej $f2^m$.

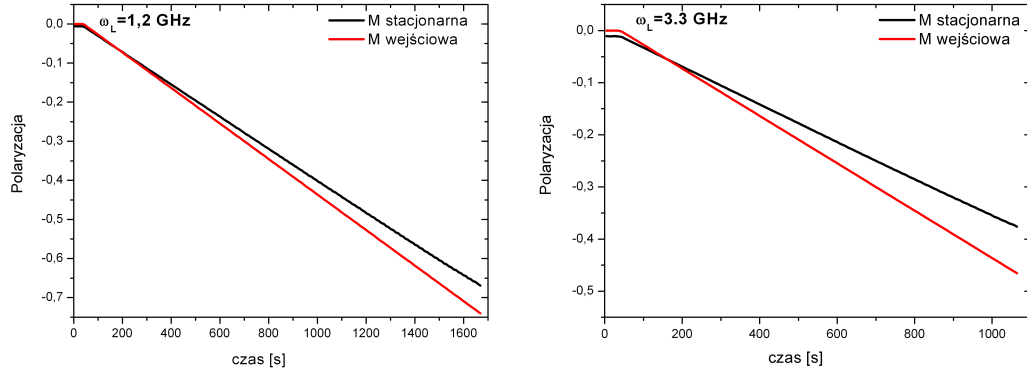
Na rysunku polaryzacja narasta do wartości ujemnej $M_{stat} = -0,63$. Pomimo tego że przykład może być nieintuicyjny zdecydowaliśmy się pokazać dynamikę polaryzacji wyznaczoną na podstawie ciągłego zapisu dubletu próbkującego σ^+ , (laser pompujący: linia $f2^m$, próbka: dublet σ^+ jako najczęściej stosowanej konfiguracji MEOP w warunkach niestandardowych). Rys. 3.23 obrazuje dojście ^3He do M_{stat} , który może być dobrze opisane eksponencjalnym prawem: $M = M_{stat}[1 - \exp(-\Gamma_b t)]$. Zachowanie zgodne z powyższym równaniem, może być systematycznie obserwowane w eksperymentach MEOP i pozwala w pełni scharakteryzować czas budowania polaryzacji t_b przez dwa parametry. Pierwszy z nich to limitująca polaryzacja M_{stat} , drugi to tempo czasu budowania polaryzacji Γ_b . Wybór linii pompującej $f2^m$ do badania wydajności pompowania optycznego w zależności od różnych parametrów zostanie uzasadniony w rozdziale poświęco-

nym wynikiem.

Automatyczny program do analizy danych, którego procedura opisana została powyżej, nie uwzględnia w swoim algorytmie poprawki związanej z poszerzeniem ciśnieniowym (3.3.2). Dlatego w następnym kroku uwzględniamy tę poprawkę szczególnie istotną dla wyższych ciśnień.

Na wyjściu otrzymujemy sztuczny sygnał imitujący budowanie polaryzacji w zakresie odpowiadającym jej eksperymentalnemu narastaniu. Podobnie jak w eksperymentalnym *multiskanie*, pierwsze cztery dublety są dla zerowej polaryzacji. Każdy skan zawiera 450 punktów 0,022 s/punkt. Najpierw program liczy profil Voigta w zakresie 500 GHz (z krokiem 100 MHz), a następnie szacuje przemianowane piłokształtnie amplitudy sygnału absorpcji, odpowiadające stałym zmianom polaryzacji. $M = -(t - t_n)/2200$ gdzie $t_n = 40$ s jest czasem kiedy zaczyna się narastanie polaryzacji ($M < 0$, ponieważ rozważamy eksperyment pompowania optycznego przy użyciu linii $f2^m$). Co 22 ms komplet 6 populacji a_i jest obliczony z polaryzacji dla każdego założonego rozkładu temperatury spinowej, co w rezultacie daje względną absorpcję dla danej chwili czasowej.

Rozważmy teraz dwa wygenerowane sztuczne *multiskany* (zakładające przybliżenie temperatury spinowej) dla $\omega_L = 1,2$ oraz $\omega_L = 3,3$ GHz (gdzie $\omega_L = 1,2$, $\omega_L = 3,3$ odpowiada odpowiednio ciśnieniu 128 mbar i 267 mbar). Mimo, że skan generowany jest aż do polaryzacji $-0,9$, mały pik zanika i polaryzacja nie przekracza $M=-0,8$ dla $\omega_L = 1,2$ oraz nie przekracza $M=0,47$ dla $\omega_L = 3,3$. Dla zakresu M gdzie ciągle jesteśmy w stanie zidentyfikować obydwa piki, wyniki różnicy w automatycznej analizie danych M przedstawione są na rys. 3.24. Jak widać na powyższych przykładach, po przez użycie do analizy danych procedury opisanej w pierwszej części podrozdziału pojawia się znaczący błąd, przy założeniu, że populacje a_1 i a_2 są proporcjonalne do widocznej amplitudy pików zaniehbując poszerzenie linii dubletu związane z ciśnieniem (por. sekcja 3.3.2). Dlatego przed przystąpieniem do wyznaczenia polaryzacji stacjonarnej, czasu narastania polaryzacji t_b oraz czasu jej zaniku T_1 , musimy wprowadzić ω_L - zależną poprawkę odpowiadającą różnicy pomiędzy pozornym M_{stat} produkowanym przez automatyczny program do analizy danych i prawdziwą polaryzacją.

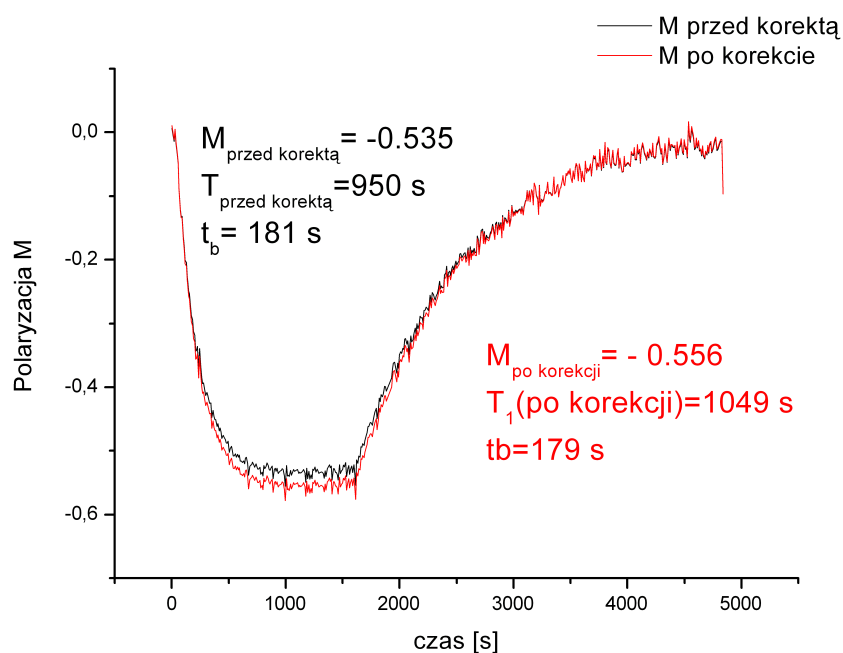


Rysunek 3.24: Porównanie dopasowanej wartości M (linia czarna) i dokładnej wartości $M_{wejsc.}$ na podstawie której wyznaczono amplitudy intensywności pików w programie *Voigt* do generowania sztucznego widma w zależności od temperatury i ω_L . Dane wygenerowano dla $t=40 \text{ }^{\circ}\text{C}$, $\omega_L = 1,2 \text{ GHz}$ i $\omega_L = 3,3 \text{ GHz}$.

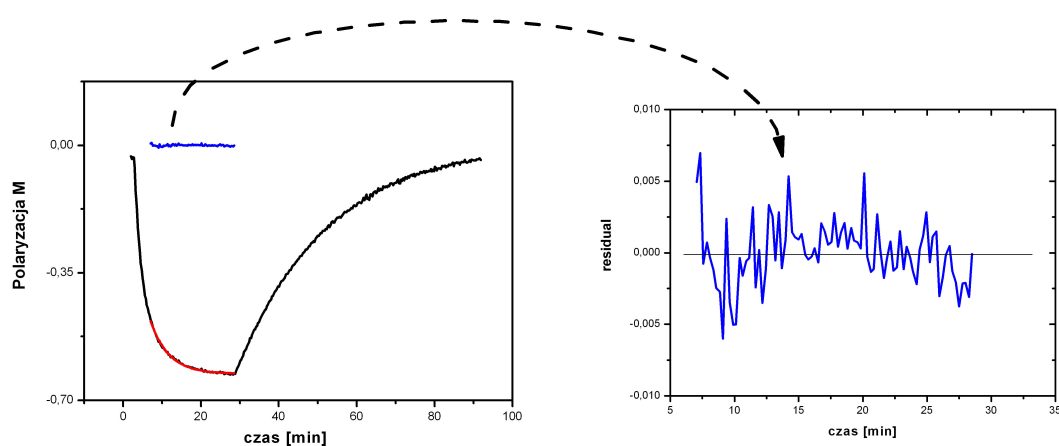
Znacząca różnica pomiędzy wejściową a uzyskaną wartością polaryzacji dla ciśnienia 96 mbar w polu 4,7 T przedstawia rys. 3.25 Względna różnica pomiędzy M_{wejsc} a M wynosi mniej niż 2% dla ciśnienia 32 mbar do 18% 267 mbar. Korekcja którą wprowadzamy jest specyficzna dla wartości pola magnetycznego i ciśnienia.

Po wprowadzeniu zależnej od ciśnienia funkcji korygującej polaryzację w każdym punkcie czasowym możemy przystąpić do wyznaczenia polaryzacji stacjonarnej. Na rys. 3.26 przedstawiającym zależność polaryzacji od czasu, przedstawiono również eksponencjalny fit do końcowego zakresu narastania polaryzacji w celu, otrzymania asymptotycznej wartości polaryzacji stacjonarnej. Ponadto przedstawiono *residual*, czyli różnice pomiędzy punktami eksperymentalnymi, a fitem dla każdego punktu w skali czasowej. Dla ujednolicenia analizy danych przyjęto, że *residual* powinien być mniejszy niż 0,01. Na rysunku 3.27 po lewej stronie przedstawiono wykres dla zależności $M_{stat} - M$ od czasu w skali logarytmicznej. M_{sta} jest asymptotyczną wartością polaryzacji stacjonarnej otrzymaną z dopasowania pokazanego powyżej a M jest chwilową wartością polaryzacji.

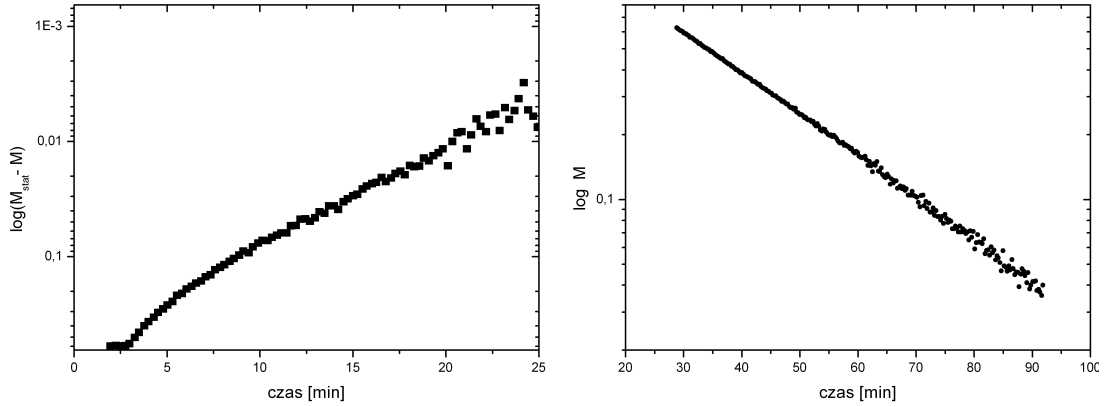
Obserwacja z rys. 3.27 jest taka, że czas narastania polaryzacji t_b nie jest eksponencjalny. W przeciwieństwie do czasu t_b , czas zaniku polaryzacji T_1 jest zawsze mono-eksponencjalny w całym zakresie polaryzacji.



Rysunek 3.25: Narastanie i zanik polaryzacji M charakteryzowane odpowiednio przez stałe czasowe t_b oraz T_1 przed i po wprowadzeniu zależnej od pola i ciśnienia korekty. Pompowanie z użyciem 10 wutowego lasera Keopsys w polu magnetycznym 2 T w obecności słabych wyładowań z użyciem linii pompującej f_2^m .



Rysunek 3.26: Zależność polaryzacji od czasu wraz z dopasowaniem do końcowego fragmentu polaryzacji stacjonarnej. Po prawej stronie przedstawiono również residual dla tego dopasowania.



Rysunek 3.27: a) Zależność $M_{stat} - M$ od czasu ($t=0-25$ min) (skala odwrócona - dla zilustrowania budowania polaryzacji) w skali logarytmicznej - budowanie polaryzacji; b) M w funkcji czasu ($t=25-100$ min) w skali logarytmicznej - zanik polaryzacji.

3.3.5 Wyznaczanie gęstości atomów w stanie metastabilnym

W rozdziale poświęconym metodzie badawczej zostało pokazane, że optyczna technika badania polaryzacji pozwala wyznaczyć relatywne obsadzenie podpoziomów stanu 2^3S_1 . W tym rozdziale wyjaśnione zostanie, jak pomiar absorpcji lasera próbkującego, jak i również pompującego, może dostarczyć informacji o liczbie atomów w stanie metastabilnym 2^3S_1 .

Rozważmy teraz współczynnik absorpcji $1/\tau_{ij}$ fotonów światła lasera próbkującego przez atomy metastabilne. τ_{ij} odnosi się tutaj do przejścia pomiędzy (m_F) podpoziomem A_i stanu 2^3S_1 (z populacją a_i) a (m'_F) podpoziomem B_j stanu 2^3P (z populacją b_j). Ponieważ rozważane przez nas przejście składa się tylko z jednego podpoziomu A_i i jednego B_j , jest ono przejściem w pełni rozszczepionym 2.4, co możemy uzyskać dzięki wyborowi odpowiedniej polaryzacji oraz częstości lasera próbkującego, jeśli rozszczepienie Zeemana jest odpowiednio duże, jak ma to miejsce w wysokim polu magnetycznym. Inne przejścia dla wybranej częstości lasera są zaniebawane tylko wtedy gdy leżą odpowiednio daleko w porównaniu z całkowitą szerokością linii, co łatwo uzyskać dla niskich ciśnień, gdzie poszerzenie zderzeniowe jest słabe. Prawdopodobieństwo przejścia z podpoziomu A_i

do B_j , indukowane monochromatycznym światłem laserowym o częstości $\omega/2\pi$: $\mathbf{E} = \mathbf{e}_\lambda E_0 e^{i\omega t} + c.c.$, przy zaniedbaniu ruchu atomów, dane jest wyrażeniem 2.5 w rozdziale 2.4. Uwzględniając ruch atomów wprowadzamy do wzoru 2.5 przesunięcie Dopplera $\omega_{ij}v/c$ dla częstości przejścia atomowego [25], co prowadzi do następującego wyrażenia:

$$\frac{1}{\tau_{ij}} = \frac{4\pi\alpha f}{m_e\omega\Gamma'} \frac{T_{ij}I_{las}}{\bar{v}\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{(\Gamma'/2)^2 e^{-(v/\bar{v})^2} dv}{(\Gamma'/2)^2 + (\omega - \omega_{ij} - \omega_{ij}v/c)^2}, \quad (3.7)$$

Średnia prędkość $\bar{v} = 2\pi c\Delta/\omega_{ij}$ związana jest z szerokością doplerowską co można wyrazić następującym wyrażeniem:

$$\Delta = (\omega_{ij}/2\pi) \sqrt{2k_B T/M_{at}c^2}. \quad (3.8)$$

Jest ona zależna od masy atomowej M_{at} , temperatury T i stałej Boltzmanna k_B . Dla ^3He i temperatury $T_K = 300\text{K}$ $\Delta = 1,1875$. Odpowiadająca tej wartości szerokość linii w połowie wysokości FWHM $w_G = 2\Delta\sqrt{\ln 2} = 1,9773$. Dla lasera jednomodowego i małej wartości Γ ($\Gamma'/2 \ll 2\pi\Delta$), całka jest łatwa do wyliczenia i sprowadza się do prostego gaussowskiego kształtu linii:

$$\frac{1}{\tau_{ij}} = \frac{\sqrt{\pi}\alpha f}{m_e\omega\Delta} T_{ij}I_{las} e^{-((\omega-\omega_{ij})/2\pi\Delta)^2}. \quad (3.9)$$

Numeryczna wartość pierwszego wyrazu w równaniu 3.9 wynosi:

$$\frac{\sqrt{\pi}\alpha f}{m_e\omega\Delta} = 3,7064 \times \sqrt{300/T_K} \times 10^3 s^{-1}/(W/m^2). \quad (3.10)$$

W jednostkowym elemencie objętości $dV = dS \times dz$ (gdzie S jest powierzchnią przekroju zdefiniowanym w poprzek osi wiązki z), całkowita liczba atomów metastabilnych w próbkowanym podpoziomie wynosi $n_m a_i dV$. Atomy w stanie metastabilnym są w stanie absorbować $n_m a_i dV/\tau_{ij}$ fotonów o energii $\hbar\omega$ w jednostce czasu, a absorbowane natężenie światła laserowego (w $\mu W/cm^2$) na jednostkę długości dane jest wzorem:

$$-\frac{dI_{las}}{dz} = \frac{\hbar\omega a_i}{\tau_{ij}}, \quad (3.11)$$

gdzie $n_m a_i$ jest gęstością atomów w poziomie A_i , natomiast τ_{ij} zależy od z zależy

od z przez I_{las} . W komórce z jednorodnym, radialnym rozkładem $n_m a_i$ wzdłuż wiązki, natężenie lasera zanika eksponencjalnie z charakterystyczną długością absorpcji z_0 :

$$I_{las}(z) = I_{las}(0) \exp(-z/z_0). \quad (3.12)$$

Światło lasera przechodziło przez całkowitą długość L_{path} komórki co zależy od konfiguracji eksperymentalnej. W przeprowadzonych przez nas eksperymentach dla podwójnego przejścia laserów przez komórkę $L_{path} = 2L_{kom.}$, a laser próbujący wchodził do komórki pod niewielkim kątem $\theta = 3^\circ$ i wówczas $L_{path} = 2L_{cell}/\cos\theta$. Transmisja dla wiązki przechodzącej wzdłuż komórki L_{path} wynosi:

$$T = \frac{I_{las}(L_{path})}{I_{las}(0)} = \exp(-L_{path}/z_0). \quad (3.13)$$

Wyciągając z równania 3.13 długość absorpcji $z_0 = -L_{path}/\ln T$ i postawiając prawdopodobieństwo przejścia τ_{ij} z pomocą równania 3.7, gęstość atomów w stanie metastabilnym dla izolowanego przejścia można wyznaczyć w następujący sposób:

$$n_m = \tilde{n} \frac{(-\ln T)}{L_{path}} \frac{1}{a_i T_{ij} \exp(-u_{ij}^2)}, \quad (3.14)$$

gdzie

$$\tilde{n} = (\hbar\omega \frac{\sqrt{\pi}\alpha f}{m_e\omega\Delta})^{-1} = 1,47105 \times \sqrt{T_K/300} \times 10^{15} m^{-2} \quad (3.15)$$

i

$$u_{ij} = (\omega - \omega_{ij})/2\pi\Delta. \quad (3.16)$$

Jeśli jednak nie możemy użyć założenia o izolowanym przejściu to znaczy kiedy kilka przejść jednocześnie jest wzbudzanych z poziomów A_k (czemu odpowiada populacja a_k) stanu 2^3S_1 ze zredukowanym odstrojeniem u_{ij} i intensywnością linii T_{kl} , jeśli wciąż rozważamy jednomodowy laser o częstotliwości kołowej ω , równanie 3.14, możemy uogólnić:

$$n_m = \tilde{n} \frac{(-\ln T)}{L_{path}} \frac{1}{\sum_k a_k T_{kj} \exp(-u_{ij}^2)}. \quad (3.17)$$

To uogólnione wyrażenie używane jest dla wszystkich przejść, które nie są roz-

szczepione, jak na przykład linia C_9 , składająca się z dwóch przejść dla danej polaryzacji próbki w niskim polu magnetycznym. W wysokim polu magnetycznym, gdzie nie pojawia się degeneracja poziomów i stosujemy różne odstrojenie należy użyć obowiązkowo równania 3.17

Równanie 3.14 dla pojedynczego przejścia i 3.17 dla przejścia złożonego można stosować tylko w reżimie niskiego ciśnienia. Tylko wówczas Γ' jest równe szybkości radiacyjnego zaniku stanu 2^3P (odwrotności czasu życia tego stanu) i powiązane z siłą oscylatora f następującą zależnością:

$$\Gamma = \frac{2\alpha\omega^2\hbar}{3mc^2}f, \quad (3.18)$$

z której uzyskujemy $\Gamma = 1,022 \times 10^7 s^{-1}$ [23]. W wyższym ciśnieniu przyczynek związany ze zderzeniami atomów do Γ' jest rzędu $10^8 s^{-1}/mbar$ [63]. Odtąd równanie 3.9 będzie stosowane tylko jako przybliżenie dla niskiego ciśnienia. W wyższych ciśnieniach z powodu zderzeniowego poszerzenia linii kształt linii przestaje być gaussowski ale możemy go scharakteryzować profilem Voita. Stworzony przez Pierre-Jeana Nachera program komputerowy nazwany dla naszych celów: *Voit* używając profilu Voita wyznacza efektywną wagę $\sum a_k T_{kl} \exp(-u_{kl}^2)$ dla realistycznych szerokości linii wygenerowanych dla danego ciśnienia i temperatury. Do tych symulacji wygodnie jest podzielić równanie 3.7 na dwie części (z oczywistą zmianą zmiennej $t = v/\bar{v}$):

$$\frac{1}{\tau_{ij}} = K \times I_{Voigt}, \quad (3.19)$$

$$z \quad K = \frac{4\sqrt{\pi}\alpha f}{m_e\omega\Gamma'} T_{ij} I_{las} \times \frac{\Gamma'/2}{2\Delta} = \frac{\sqrt{\pi}\alpha f}{m_e\omega\Delta} T_{ij} I_{las} \quad (3.20)$$

$$i \quad I_{Voigt} = \frac{\Gamma'/2}{2\pi^2\Delta} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-t^2} dt}{(\Gamma'/4\pi\Delta)^2 + ((\omega - \omega_{ij})/2\pi\Delta - t)^2} \quad (3.21)$$

$$\text{gdzie} \quad I_{Voigt} \longrightarrow \exp(-u_{ij}^2) \quad \text{kiedy} \quad \Gamma' \longrightarrow 0, \quad (3.22)$$

co jest rzeczywiście spójne z równaniem 3.9.

Używając zależności $\omega_L = \Gamma'/2\pi$, w końcu z równania 3.21 dostajemy :

$$I_{Voigt} = \frac{\ln(2)}{\pi} \frac{w_L}{w_G} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-t^2} dt}{\left(\sqrt{\ln(2)} w_L / w_G \right)^2 + \left(2 \sqrt{\ln(2)} (x - x_c) / w_G - t \right)^2}. \quad (3.23)$$

Program *Voit* generuje widma które bezpośrednio dostarczają nam wartość $\sum a_k T_{kl} \exp(-u_{kl}^2)$ pojawiającą się w mianowniku równania 3.17. Program może być użyty do generowania pojedynczego widma obliczonego dla układu 22 przejść przez zakres częstości odpowiadający danemu polu magnetycznemu, dla $M = 0$. Ponadto *Voit* może być również używany do generowanie sztucznego *multiscanu* czyli narastania polaryzacji w czasie przez generowanie pośrednich serii widm dla M zmieniającego się od 0 do ± 1 w zależności od ustalonej wcześniej polaryzacji.

Pierwszą oczywistą konsekwencją poszerzenia zderzeniowego w obliczeniach związanych z wyznaczeniem n_m jest zastąpienie równań 3.14 lub 3.17 przez równanie 3.21. Kiedy laser próbkujący jest dostrojony do izolowanej linii $I_{Voit} < 1$ i n_m , można uzyskać stosując rutynową formułę dla gaussowskiego kształtu linii. Dla linii które nie są w pełni rozszczepione absorpcja lasera próbkującego zależy od kilku populacji. Wpływ ten zostanie pokazany w rozdziale poświęconym wyznaczeniu M ze stosunku absorpcji dwóch próbkowanych linii (*multiscan*), ale oczywiście ma to również wpływ na wyznaczanie wartości n_m .

W prezentowanej pracy pomiar gęstości atomów w stanie metastabilnym widzianych przez laser próbkujący przeprowadzany był bez lasera pompującego przed rozpoczęciem eksperymentu aby uniknąć wpływu pompy na obsadzenie stanów 2^3S i 2^3P . Jednak sam pomiar obsadzenie stanu 2^3S_1 wnioskowany na podstawie pomiaru absorpcji próbki jest nie wystarczający do określenia całkowitej liczby atomów w stanie metastabilnym, co wynika z charakteru plazmy ^3He pod wysokim ciśnieniem. Niejednorodny rozkład plazmy w komórce ^3He , specyficzny dla pracy w warunkach rozprężenia struktury nadsubtelnej, jest istotnie różny od rozkładu plazmy w niskociśnieniowych komórkach stosowanych w standardowym OP. Różna geometria wiązki próbkującej i pompującej (por. podrozdział 3.2) przy przejściu przez komórkę z gazem powoduje więc, że obie wiązki

„widzą” rejony o różnej gęstości atomów w stanie metastabilnym. Dlatego aby dowiedzieć się więcej o plaźmie w której przeprowadzamy proces polaryzacji musimy określić także gęstość atomów w stanie metastabilnym wywnioskowaną z pomiaru absorpcji pompy. Pomiar ten przeprowadza się również przed przystąpieniem do eksperymentu PO z bardzo osłabioną wiązką pompującą $I_{pompy} = 0,1 \mu W/cm^2$. Dopiero uzyskane w ten sposób n_m^{probki} i n_m^{pompy} jest w stanie przybliżyć informację o całkowitej liczbie atomów metastabilnych w badanym przypadku. Wszystkie dotychczasowe rozważania dotyczące prawdopodobieństwa absorpcji światła laserowego związane były z laserem jednomodowym jakim była w naszym przypadku dioda laserowa.

Jeden z używanych przez nas laserów pompujących *Keopsys KPS-BT2-YFL 1083nm* (por. podrozdział 3.2) jest laserem wielomodowym, o szerokości widmowej większej niż rozważana poprzednio szerokość spektralna światła z diody laserowej, co wpływa na pomiar absorpcji z użyciem takiego lasera. Oczywistą konsekwencją w modyfikacjach mierzonej absorpcji jest zmiana wyznaczonej transmisji a tym samym zmiana gęstości atomów.

Dla światła laserowego:

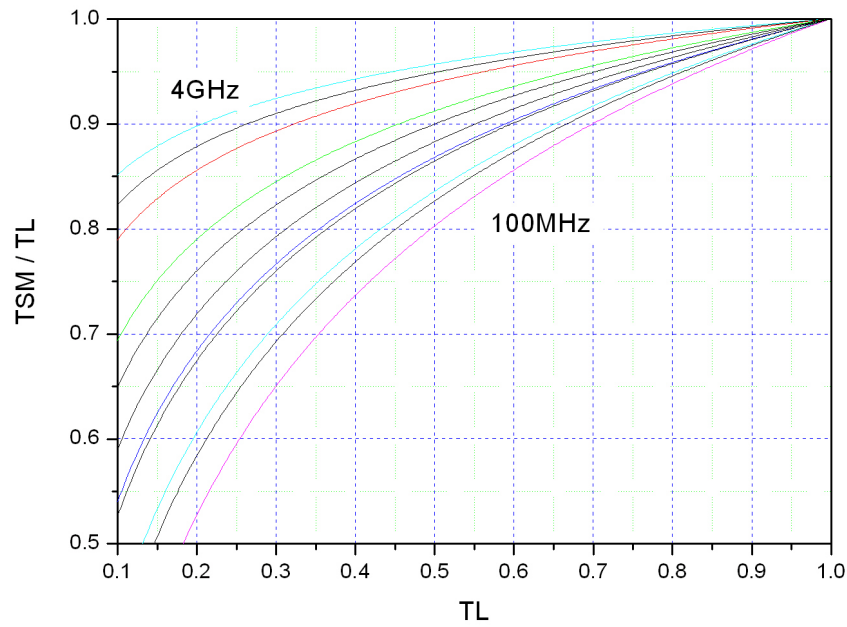
$$I(\omega) = I_{las} \frac{1}{L \sqrt{\pi}} e^{-\nu^2/L^2}, \quad T_L = \langle T \rangle = \int \frac{e^{-\nu^2/L^2}}{L\pi} d\nu, \quad (3.24)$$

gdzie transmisja $T(\nu)$ można wyrazić za pomocą równania:

$$-\ln T(\nu) = L_{path} \frac{n_m}{\tilde{n}} S(\nu) = -\ln(T_{SM}) \frac{S(\nu)}{S(0)}. \quad (3.25)$$

$$\text{Z tego wynika, że} \quad T_L = \frac{1}{L\pi} \int e^{-\nu^2/L^2} d\nu \exp \ln T_{SM} \frac{S(\nu)}{S(0)}. \quad (3.26)$$

Numeryczne wyznaczenie zależności T_{SM} od T_{las} dla danej temperatury i ω_L , dla linii $f2^m$ zostało pokazane na rys. 3.28. Program *Abs Broad Voigt* napisany przez Pierre-Jeana Nachera można również użyć dla wyznaczenia transmisji na innej linii absorpcyjnej.



Rysunek 3.28: Zależność transmisji lasera jednomodowego od zmierzonej transmisji lasera dla linii f_2^m dla zakresu ω_L od 100 MHz do 4 GHz.

Rozdział 4

Wyniki doświadczalne i interpretacja

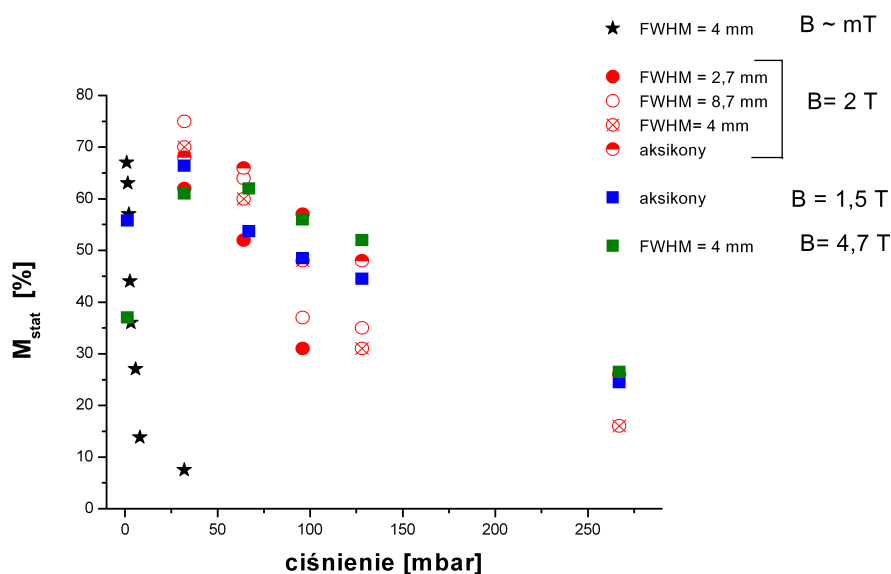
Zasadniczym celem przeprowadzonych badań było określenie optymalnych parametrów MEOP w warunkach rozprężenia struktury nadsubtelnej. Systematyczne badania nad procesem MEOP w wysokim polu magnetycznym i w wysokim ciśnieniu, pozwoliły na zbadanie efektów rozprężenia struktury nadsubtelnej w pompowaniu optycznym z wymianą metastabilności. Oceniono również wpływ eksperymentalnych parametrów, takich jak moc lasera pompującego, profil wiązki pompującej czy kształt komórek z ^3He . Zbadano również wpływ na wydajność procesu MEOP innych parametrów związanych z intensywnością plazmy w komórce, mianowicie gęstość atomów w stanie metastabilnym i czasu relaksacji polaryzacji T_1 . Otrzymane podczas eksperymentów bardzo dokładne wyniki otwierają drogę do ilościowego testu rozwijanego modelu MEOP w warunkach niestandardowych.

Z praktycznego punktu widzenia znajomość optymalnych warunków przeprowadzania procesu MEOP, pozwoliła na zrealizowanie eksperymentu *stricte* dedykowanego polaryzatorowi pracującemu w polu skanera medycznego $\mathbf{B} = 1,5 \text{ T}$ (Siemens Sonata). Wyniki wydajność OP dla warunków w których będzie pracował wysokopolowy polaryzator przedstawione zostaną w formie podsumowania.

4.1 Efekt rozerwania sprzężenia struktury nadsubtelnej wraz ze wzrostem indukcji pola magnetycznego

Sprzężenie struktury nadsubtelnej odgrywa kluczową rolę w procesie MEOP odpowiadając z jednej strony za przekaz polaryzacji z elektronów do jąder, z drugiej natomiast powodując destruktywną depolaryzację atomów helu podczas różnego rodzaju zderzeń. Efektywna rola sprzężenia struktury nadsubtelnej może być w pewnym stopniu kontrolowana przez przyłożenie pola magnetycznego (por. rozdział 2.4). Dlatego też powinna istnieć optymalna wartość ciśnienia ^3He oraz pola magnetycznego, gdzie dwa konkurujące procesy powinny zwiększać wydajność procesu MEOP dla uzyskania całkowitej magnetyzacji.

Jeden z najbardziej spektakularnych wyników naszych eksperymentów, obrazujących korzystny wpływ rozprężenia struktury nadsubtelnej na proces OP w wyższych ciśnieniach, przedstawia rys. 4.1.



Rysunek 4.1: Stacjonarna polaryzacja $M_{stat}\%$ w funkcji ciśnienia. Punkty w kolorze czarnym odpowiadają danym uzyskanym w polu magnetycznym $\sim mT$, punkt w kolorze czerwonym odpowiada 2 T, w kolorze niebieskim 1,5 T, w kolorze zielonym w 4,7 T. Wyniki przedstawione na wykresie uzyskane zostały dla różnych geometrii wiązek pompujących (dokładny opis w 4.6).

Na powyższym wykresie obok punktów uzyskanych w niskim polu magnetycznym (czarne gwiazdki), przedstawionych uprzednio na rys. 2.3, pokazano również rezultaty uzyskane w wysokich polach magnetycznych. Wyniki otrzymane w polach: 1,5 T (niebieskie kwadraty), 4,7 T (zielone kwadraty) dla ciśnienia 1,33 mbar pokazują, że wysokie pole magnetyczne nie poprawia osiągnięć pompowania komórek niskociśnieniowych. Mało tego, uzyskane wyniki ($M_{stat} = 55,8\%$ w 1,5 T $M_{stat} = 37\%$ w 4,7 T) są gorsze w sensie uzyskiwanej polaryzacji M_{stat} i czasu t_b , od tych uzyskanych w warunkach standardowych. Jednak pompowanie wyższych ciśnień w wyższych polach pozwala uzyskać wysokie wartości polaryzacji, co w niskim polu magnetycznym było dotąd niemożliwe. Można również zaobserwować, że niezależnie od geometrii wiązki pompującej i pola magnetycznego uzyskiwana polaryzacja jądrowa M_{stat} maleje ze wzrostem ciśnienia. Z punktu widzenia produkcji gazu do HP ^3He MRI dla nas istotny jest iloczyn gęstości próbki ^3He i uzyskiwanej polaryzacji $\rho \times M_{stat}$, który dla ciśnienia 267 mbar i polaryzacji $M_{stat} = 24\%$ jest ponad 100 razy wyższy niż dla $M_{stat} = 67\%$ dla ciśnienia nieprzekraczającego 1 mbar.

Przeanalizujmy teraz wydajność pompowania optycznego w funkcji pola magnetycznego. Zależność polaryzacji M_{stat} dla dwóch ciśnień ^3He : 32 mbar i 67 mbar w funkcji pola magnetycznego przedstawia rys. 4.2. Dla większej przejrzystości skupmy się na wybranych rezultatach uzyskanych w podobnych warunkach eksperymentalnych (moc lasera pompującego równa 0,5 W, słaba intensywność plazmy helowej, linia pompująca: $f2^m$) przedstawionych w tabeli 4.1. Wyselekcjonowane dane przedstawia rys. 4.3 ([67] oraz [68]). Po niemal liniowym wzroście polaryzacji stacjonarnej wraz z polem magnetycznym do 2 T obserwujemy *plateau*, osiągające wartość odpowiednio 62 i 60% dla ciśnienia 32 i 67 mbarów.

Z punktu widzenia produkcji spolaryzowanego ^3He do wykorzystania go w obrazowaniu magnetycznym rezonansem, ważnym parametrem jest *standardowy cm^3 gazu całkowicie spolaryzowanego*, w skrócie **sccfp** (ang. *ang. standard cubic centimetre fully polarized gas*), wprowadzonym po to, aby określić liczbę atomów od których rejestrowany jest sygnał NMR.

Sam *standartowy* cm^3 **scc** *ang. standarnd cubic* cm^3 wyznacza liczbę atomów w 1 cm^3 gazu pod ciśnieniem atmosferycznym (1013 mbar). Dla określenia liczby spolaryzowanych atomów w danej objętości i przy danym ciśnieniu w jednostkach *sccfp* wprowadzamy całkowitą polaryzację opisaną wzorem:

$$M_{tot} = M_{stat} \cdot \frac{p[mbar]}{1013} \cdot V[cm^3], \quad (4.1)$$

gdzie M_{stat} jest stacjonarną wartością polaryzacji jądrowej, $\frac{p[mbar]}{1013}$ jest znormalizowanym ciśnieniem, a V jest objętością pompowanego gazu. Istotnym parametrem dla polaryzacji ^3He w przepływie, jest szybkość produkcji spolaryzowanego ^3He R , uwzględniająca czas pompowania t_b .

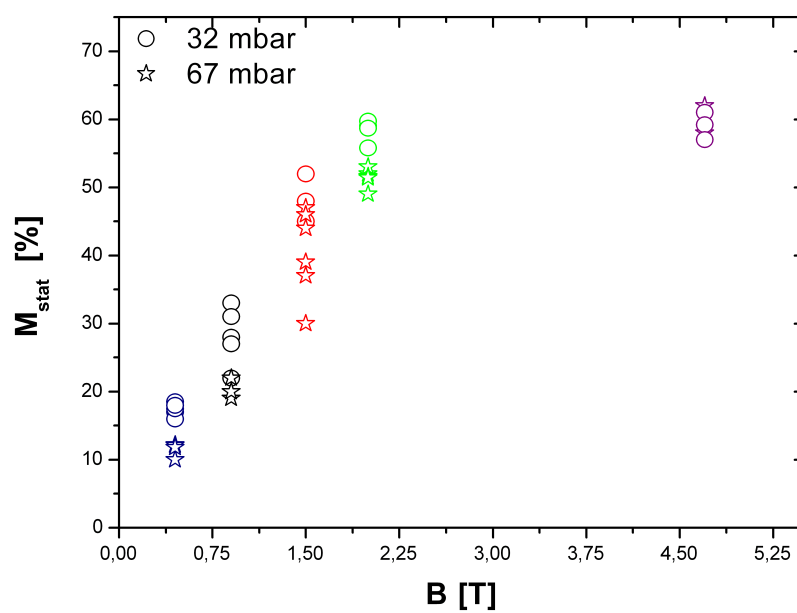
$$R = M_{stat} \cdot p/t_b, \quad (4.2)$$

Pole T	ciśnienie mbar	M %	t_b s	T_1 s	n_m at/m^3	M_{tot} sccfp	M_{tot}/t_b sccfp/min	R mbar/s
0,45	32	19	12	565	$2,9 \cdot 10^{10}$	0,12	0,6	30,4
	67	12	20	1256	$1,5 \cdot 10^{10}$	0,15	0,45	24,1
0,9	32	33	22	550	$3,2 \cdot 10^{11}$	0,2	0,56	28,8
	67	21	43	1050	$1,9 \cdot 10^{10}$	0,26	0,37	19,6
1,5	32	52	44	730	$2,6 \cdot 10^{10}$	0,33	0,45	22,7
	67	44	58	990	$2,2 \cdot 10^{10}$	0,54	0,39	20,6
2	32	59	68	843	$5,9 \cdot 10^{10}$	0,37	0,33	16,7
	67	52	122	795	$6,8 \cdot 10^{10}$	0,66	0,32	17,1
4,7	32	61	102	724	$4,7 \cdot 10^{10}$	0,39	0,097	4,9
	67	60	258	1300	$1,99 \cdot 10^{10}$	0,78	0,14	7,2

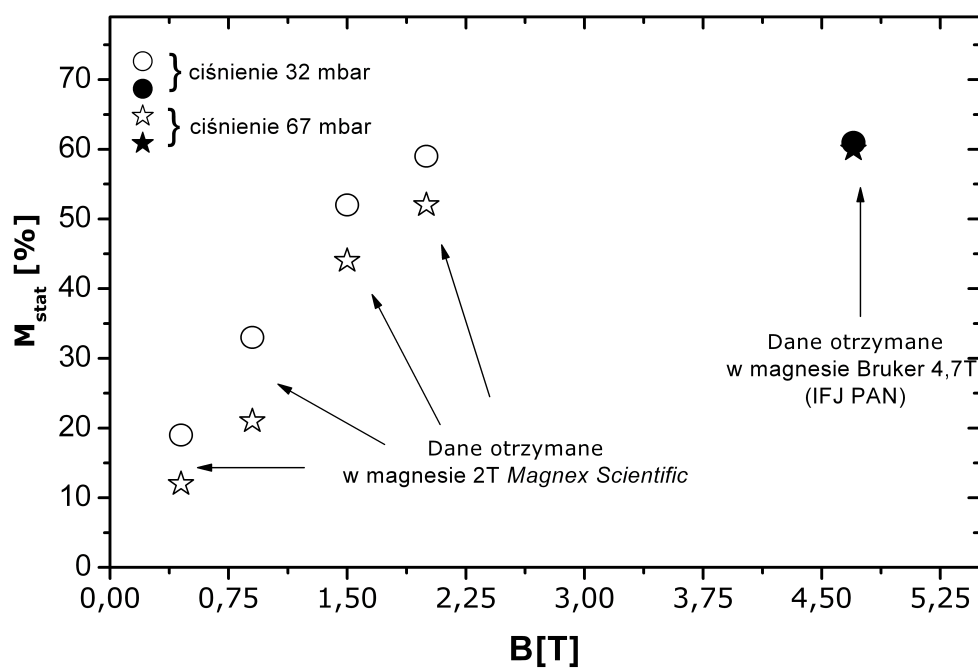
Tabela 4.1: Wybrane rezultaty procesu MEOP jako funkcje pola magnetycznego i ciśnienia. Wyniki zostały uzyskane dla podobnych warunków OP. Moc lasera 0,5 W, słaba intensywność plazmy helowej, linia pompująca: $f2^m$.

Na rysunku 4.5 przedstawiono dwa parametry związane z czasem: M_{tot}/t_b oraz R obydwa współczynniki spadają niemal liniowo wraz z polem magnetycznym.

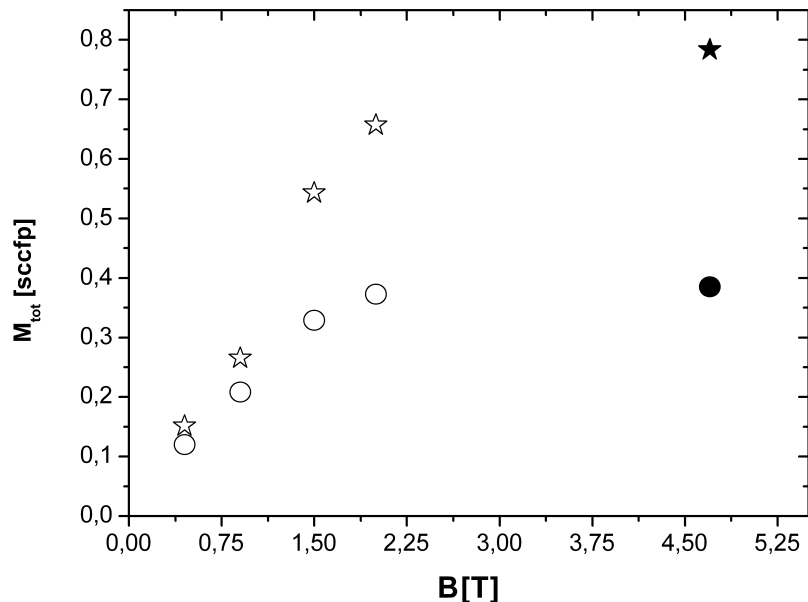
Liniowe dopasowanie M_{tot}/t_b daje odpowiednio wartość nachylenia równą $-0,12$ i $-0,07$ [sccfp/min] dla 32 i 67 mbar, podobne zachowanie możemy zaobserwować dla szybkości produkcji spolaryzowanego ^3He . Tendencje te jasno pokazują nega-



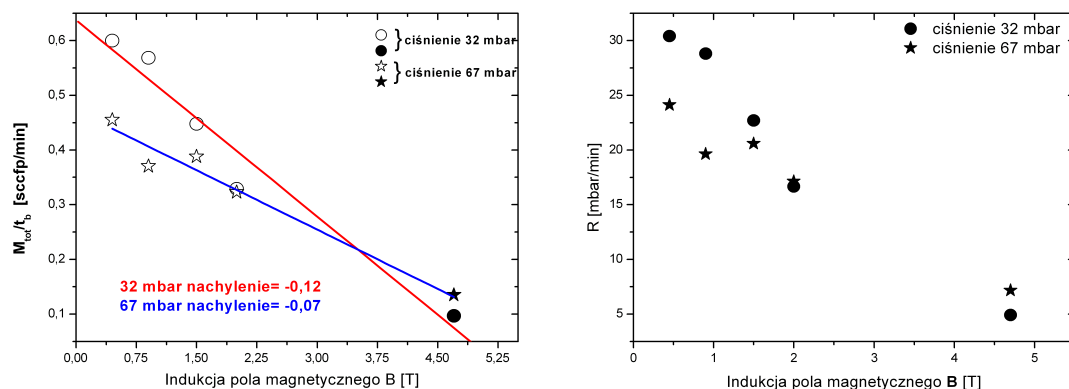
Rysunek 4.2: Otrzymana w kilku niezależnych pomiarach polaryzacja stacjonarna $M_{stat}\%$ w funkcji indukcji pola magnetycznego B , dla ciśnienia 32 mbar (kółka) oraz 67 mbar (kwadraty), dla ustalonej wartości mocy lasera pompującego (0,5 W) i słabych wyładowań.



Rysunek 4.3: Polaryzacja stacjonarna $M_{stat}\%$ w funkcji indukcji pola magnetycznego B , dla ciśnienia 32 mbar (kółka) oraz 67 mbar (gwiazdki), dla ustalonej wartości mocy lasera pompującego (0,5 W) i słabych wyładowań.



Rysunek 4.4: M_{tot} sccfp w funkcji indukcji pola magnetycznego B, dla ciśnienia 32 mbar (kółka) oraz 67 mbar (gwiazdki), dla ustalonej wartości mocy lasera pompującego (0,5 W) i słabych wyładowań.



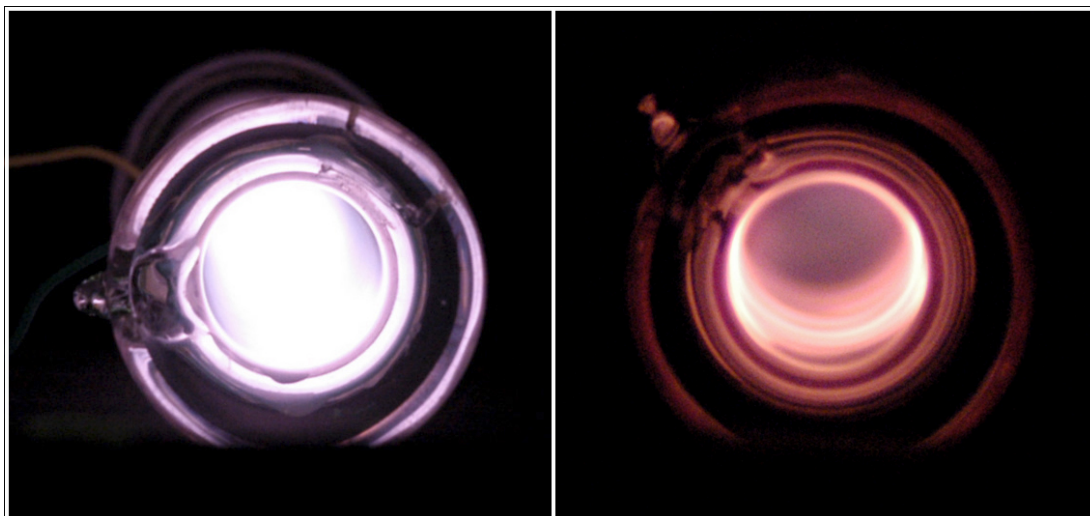
Rysunek 4.5: a) M_{tot} sccfp/min w funkcji indukcji pola magnetycznego dla ciśnienia 32 mbar (kółka) oraz 67 mbar (gwiazdki), przy ustalonej wartości mocy lasera pompującego (0,5 W) i słabych wyładowaniach; b) R mbar/min w funkcji indukcji pola magnetycznego, dla ciśnienia 32 mbar (kółka) oraz 67 mbar (gwiazdki), dla ustalonej wartości mocy lasera pompującego (0,5 W) i słabych wyładowań.

tywny wpływ wzrostu rozprężenia struktury nadsubtelnej na czas potrzebny do osiągnięcia polaryzacji stacjonarnej w badanym zakresie ciśnień. Dwa przeciwstawne efekty wpływu rozprężenia struktury nadsubtelnej powodują, że musimy znaleźć kompromis pomiędzy maksymalną wartością polaryzacji jądrowej M_{stat} i możliwie najkrótszym odpowiadającym jej narastaniu czasem t_b . W przypadku projektowania polaryzatora pracującego w polu magnetycznym skanera medycznego, sprawę komplikuje odgórnie narzucone pole $\mathbf{B}$, do którego będziemy mieli dostęp.

Niemniej jednak z przedstawionych w podrozdziale wyników można wywnioskować, że pole skanera Sonata $\mathbf{B}=1,5$ T, w którym będzie pracował polaryzator, leży w optymalnym przedziale pól magnetycznych do produkcji spolaryzowanego ^3He . Z jednej strony widzimy znaczną poprawę M_{stat} w stosunku do niższych wartości pola, a z drugiej strony czas t_b pozostaje na tyle krótki, że umożliwia pracę polaryzatora w przepływie.

4.2 Charakterystyka plazmy w wzbudzonym ^3He w wyższych ciśnieniach

Kiedy MEOP przeprowadzane jest w warunkach standardowych, to znaczy w niskim polu magnetycznym i niskim ciśnieniu, rozkład plazmy jest jednorodny w całej objętości komórki OP. Dlatego do przeprowadzenia procesu pompowania używany jest głównie konwencjonalny profil gaussowski wiązki pompującej. Sytuacja się zmienia, kiedy OP realizowane jest w wysokim polu magnetycznym i podwyższonym ciśnieniu. Wówczas plazma przestaje być jednorodna i gromadzi się bliżej ścianek komórki. Efekt ciśnieniowy pokazany został na rys 4.6, gdzie porównano fotografie świecącej plazmy w komórce niskociśnieniowej (1,33 mbar) oraz w komórce z relatywnie wysokim ciśnieniem (128 mbar). W konsekwencji podczas pompowania w wysokim ciśnieniu następuje tylko częściowe przekrycie się światła laserowego o profilu gaussowskim oraz populacji pompowanych atomów w stanie metastabilnym 2^3S_1 . Duża część mocy lasera pompującego jest tracona, zmniejszając w ten sposób wydajność procesu MEOP.



Rysunek 4.6: Radialna zależność rozkładu absorpcji światła laserowego dla różnych wartości ciśnienia ^3He .

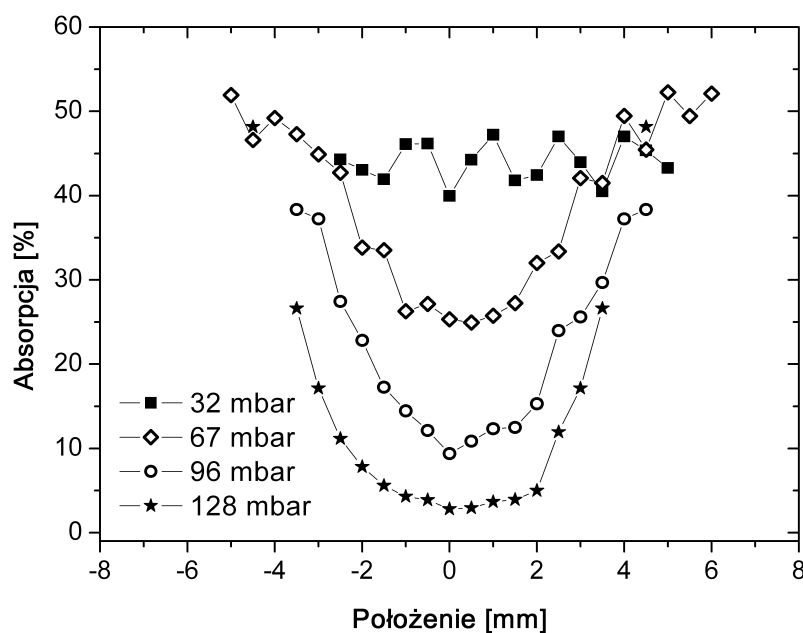
Dla zilustrowania tego efektu pod kątem ilościowym przygotowaliśmy systematyczne badania absorpcji rezonansowego światła laserowego przez wzbudzone atomy plazmy helowej dla ciśnienia z zakresu 32 - 128 mbar, w polu magnetycznym 2 T. Do pomiaru użyto komórki „kości” o długości 11 cm, średnicy wewnętrznej 1,6 cm i 2,5 centymetrowych okienkach. Do otrzymania stanów o gęstości atomów w stanie metastabilnym w zakresie od $10^9 - 10^{11}$ atomów/ cm^3 użyto wyładowań częstotliwości radiowej 2 MHz. Eksperyment przeprowadzono przy użyciu lasera bazującego na diodzie DBR wytwarzającego wiązkę gaussowską z FWHM równym 10,2 mm (dokładny opis w rozdziale 3.2.2).

System niemagnetycznego przesuwu w kierunku x, y z dołączoną fotodiodą znajdował się 2 cm za komórką z ^3He wewnątrz magnesu. Absorbowaną energię wyznaczano w funkcji położenia wzdłuż radialnej osi komórki z krokiem 0,5 mm. W bezpośrednim sąsiedztwie ścianek komórki zaobserwowaliśmy niepożądany efekt odbicia i załamania światła laserowego i z tych powodów nie byliśmy w stanie zrobić wiarygodnego pomiaru w sąsiedztwie ścianek komórki. Dla każdego punktu pomiarowego zostały dokonane trzy pomiary natężenia światła. Następnie absorpcja liczona była z formuły 3.3.1:

$$Abs = \frac{I_1 - I_2}{I_1}, \quad (4.3)$$

gdzie I_1 to sygnał tła; I_2 oddaje obecność atomów metastabilnych, sygnał szumu jest na tyle mały, że można go zaniedbać. Obliczana w ten sposób absorpcja jest niezależna od rozkładu intensywności wiązki.

Rezultaty przeprowadzonego eksperymentu oddaje rys. 4.7, gdzie przedstawione zostały profile absorpcyjne światła laserowego w rezonansie, zebrane dla różnych ciśnień ^3He . Dla relatywnie niskiego ciśnienia 32 mbar radialny rozkład plazmy jest jednorodny, ale kiedy ciśnienie wzrasta do 128 mbar, absorpcja w środkowym obszarze spada, uzyskując minimalną wartość w środku komórki (wokół zera). Mówiąc inaczej, dla wysokiego ciśnienia niejednorodność plazmy, to znaczy niejednorodność rozkładu atomów absorbujących w stanie metastabilnym, powoduje, że absorpcja światła laserowego w rezonansie jest większa blisko ścianek komórki w porównaniu z jej środkową częścią. Dlatego, dla zoptymalizowania procesu MEOP, kształt wiązki pompującej powinien przykrywać się z rozkładem plazmy.

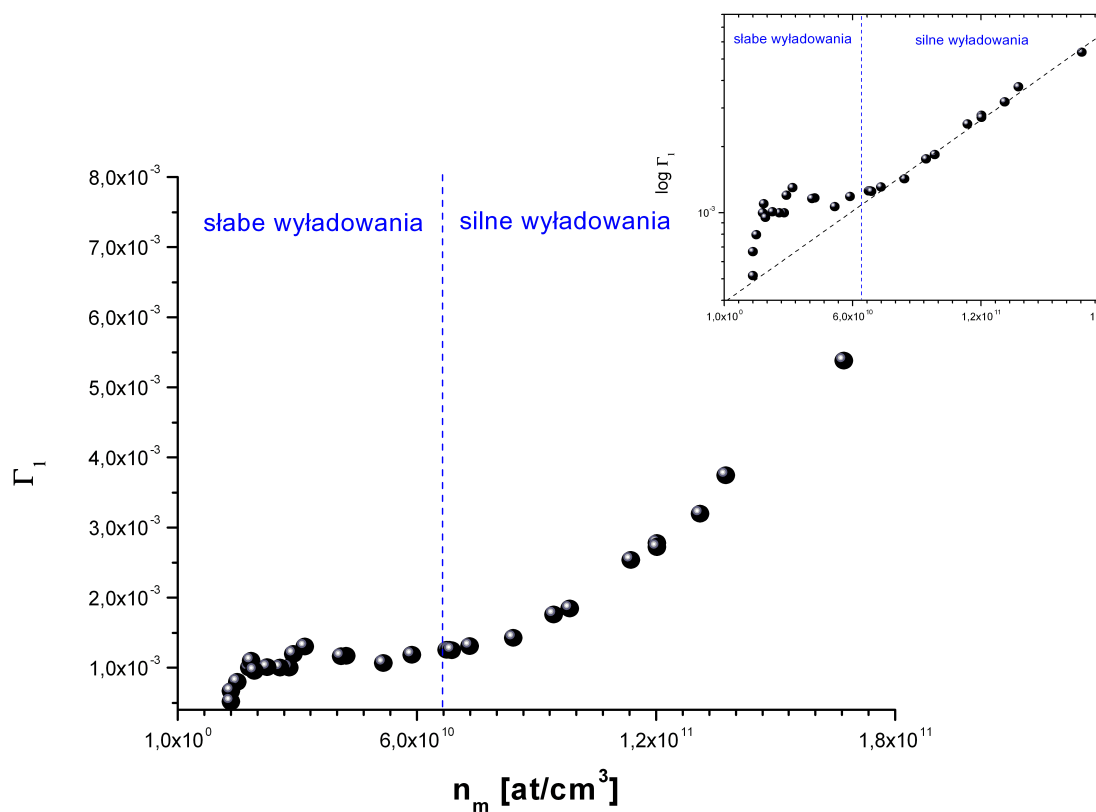


Rysunek 4.7: Radialna zależność rozkładu absorpcji światła laserowego dla różnych wartości ciśnienia ^3He .

Plazmę helową uzyskujemy w wyniku przyłożenia słabego wyładowania częstotliwości radiowej do komórki napełnionej ^3He . Do charakteryzacji intensywności wyładowań używa się dwóch globalnych parametrów. Pierwszy z nich to gęstość atomów w stanie metastabilnym n_m w wiązce pompującej, którą mierzono przy pomocy słabej wiązki pompującej, dla niespolaryzowanej próbki ($M=0$)¹. Drugi parametr charakteryzujący wyładowania to stała zaniku polaryzacji T_1 w obecności wyładowań. Zależność pomiędzy tymi dwoma parametrami przedstawia rys. 4.8, gdzie $\Gamma_1 = 1/T_1$, a n_m to gęstości atomów w stanie metastabilnym dla ciśnienia 32 mbar. Przedstawione na rysunku punkty zebrano we wszystkich pięciu polach magnetycznych, dla różnych kształtów wiązki pompującej. Wraz ze wzrostem pola magnetycznego uzyskujemy dłuższy czas relaksacji T_1 , a tym samym możemy używać do OP mniej intensywną plazmę, dodatkowo możemy zobaczyć, iż w reżimie silnych wyładowań zależność między n_m a Γ_1 jest wykładnicza. Intensywność i rozkład przestrzenny świecącej plazmy (a tym samym gęstość 2^3S_1) w dużej mierze zależy od indywidualnych własności komórki. Oczywiście przede wszystkim od ciśnienia ^3He zamkniętego w środku, ale również od geometrii komórki, czystości gazu, czy sposób nawinięcia na komórkę elektrod. Jak można zaobserwować na rys. 4.8 dłuższym wartościom czasów T_1 (mniejsza wartość Γ_1) odpowiada mniejsza wartość atomów w stanie metastabilnym n_m . We wszystkich przebadanych ciśnieniach ^3He zależność $\Gamma_1(n_m)$ jest podobna do tej przedstawionej na rys. 4.8, niemniej jednak wraz ze wzrostem ciśnienia dla podobnych wartości czasów T_1 zmniejsza się gęstość atomów w stanie metastabilnym 2^3S_1 .

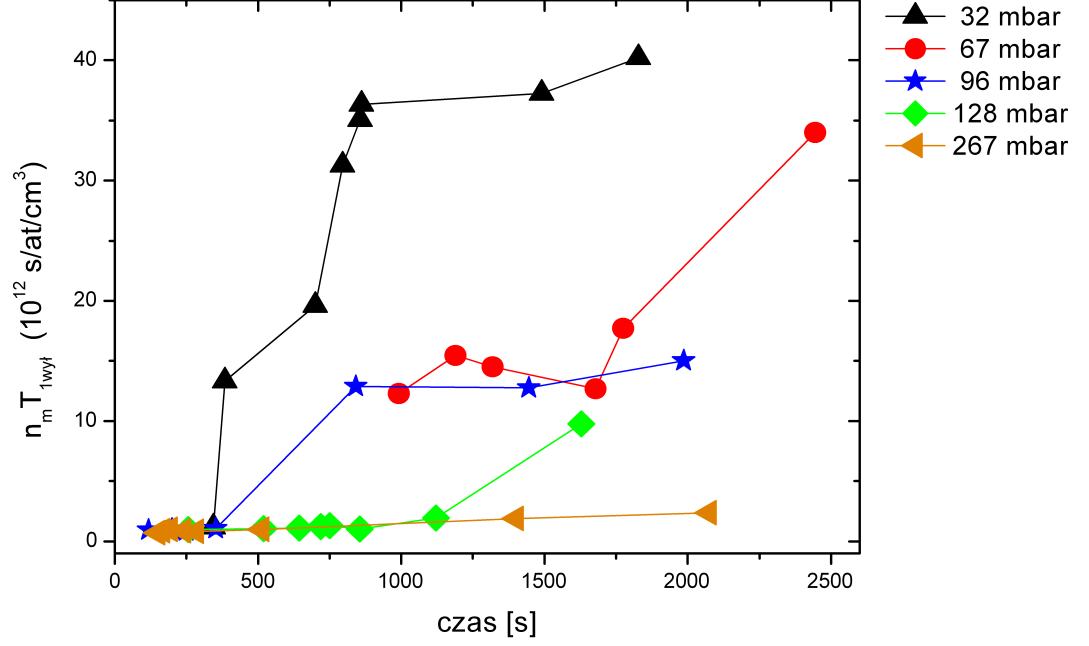
Idealna sytuacja jest wówczas, kiedy iloczyn dwóch parametrów charakteryzujących plazmę: $n_m \times T_1$ jest maksymalny. Wówczas uzyskujemy wysoki współczynnik produkcji spolaryzowanych atomów R, proporcjonalny do n_m (por. rozdział 2.5) i czasu relaksacji. Na rysunku 4.9 przedstawiamy typowe parametry wyładowań uzyskiwane w pięciu badanych przez nas komórkach (32, 67, 96, 128 i 267 mbar). W reżimie słabych wyładowań (odpowiadający dłuższemu T_1) zwiększa się iloczyn $n_m \times T_1$ niezależnie od ciśnienia. Tak jak T_1 wydłuża się dla mniej intensywnej plazmy, tak polaryzacja stacjonarna M_{stat} i czas narastania polary-

¹W eksperymencie mierzona jest również gęstość atomów w stanie metastabilnym w wiązce próbkującej. Jednak z punktu widzenia OP ważne są atomy metastabilne, oddziaływujące z wiązką pompującą, dlatego prezentowane w pracy n_m to te, które widzi laser pompujący.



Rysunek 4.8: Zależność parametru $\Gamma_1 = 1/T_1$, charakteryzującego zanik polaryzacji M od gęstości atomów w stanie metastabilnym n_m dla ciśnienia 32 mbar w różnych polach magnetycznych (0,45 - 4,7 T) i dla różnych wiązek pompujących. Wkładka przedstawia zależność $\log(\Gamma_1(n_m))$.

zacji t_b stają się większe. Efekty związane ze zmianą intensywności wyładowań przedstawione zostaną w podrozdziale 4.3. Typowe wartości gęstości atomów me-



Rysunek 4.9: Iloczyn $n_m \times T_{1disch}$ w funkcji stałej zaniku polaryzacji T_{1wy} .

tastabilnych uzyskane podczas eksperymentów, które miały na celu wyznaczenie innych, optymalnych parametrów MEOP, przedstawia poniższa tabela:

ciężnienie mbar	T_{1min} s	n_{mmaks} at/m ³	T_{1min} s	n_{mmaks} at/m ³
32	293	$1,63 \times 10^{11}$	1828	$2,2 \cdot 10^{10}$
67	217	$1,19 \cdot 10^{11}$	2446	$1 \cdot 10^{10}$
96	113	$1,22 \cdot 10^{10}$	1904	$1,6 \cdot 10^9$
128	118	$7,34 \cdot 10^{10}$	3139	$2,34 \cdot 10^9$
267	175	$6,18 \cdot 10^9$	1554	$3 \cdot 10^9$

Tabela 4.2: Typowe przedziały parametrów: T_1 i n_m charakteryzujących plazmę, stosowane w eksperymentach w polach: 0,45 - 4,7 T.

Plazma w komórkach niskociężnieniowych jest zagadnieniem dobrze poznany

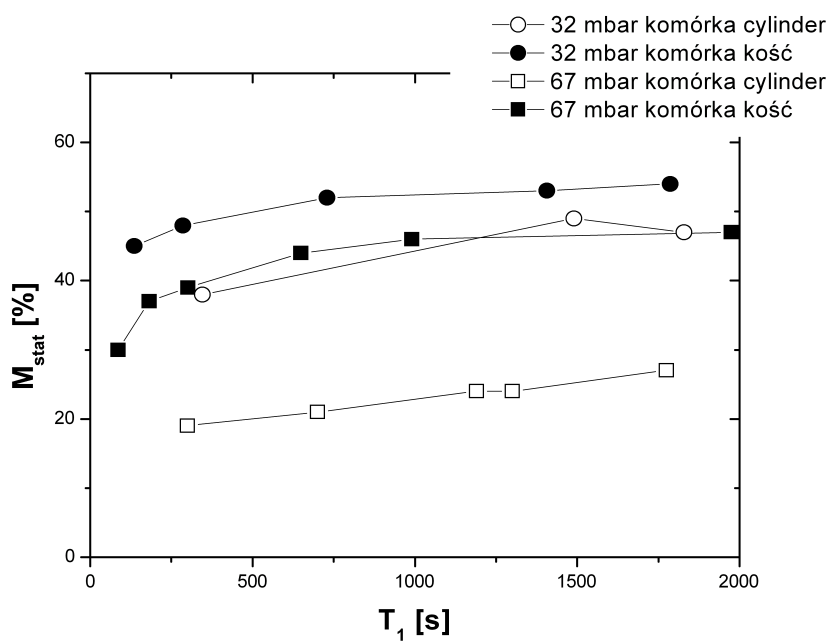
[65, 66]. Jeśli jednak chodzi o plazmę w komórkach z ciśnieniem przekraczającym 70 mbar wiele pytań ciągle pozostaje otwartych. Fizyczne procesy limitujące czas życia stanu 2^3S_1 są wciąż badane. Przykładem jest badanie gęstości molekuł He_2^* przy pomocy lasera 465nm w funkcji ciśnienia ^3He i pola magnetycznego realizowanym przez Bartosza Głowacza 2.3. Produkcja molekuł He_2^* rośnie wraz z ciśnieniem i jest głównym procesem sprzyjającym relaksacji stanu metastabilnego 2^3S_1 w wyższych ciśnieniach.

Ponadto na przestrzenny rozkład plazmy w komórce, a tym samym możliwość wpływu na wydajność MEOP ma kształt komórek ^3He . Stosowane od dawna przez grupę z LKB ENS komórki cylindryczne 5×5 cm (rozdział 3.2.2) sprawdzają się bardzo dobrze w warunkach standardowych, jednak kiedy ciśnienie przekracza 10 mbar, używanie tego typu komórek staje się nie praktyczne. Profile absorpcyjne ilustrują rozkład plazmy helowej w wyższych ciśnieniach blisko ścianek komórki. Dlatego im większa jej średnica tym przestrzenny rozkład staje się jeszcze bardziej niejednorodny. Dlatego, specjalnie dla wysokiego ciśnienia zaprojektowano komórki w kształcie kości. Dzięki małej średnicy (1,5 cm) plazma wewnątrz takiej komórki staje się bardziej jednorodna¹. Na rys. 4.10 porównane zostały wyniki uzyskane w polu 1,5 T dla ciśnienia 32 mbar (kółka) i 67 mbar (kwadraty) dla dwóch różnych kształtów komórek. Z wyników przedstawionych na rys. 4.10 wynika, iż dla mniejszego ciśnienia (32 mbar) wartości polaryzacji M_{stat} dla obu komórek są do siebie bardziej zbliżone, niż rezultaty z dwóch komórek dla wyższego, badanego ciśnienia (67 mbar). Po tych próbach, ^3He pod ciśnieniem przekraczającym 70 mbar zamknięto w komórkach o kształcie kości.

4.3 Wpływ intensywności plazmy na wydajność MEOP

Kompromis w wyborze optymalnego pola magnetycznego do przeprowadzenia procesu MEOP, był pierwszym, ale nie jedynym problemem, z którym musieliśmy się uporać.

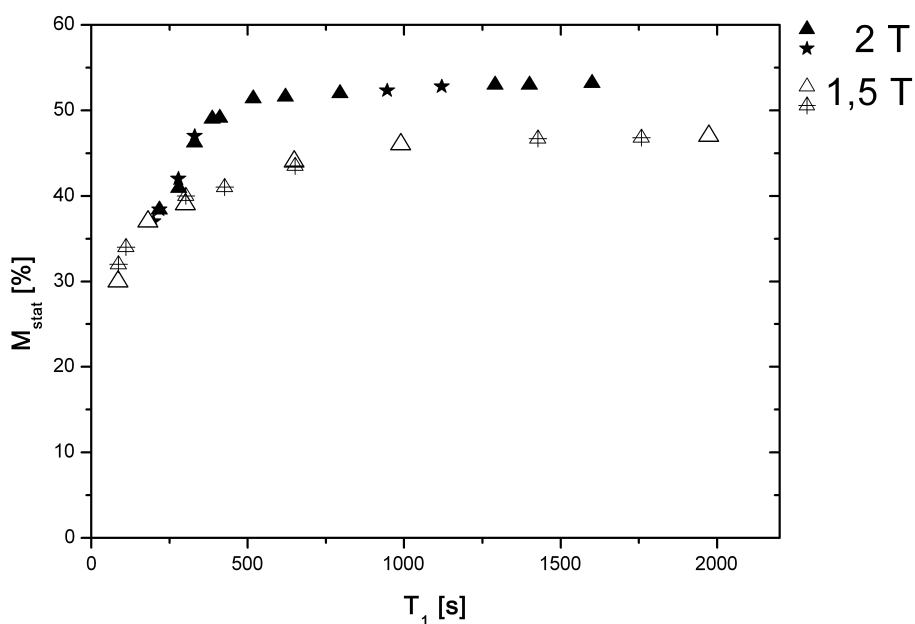
¹Z kolei zaobserwowane przez nas zachowanie dla niskiego ciśnienia (1,33 mbar), pokazuje, że komórka kość nie poprawia wyników niskociśnieniowego MEOP, a wręcz utrudnia ten proces. Bardzo trudno wzbudzić w tego typu komórce pod niskim ciśnieniem plazmę.



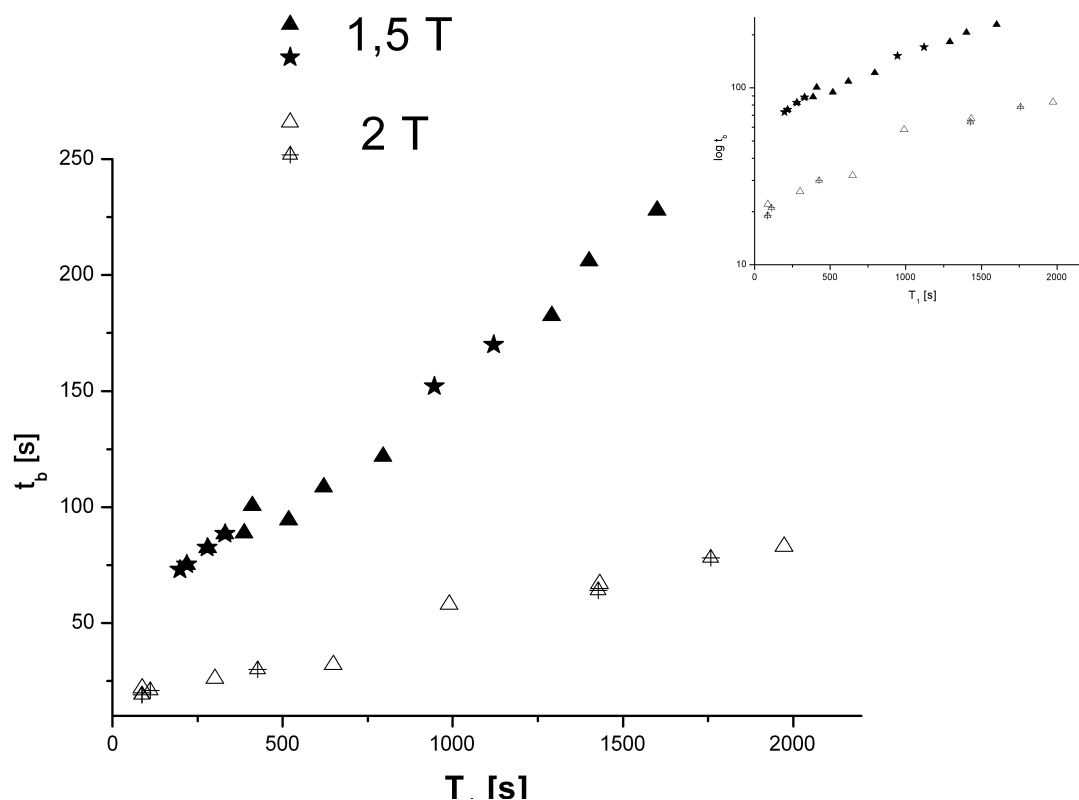
Rysunek 4.10: Zależność stacjonarnej polaryzacji jądrowej M_{stat} od czasu relaksacji T_1 , dla dwóch kształtów komórek. Pełne symbole odpowiadają результатам dla komórek kości, otwarte dla cylindrów. Kółka reprezentują ciśnienie 32 mbar, kwadraty 67 mbar.

Przeanalizujemy teraz jaką intensywność plazmy należy zastosować, aby osiągnąć najlepsze wyniki MEOP. Wzrost intensywności plazmy powoduje bezpośredni wzrost obsadzenia stanu 2^3S_1 . Z drugiej strony wzrasta częstość zderzeń jonizujących w plaźmie, co powoduje spadek wartości polaryzacji jądrowej M_{stat} i czasu relaksacji polaryzacji T_1 indukowanego przez obecność plazmy. W rezultacie wybór wyładowań stanowi kompromis pomiędzy optymalizacją n_m i T_1 , co zostało pokazane w poprzednim podrozdziale. Przeanalizujemy teraz, zachowanie się dwóch innych parametrów: M_{stat} oraz t_b w zależności od intensywności plazmy scharakteryzowanej przez czas T_1 . Stacjonarną polaryzację jądrową M_{stat} i czas budowy polaryzacji t_b w funkcji czasu relaksacji T_1 przedstawiają rysunki 4.11 oraz 4.12 zestawiono na nich wyniki uzyskane w polu 1,5T i 2T uzupełnione po roku 2007 o dodatkowe wartości czasów T_1 . Rysunek 4.11, przedstawia zależność polaryzacji jądrowej M_{stat} od T_1 . Na rys. 4.11 obserwujemy wraz z wydłużaniem się czasu T_1 rośnie wartość polaryzacji M_{stat} , niezależnie od pola magnetycznego. W reżimie umiarkowanych wyładowań wartość polaryzacji M_{stat} jest niezależna od intensywności plazmy i M_{stat} wynosi odpowiednio $46,53\% \pm 0,83$ w polu 1,5 T $52,96\% \pm 0,43$ w polu 2 T.

Rysunek 4.12 obrazuje zależność czasu narastania polaryzacji t_b od T_1 . Tu obserwowana tendencja jest niekorzystna wraz ze wzrostem T_1 (zmniejszanie się n_m) wydłuża się czas narastania polaryzacji t_b , co powoduje zmniejszenie wydajności procesu MEOP. Przedstawione rezultaty narzucają obustronne ograniczenia na wybór intensywności plazmy. Z jednej strony wybór słabszych wyładowań gwarantuje uzyskanie wyższej wartości polaryzacji jądrowej M_{stat} , z drugiej jednak strony wysoka wartość n_m , mimo krótszego czasu T_1 , dla dużych intensywności plazmy pozwala znacznie skrócić czas pompowania. Konieczne jest więc znalezienie takiej intensywności plazmy dla której osiągną polaryzacja będzie jak największa, przy jednocześnie jak najkrótszej wartości czasu t_b . Najczęściej stosujemy umiarkowane wyładowania. Dla ciśnienia 67 mbar umiarkowany zakres charakteryzujący plazmę to $1 - 10 \times 10^{10} \text{ at/cm}^3$ (czemu odpowiada $T_1=500-2000$ s), w wyższych ciśnieniach reżim umiarkowany przesuwa się w stronę krótszych czasów T_1



Rysunek 4.11: Zależność stacjonarnej polaryzacji jądrowej M_{stat} % od czasu relaksacji T_1 indukowanego wyładowaniami dla ciśnienia 67 mbar. Moc lasera pompującego 0,5 W, FWHM = 2,7 mm. Otwarte trójkąty odpowiadają результатам uzyskanym w polu 1,5 T. Otwarte symbole odpowiadają результатам uzyskanym w polu 1,5 T, pełne w polu 2 T. Trójkąty z krzyżykiem oraz pełne gwiazdki to wyniki otrzymane w eksperymentach po 2007. .



Rysunek 4.12: Zależność czasu pompowania t_b od czasu relaksacji indukowanego wyładowaniem T_1 dla ciśnienia 67 mbar. Moc lasera pompującego - 0,5 W, FWHM = 2,7 mm. Otwarte trójkąty odpowiadają результатам uzyskanym w polu 1,5 T. Otwarte symbole odpowiadają результатам uzyskanym w polu 1,5 T, pełne w polu 2 T. Trójkąty z krzyżykiem oraz pełne gwiazdki to wyniki otrzymane w eksperymentach po 2007.. Wkładka przedstawia zależność t_b w funkcji T_1 w skali logarytmicznej.

4.4 Zależność wydajności MEOP od kształtu wiązki pompującej

W tym rozdziale przeanalizujemy rezultaty uzyskane przez zastosowanie nowatorskich rozwiązań dla formowania wiązki pompującej, biorąc pod uwagę niejednorodny rozkład plazmy w komórkach OP, który obserwujemy w zwiększonym ciśnieniu i/lub w wysokim polu magnetycznym (por. rozdział 4.2). Absorpcja światła laserowego może być znacząco zwiększona jeśli profil wiązki pompującej przekryje się z rozkładem plazmy, dając tym samym wzrost efektywności MEOP dla danej mocy wiązki pompującej. Wyniki liczbowe wszystkich eksperymentów przedstawione zostały w tabeli 4.3

ciśnienie mbar	Polaryzacja M_{stat} %				Polaryzacja M_{tot} scfp			
	FWHM 3,2 mm	FWHM 10,2 mm	FWHM 4,9 mm	pierś- cień	FWHM 3,2 mm	FWHM 10,2 mm	FWHM 4,9 mm	pierś- cień
32	62	75	70	68	0,39	0,47	0,44	0,43
67	52	64	60	66	0,66	0,81	0,76	0,83
96	31	37	48	57	0,59	0,7	0,91	1,08
128	-	35	31	48	-	0,88	0,78	1,21
267	-	-	16	26	-	-	0,84	1,37

Tabela 4.3: Polaryzacja M_{stat} oraz Polaryzacja M_{tot} dla różnych wartości ciśnień i różnych kształtów wiązek pompujących.

Na rys 4.13 przedstawiono zależność między polaryzacją stacjonarną M_{stat} i ciśnieniem gazu dla czterech różnych profili wiązek pompujących. Na rys 4.14 przedstawiono podobną zależność od ciśnienia dla różnych wiązek pompujących dla M_{tot} wyrażonego w scfp.

Dla wszystkich przypadków polaryzacja stacjonarna maleje wraz ze wzrostem ciśnienia ^3He , jednak jest systematycznie wyższa w przypadku zastosowania wiązki w kształcie pierścienia. Najwyższa wartość M_{tot} , (która jest proporcjonalna do sygnału NMR), uzyskana podczas eksperymentu wynosiła 1,37 scfp, co oznacza, że jest ona większa o dwa rzędy od najwyższej wartości uzyskanej dla wiązki gaussowskiej, raportowanej w naszej pierwszej pracy [67].

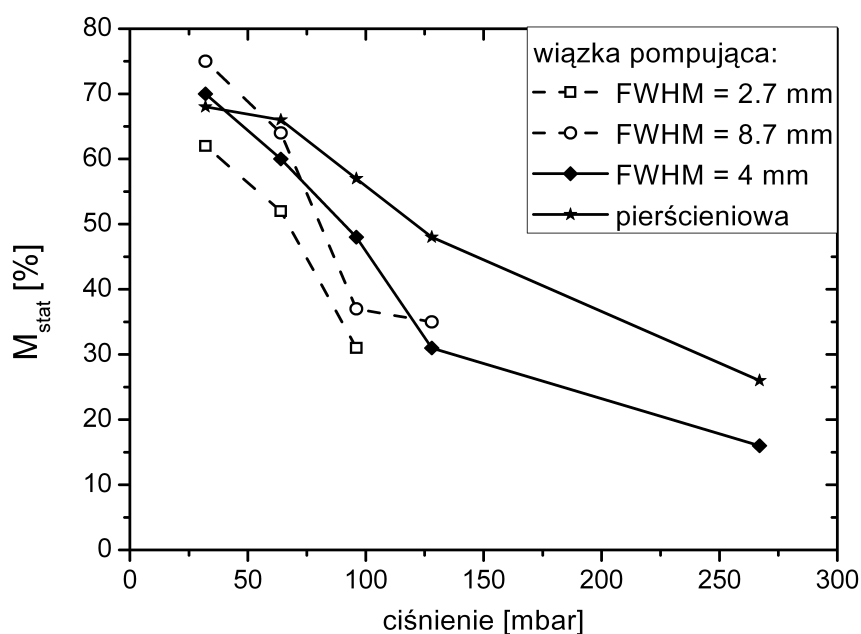
Eksperyment MEOP, dedykowany różnym kształtom wiązki pompującej dla różnych ciśnień ^3He , ze względów losowych, przeprowadzany był bez zachowania ciągłości badań. Począwszy od badań profilu gaussowskiego z różną szerokością FWHM wiązki, a zakończywszy na wiązce w kształcie pierścienia. Ponieważ przystosowanie układu eksperymentalnego do różnych wiązek pompujących wiązało się z jego znaczną modyfikacją, bardzo trudno było uzyskać te same warunki eksperymentalne we wszystkich przypadkach. Szczególnie trudne okazało się odtworzenie tych samych warunków plazmy, charakteryzowanych przez czas relaksacji T_1 . Jednakże, zgodnie z tym co zostało pokazane w rozdziale 4.2, w wysokim polu magnetycznym polaryzacja stacjonarna M_{stat} oraz M_{tot} , w reżimie umiarkowanej intensywności plazmy, jest niezależna od wartości czasu T_1 . Dlatego też, dla danego ciśnienia i mocy wiązki pompującej, parametry związane z polaryzacją zależą tylko od kształtu wiązki pompującej.

4.5 Zależność wydajności MEOP od mocy wiązki pompującej

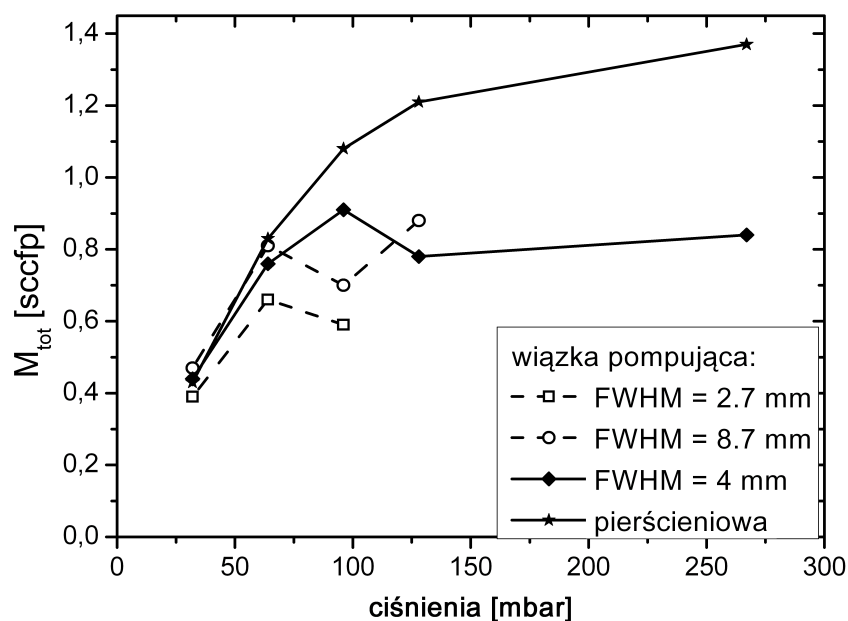
Pierwsze badania nad optymalizacją mocy lasera pompującego przedstawione w pracy Marii Abboud [27] pokazały, że w porównaniu z warunkami standardowymi, gdzie wysoka moc lasera zapewnia wyższą wartość polaryzacji, w warunkach niestandardowych wysoką wartość polaryzacji można uzyskać również dla małych wartości mocy wiązki pompującej. Dlatego przedstawione do tej pory rezultaty otrzymano dla mocy 0,5 W. Podczas większości badań mieliśmy głównie dostęp do diody laserowej wraz z wzmacniaczem 0,5 W. Stopniowo redukując moc lasera pompującego 0,5 W dla linii $f2^m$ i stałej gęstości atomów w stanie metastabilnym¹ w czterech polach magnetycznych zaobserwowaliśmy rezultaty przedstawione na rys. (4.15, 4.16).

Od razu można zauważyć, że niezależnie od pola magnetycznego możliwe jest przeprowadzenie procesu MEOP przy użyciu mocy lasera pompującego mniejszej niż 50 mW. Obserwujemy mocny wzrost polaryzacji i znaczne skrócenie czasu t_b

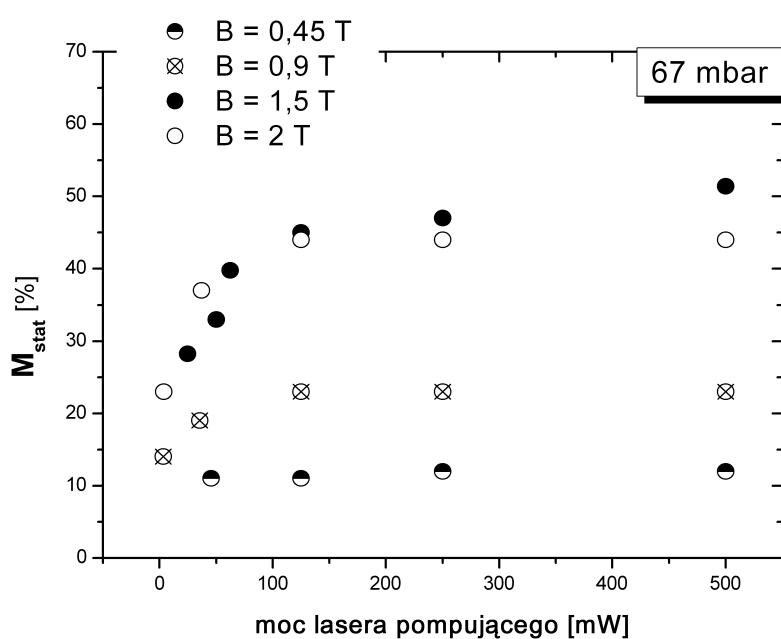
¹W polu magnetycznym $B=0,45$, nie istnieje linia $f2^m$ dlatego do pompowania, używamy innego najbardziej wydajnego przejścia $f1(A_5)$ gdzie laser pompujący adresowany jest do podpoziomu A_5 .



Rysunek 4.13: Zależność polaryzacji stacjonarnej $M_{stat}\%$ w funkcji ciśnienia dla różnych wiązek pompujących. Puste symbole odpowiadają wiązce pochodzącej z diody ze wzmacniaczem (kwadraty to rezultaty dla wiązki o $FWHM = 2,7$ mm, kółka dla wiązki o $FWHM=8,7$ mm). Pełne symbole odpowiadają wiązce pochodzącej z lasera Keopsys (romby to rezultaty dla wiązki o $FWHM = 4$ mm, gwiazdki dla wiązki w kształcie pierścienia $FWHM=1+1$ mm).

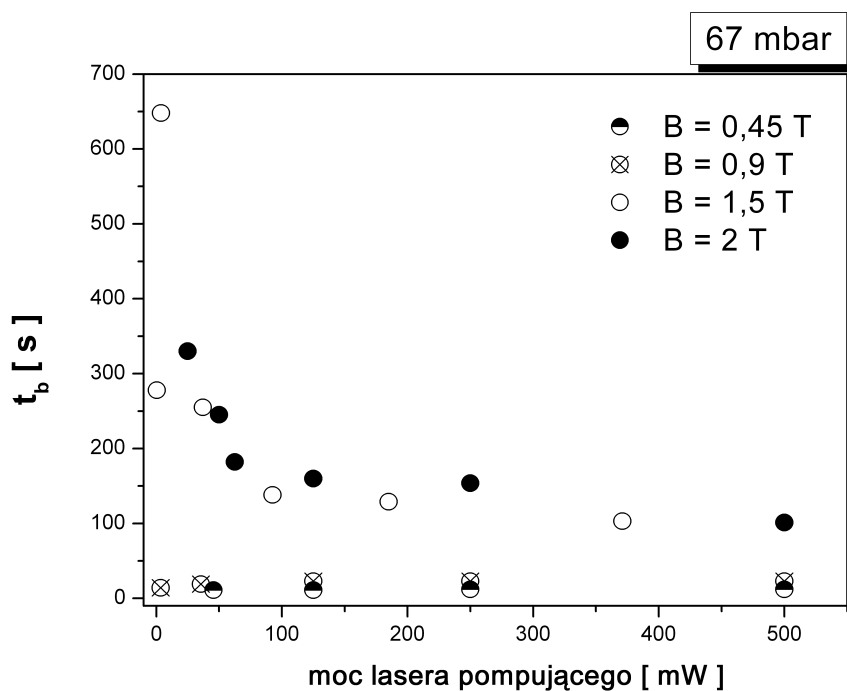


Rysunek 4.14: Zależność całkowitej polaryzacji M_{tot} *sccfp* w funkcji ciśnienia dla różnych wiązek pompujących. Puste symbole odpowiadają wiązce pochodzącej z diody ze wzmacniaczem (kwadraty to rezultaty dla wiązki o FWHM = 2,7 mm, kółka dla wiązki o FWHM = 8,7 mm). Pełne symbole odpowiadają wiązce pochodzącej z lasera Keopsys (romby to rezultaty dla wiązki o FWHM = 4 mm, gwiazdki dla wiązki w kształcie pierścienia FWHM=1+1 mm).



Rysunek 4.15: Zależność polaryzacji $M_{stat}\%$ od mocy lasera pompującego dla ciśnienia 67 mbar na linii $f2^m$ w czterech polach magnetycznych: 0,45 T (półpełne kółka), 0,9 T (kółka z krzyżykiem), 1,5 T (kółka puste), 2 T (kółka pełne).

dla mocy ≥ 100 mW. W polu magnetycznym $B=4,7$ T, przeprowadzone zostały również badania z użyciem lasera Keopsys w zakresie 0,5 - 2 W dla ustalonej dla danego ciśnienia wartości wyładowań. Na rys. 4.17 przedstawiono wyniki OP dla trzech ustalonych wartości mocy lasera pompującego i czterech ciśnień ^3He : 32, 67, 96, 128 mbar. Otrzymana polaryzacja stacjonarna, a tym samym i M_{tot} w prezentowanym zakresie mocy, są słabo zależne od mocy lasera pompującego, jednak wraz ze wzrostem mocy skraca się czas t_b potrzebny na osiągnięcie polaryzacji jądrowej.



Rysunek 4.16: Zależność czasu t_b od mocy lasera pompującego dla ciśnienia 67 mbar w czterech polach magnetycznych: 0,45 T (półpełne kółka), 0,9 T (kółka z krzyżykiem), 1,5 T (kółka puste), 2 T (kółka pełne).

4.6 Zależność wydajności MEOP od przejść optycznych stosowanych w OP

Przedstawione dotychczas wyniki uzyskane zostały podczas procesu MEOP przy użyciu przejścia optycznego $f2^m$. Zanim jednak zdecydowano o wybraniu tego przejścia, przeprowadzono pomiary przy użyciu innych przejść optycznych, przedstawionych na rys. 2.10. W tym miejscu skupmy się na porównaniu wyników dla różnych przejść optycznych, dla tych samych komórek w polach 1,5 T i 2 T. Poniższa tabelka przedstawia wyniki uzyskane dla podobnych warunków intensywności plazmy (T_1 , n_m) dla czterech przejść optycznych $f2^m$, $f4^m$, $f2^p$, $f4^p$. Na podstawie tabelki 4.4 widać, że najbardziej wydajnym przejściem optycznym jest linia $f2^m$.

pole T	linia pompująca	M %	t_b s	T_1 s	n_m at/cm ³	R mbar/s
1,5	$f2^m$	43	84	1934 ± 32	$1,34 \cdot 10^{10}$	0,33
	$f4^m$	16	35			0,29
	$f2^p$	30	58			0,33
	$f4^p$	20	42			0,31
2	$f2^m$	51	101	568 ± 26	$9,43 \cdot 10^{10}$	0,32
	$f4^m$	31	89			0,22
	$f2^p$	38	80			0,30
	$f4^p$	32	79			0,26

Tabela 4.4: Rezultaty uzyskane dla ciśnienia 67 mbar dla takiej samej intensywności plazmy. W polach 1,5 T i 2 T; dla różnych przejść optycznych.

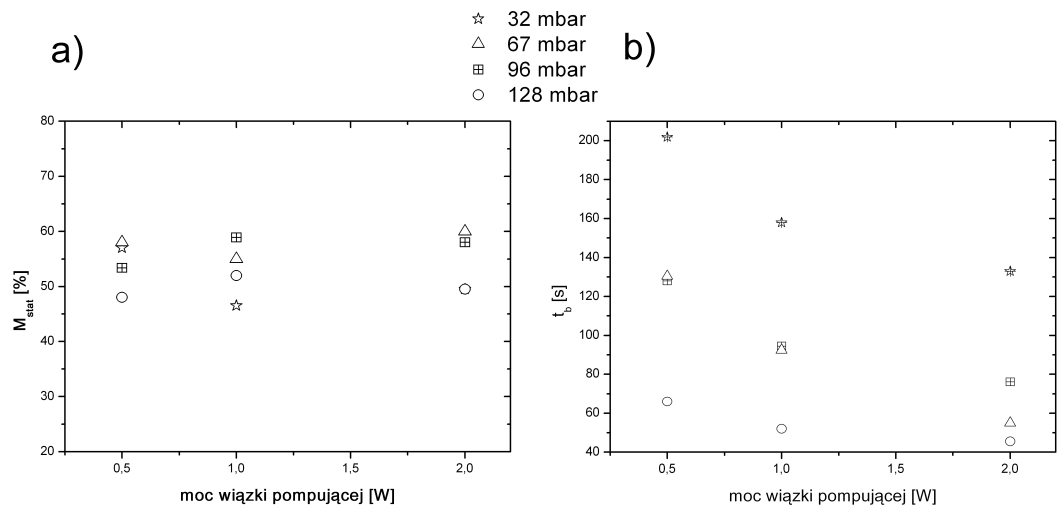
4.7 Podsumowanie

Przeprowadzając szereg eksperymentów MEOP w warunkach niestandardowych postawiliśmy sobie dwa główne cele. Po pierwsze, systematyczne badania w szerokim zakresie warunków eksperymentalnych pozwolą na rozszerzenie standardowego modelu MEOP opisanego w historycznej już referencji Pierre-Jeana Nachera i Michele Leduc [35]. Po drugie, nasze badania miały na celu wyłonienie optymalnych parametrów pracy wysokopolowego polaryzatora.

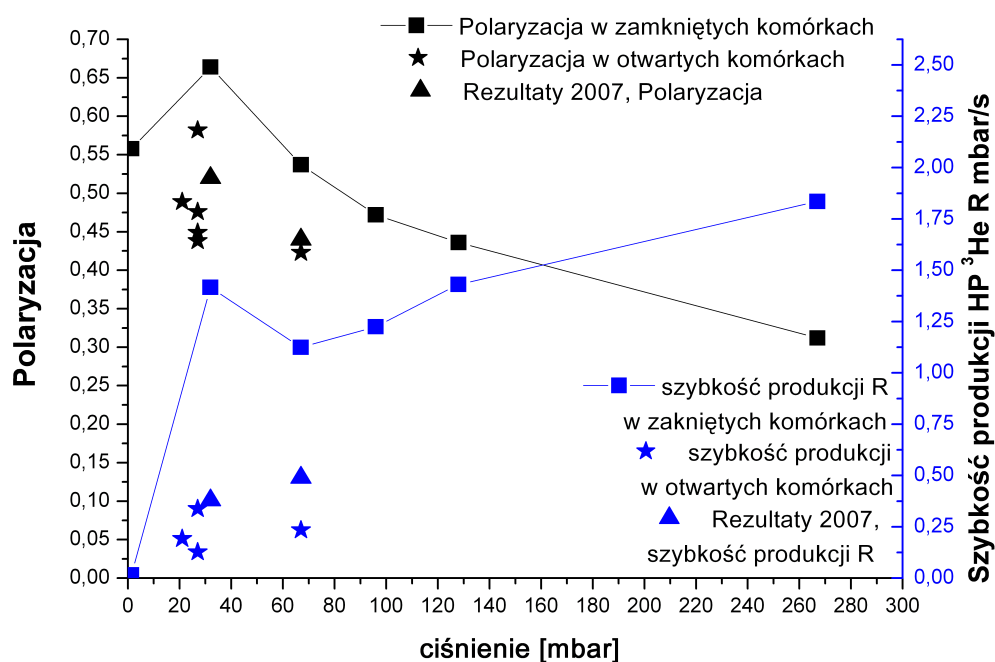
Badania nad optymalnym polem magnetycznym pokazały nam, że musimy

dokonać kompromisu pomiędzy osiąganiem maksymalnej polaryzacji M_{stat} i najkrótszym czasem t_b potrzebnym na jej osiągnięcie. Pole magnetyczne skanera Simens Sonata $\mathbf{B}=1,5$ T do którego mamy dostęp w szpitalu, znajduje się w przedziale pól optymalnych i jest dobrym wyborem, zapewniając z jednej strony osiągnięcie wysokiej polaryzacji M_{stat} przy krótkim czasie t_b . Po wyborze optymalnego pola magnetycznego, wybrane zostały inne parametry eksperymentalne na podstawie wcześniej przeprowadzonych badań. Do pompowania użyty został 10-watowy laser Keopsys z układem aksikonów (por. rozdział 3.2.2) dający profil pierścieniowy, dostrojony do linii pompującej $f2^m$. Maksymalna moc lasera pompującego wynosiła 2 W, aby maksymalnie skrócić czas OP. Gęstość atomów metastabilnych wynosiła w zależności od ciśnienia, maksymalnie $8,4 \cdot 10^{10}$ dla 32 mbar do minimalnie $1,8 \cdot 10^{10}$ dla 267 mbar.

Porównanie dwóch wielkości charakteryzujących MEOP: M_{stat} i R dla zamkniętych komórek kości stosowanych we wszystkich eksperymentach i otwartych komórek o takim samym kształcie przedstawia rys. 4.18. Na rys. 4.18 zaznaczono również wyniki uzyskane przed pięcioma laty dla diody laserowej ze wzmacniaczem i profilu gaussowskiego. Wartość $M_{stat} = 31\%$ dla 267 mbar jest najwyższą uzyskaną do tej pory w MEOP dla tego ciśnienia. Współczynnik produkcji R otrzymany dla tej objętości komórki i ciśnienia jest również bardzo wysoki ($R = 1,83$). Próby na otwartych komórkach są ciągle prowadzone, a otrzymane do tej pory rezultaty ($M_{stat} = 58\%$, $R=0,33$ mbar/s dla 27 mbar) potwierdzają tendencje zaobserwowaną dla zamkniętych komórek, to znaczy, że zarówno M_{stat} jak i R spadają wraz z ciśnieniem. Obserwując zależność M_{stat} i R w funkcji ciśnienia wydaje się, że optymalnym ciśnieniem do pompowania w przepływie wynosi ~ 90 mbar. Mamy nadzieję, że w przeciągu najbliższych kilku miesięcy w naszym laboratorium powstanie prototyp polaryzatora wysokopolowego, w którym będzie możliwe przygotowanie porcji spolaryzowanego ^3He do obrazowania płuc, w czasie krótszym niż 20 min.



Rysunek 4.17: Zależność polaryzacji M_{stat} (a) i czasu t_b (b) od mocy lasera pompującego w polu $B=4,7$ T dla ciśnienia 32 mbar (gwiazdki), 67 (trójkąty) mbar, 96 mbar (kwadraty), 128 mbar (kółka).



Rysunek 4.18: Zależność polaryzacji (czarny) i szybkości produkcji (czerwony) w funkcji ciśnienia. Porównania dokonano pomiędzy komórkami zamkniętymi (kwadraty) i otwartymi (gwiazdki), naniesiono również punkty otrzymane dla wiązki gaussowskiej (trójkąty).

Rozdział 5

Podsumowanie

Od wielu lat spolaryzowany ^3He jest używany w wielu dziedzinach nauki. Począwszy od fizyki jądrowej do produkcji filtrów spinowych dla neutronów, a skończywszy na spektakularnym zastosowaniu go w obrazowaniu przestrzeni płuc. O ile w pierwszej aplikacji wymagana jest jak najwyższa polaryzacja i czystość gazowego ^3He , o tyle zastosowanie ^3He do aplikacji medycznych wymaga dodatkowo wysokiego ciśnienia polaryzowanej próbki.

Niniejsza praca dotyczy polaryzacji ^3He bezpośrednio w podwyższonym ciśnieniu, co staje się możliwe przez wykorzystanie wysokiego pola magnetycznego. W wysokim polu magnetycznym dochodzi do rozprężenia struktury nadsubtelnej dzięki czemu proces pompowania ^3He bezpośrednio w podwyższonych ciśnieniach staje się możliwy. Sprężenie struktury nadsubtelnej z jednej strony odpowiada za przekaz polaryzacji z elektronów do jąder, z drugiej natomiast powodując destruktywną depolaryzację atomów helu podczas różnego rodzaju zderzeń. Efektywna rola sprężenia struktury nadsubtelnej może być w pewnym stopniu kontrolowana przez przyłożenie pola magnetycznego, co zostało zaobserwowane podczas pomiarów w pięciu różnych polach magnetycznych (0,45 T, 0,9 T, 1,5 T, 2 T i 4,7 T) dla różnych ciśnień ^3He . Dla tych samych warunków eksperymentalnych obserwowaliśmy wzrost polaryzacji jądrowej M_{stat} wraz z polem do osiągnięcia *plateau* w polu 2 T (62% dla 32 mbar i 60% dla 67 mbar). Równocześnie efekt rozprężenia struktury nadsubtelnej odzwierciedla wydłużanie się czasu potrzebnego na osiągnięcie polaryzacji jądrowej M_{stat} wraz ze wzrostem pola magnetycznego.

Głównym celem przeprowadzonych badań było zbadanie szerokiej gamy parametrów MEOP w warunkach rozprężenia struktury nadsubtelnej. Podczas serii eksperymentów podjęto próbę zbadania optymalnego pola magnetycznego typowego dla medycznych skanerów MR. Badania przeprowadzone zostały dla pięciu pól magnetycznych z zakresu: 0,45 - 4,7 T. Kolejnym krokiem było znalezienie najodpowiedniejszego ciśnienia. Z jednej strony odpowiednio wysokiego a z drugiej takiego, w którym proces pompowania trwa relatywnie krótko. Przebadano więc dwa różne kształty komórek wypełnionych ^3He pod ciśnieniem od 1 do 267 mbar. Innym ważnym parametrem w procesie pompowania są parametry wiązki pompującej. Otrzymane rezultaty pokazują, że pole magnetyczne skanera Sonata $B=1,5$ jest dobrym wyborem, ponieważ pole to znajduje się w przedziale optymalnych pól magnetycznych do przeprowadzania procesu MEOP, zapewniając wysoką wartość polaryzacji oraz relatywnie krótki czas pompowania.

Zastosowanie nowatorskiego układu optycznego - pary aksikonów produkujących wiązkę pompującą w kształcie pierścienia, pozwoliło na zwiększenie wydajności procesu pompowania dla wyższych ciśnień w stosunku do stosowanej powszechnie wiązki gaussowskiej. Wartość polaryzacji $M_{stat}=31\%$ dla ciśnienia 267 mbar w polu 1,5 T, otrzymana przy zastosowaniu wiązki pierścieniowej, jest największą uzyskaną do tej pory w MEOP dla tego ciśnienia.

Przeprowadzone badania pokazały również, iż wartość mocy lasera z zakresu 0,5-2 W nie wpływa istotnie na zwiększenie wartości otrzymanej polaryzacji, ale może znacząco skrócić proces pompowania. Podobnie intensywność plazmy w komórce z ^3He w szerokim zakresie nie wpływa na wartość polaryzacji. Obydwa zachowania są specyficzne tylko dla MEOP w wysokim polu magnetycznym i odbiegają od tego co obserwujemy w warunkach standardowych.

Otrzymane rezultaty pozwoliły zaprojektować polaryzator pracujący na miejscu w szpitalu. Obecnie polaryzator jest na etapie montażu. Wynikiem pracy polaryzatora będzie obraz płuc ludzkich, co zostanie przedstawione w pracy doktorskiej Guilhelma Colliera, planowanej na rok 2011.

Zastosowana w badaniach optyczna metoda pomiaru polaryzacji, pozwalała na znajdowanie stacjonarnej wartości polaryzacji jądrowej M_{stat} oraz monitorowania dynamiki procesu pompowania optycznego. Metoda ta, bazuje na pomiarze absorpcyjnym lasera próbującego na przejściu $2^3S_1 - 2^3P$. Charakteryzuje się

dużą precyzją, a co najważniejsze jest niezależna od pola magnetycznego, dzięki czemu mogła być używana w szerokim zakresie pól magnetycznych (0,4 - 4,7 T).

Polaryzacja ^3He w ciśnieniu przekraczającym 70 mbar, wymusiła również zmianę dotychczasowego protokołu analizy otrzymanych danych z uwzględniając w analizie poszerzenie zderzeniowe, które rośnie z ciśnieniem.

Wiele kwestii, dotyczących procesu MEOP w warunkach niestandardowych, wciąż pozostaje otwartych, szczególnie procesy relaksacyjne zachodzące w wysokim polu magnetycznym i dla wysokiego ciśnienia. Nasze badania wykazały istnienie relaksacji polaryzacji podczas procesu pompowania optycznego. Zaobserwowano zmianę relaksacji polaryzacji w obecności lasera pompującego dla: różnych wartości wyładowań, mocy lasera i ciśnienia gazu. Te procesy relaksacyjne okazały się być czynnikiem ograniczającym otrzymywaną polaryzację stacjonarną i są częściowo odpowiedzialne za spadek polaryzacji stacjonarnej w miarę wzrostu ciśnienia gazu. W chwili obecnej nie potrafimy wskazać jednoznacznie żadnego procesu, który byłby odpowiedzialny za obserwowaną relaksację. Żeby zidentyfikować jednoznacznie ten proces, nasze prace będą kontynuowane w kierunku badania tworzenia się molekuł metastabilnych He_2^* wraz ze wzrostem ciśnienia, jak zostało to zasugerowane w pracy E. Courtade [25].

Bibliografia

- [1] CCODATA Internationally recommended values of the Fundamental Physical Constants (2006),
źródło:
<http://physics.nist.gov/cuu/Constants/index.html>
- [2] W. C. Martin, *Improved ^4He I 1snl ionization energy, energy levels, and Lamb shifts for 1sns and 1snp terms*, Phys. Rev. A **36**, (1987), 3575.
- [3] F. Colegrove, L. Scheerer, *Polarization of He3 gas by optical pumping*, Phys. Rev. **123**, (1963), 2561.
- [4] P. L. Anthony, *Determination of the neutron spin structure function*, Phys. Rev. Lett. **71** (1993) 959.
- [5] J . Becker, H. G. Andresen, J. R. M. Annand, K. Aulenbacher, K. Beuchel, J. Blume-Werry, T. Dombo, P. Drescher, M. Ebert, D. Eyl, A. Frey, P. Gabmayer, T. Grossmann, P. Hartmann, T. Hehl, W. Heil, C. Herberg, J. Hoffman, J. D. Kellie, F. Klein, K. Livingston, M. Leduc, M. Meyerhoff, H. Moller, C. Nachtigall, A. Natter, M. Ostrick, E. W. Otten, R. O. Owens, S. Plutzer, E. Reichert, D .Rohe, M. Schafer, H. Schmieden, R. Sprengard, T. Walcher, R. Watson, E. Wilms, *Determination of neutron electric form factor from the reaction He-3 (e, e') at medium momentum transfer*, Eur. Phys. J. A **6**, (1999), 329.
- [6] G. L . Jones, T. Gentile, A. K. Thompson, Z. Chowdhuri, M. S. Dewey, W. M. Snow, F. E. Wietfeldt, *Test of ^3He based neutron polarizers at NIST*, Nucl. Instrum. Meth. A **440**, (2000), 772.
- [7] H. Middleton, R. D. Black, B. Saam, et al, *MR imaging with hyperpolarized ^3He* , Magn. Res. Med. **33**, (1995), 271.
- [8] M. Ebert, T. Grossmann, W. Heil, W. E. Otten, R. Surkau, M. Leduc, *Nuclear magnetic resonance imaging with hyperpolarized helium-3*, Lancet **347**, (1996), 1297.

- [9] M. MacFall, H. Harles, R. D. Black, H. Middleton, J. C. Swartz, B. Saam, B. Driehuys, C. Erickson, W. Happer, G. D. Cates, G. A. Johnson, C. E. Ravin, *Human Lung Air Spaces: otential for MR Imaging with Hyperpolarized He-3*, Radiology **200**, (1996), 553.
- [10] B. M. Goodson, *Nuclear magnetic resonance of laser-polarized noble gases in molecules, materials, and organisms*, J. Magn. Reson. **155**, (2002), 157.
- [11] A. M. Oros, N. J. Shah, *Hyperpolarized xenon in NMR and MRI*, Phys. Med. Biol. **49**, (2004), 21.
- [12] H. U. Kauczor, Mainz Helium P, *Hyperpolarized 3helium gas as a novel contrast agent for functional MRI of ventilation*, Acad. Radiol. **9**, (2002), 504.
- [13] H. E. Moller, X. J. Chen, B. Saam, G. A. Johnson, T. A. Altes, E. E. de Lange and H. U. Kauczor, *MRI of the lungs using hyperpolarized noble gases*, Magn. Reson. Med. **47**, (2002), 1026.
- [14] E. J. R. van Beek, J. M. Wild, H. U. Kauczor, W. Schreiber, J. P. Mugler III, E. E. de Lange, *Functional MRI of the lung using hyperpolarized 3-helium gas*, J. Magn. Reson. Imaging **20**, (2004), 540.
- [15] S. B. Fain, F. R. Korosec, J. H. Holmes et al., *Functional lung imaging using hyperpolarized gas MRI*, J. Magn. Reson. Imaging **25**, (2007), 910.
- [16] T. A. Altes, P. L. Powers, J. Knight-Scott, *Hyperpolarized 3He MR lung ventilation imaging in asthmatics: preliminary findings*, J. Magn. Reson. Imaging **13**, (2001), 378.
- [17] A. J. Swift, J. M. Wild, S. FICHELE, N. Woodhousea, S. Fleminga, J. Waterhouseb, R. A. Lawsonb, M. N. J. Paleya and E. J.R. Van Beek, *Emphysematous changes and normal variation in smokers and COPD patients using diffusion 3He MRI*, Eur. J. Radiol. **54**, (2005), 352.
- [18] K. K. Gast, M. U. Puderbach, I. Rodriguez, B. Eberle, K. Markstaller, F. Knitz, J. Schmiedeskamp, N. Weiler, W. Schreiber, E. Mayer, M. Thelen, and H. U. Kauczor, *Distribution of ventilation in lung transplant recipients: evaluation by dynamic 3He-MRI with lung motion correction*, Invest. Radiol. **38**, (2003), 341.
- [19] R. H. Ireland, C. M. Bragg, M. Mc Jury, *Feasibility of image registration and intensity-modulated radiotherapy planning with hyperpolarized helium-3 magnetic resonance imaging for non-small-cell lung cancer.*, Int. J. Radiat. Oncol. Biol. Phys. **68**, (2007), 273.

-
- [20] N. P. Bigelow, P. J. Nacher and M. Leduc, *Accurate optical measurement of nuclear polarization in optically pumped ^3He gas*, J. Phys. II France **2**, (1992), 2159.
 - [21] F. Gentile R. McKeown, *Spin-polarizing ^3He nuclei with an arc-lamp-pumped neodymium-doped lanthanum magnesium hexaluminate laser*, Phys. Rev. A **47**, (1993), 456.
 - [22] M. Batz, S. Baebler, W. Heil, E.W. Otten, D. Rudersdorf, J. Schmiedeskamp, Y. Sobolev and M. Wolf, *^3He spin filter for neutrons*, J. Res. Natl. Inst. Stand. Technol **110**, (2005), 293.
 - [23] M. Leduc, P. J. Nacher, G. Tastevin, E. Courtade, *Kinetics of helium-3 laser optical pumping*, Hyperfine Interactions **127**, (2000), 443.
 - [24] P. J. Nacher, E. Courtade, M. Abboud, A. Sinatra, G. Tastevin, T. Dohnalik, *Optical pumping of helium-3 at high pressure and magnetic field*, Acta Physica Polonica B **33**, (2002), 2225.
 - [25] E. Courtade, F. Marion, P. J. Nacher, G. Tastevin, K. Kiersnowski, T. Dohnalik, *Magnetic field effects on the 1083 nm atomic line of helium*, The European Physical Journal D, **21**, (2002), 25.
 - [26] K. Suchanek, M. Suchanek, A. Nikiel, T. Pałasz, M. Abboud, A. Sinatra, P.-J. Nacher, G. Tastevin, Z. Olejniczak, T. Dohnalik, *Optical measurement of ^3He nuclear polarization for metastable exchange optical pumping studies at high magnetic field*, Eur. Phys. J. Special Topics **144**, 67 (2007).
 - [27] M. Abboud, A. Sinatra, X. Maitre G. Tastevin, P.J. Nacher, *High nuclear polarization of ^3He at low and high pressure by metastability exchange optical pumping at 1.5 T*, Europhysics Letters **68**, (2004), 480.
 - [28] M. Abboud, A. Sinatra, X. Maitre G. Tastevin, P. J. Nacher, *Metastability Exchange Optical Pumping of Helium-3 at High Pressure and 1.5 T: Comparison of two Optical Pumping Transitions*, Laser Physics **15**, (2005), 475.
 - [29] A. Kastler, *Quelques suggestions concernant la production optique et la detection optique d'une inégalité de population des niveaux de quantification spatiale des atomes. Application à l'expérience de Stern et Gerlach et à la resonance magnétique.*, J. Phys. Radium. **11**, (1950), 255.
 - [30] M. A. Bouchiat, T. R. Carver, C. M. Varnum, *Nuclear Polarization in He^3 Gas induced by Optical Pumping and Dipolar Exchange*, Phys. Rev. Lett. **5**, (1960), 373.

- [31] T. G. Walker, W. Happer, *Spin-exchange optical pumping of noble-gas nuclei*, Rev. Mod. Phys. **69**, (1997), 629.
- [32] E. Babcock, I. Nelson, S. Kadlecik, B. Driehuys, L. W. Anderson, F. W. Hersman, T. G. Walker, *Hybrid Spin-Exchange Optical Pumping of ^3He* , Phys. Rev. Lett. **91**, (2003), 123.
- [33] B. Chann, E. Babcock, L. W. Anderson, T. G. Walker, W. C. Chen, T. B. Smith, A. K. Thompson, T. R. Gentile, *Production of highly polarized ^3He using spectrally narrowed diode laser array bars*, J. Appl. Phys. **94**, (2003), 6908.
- [34] A. Ben-Amar Baranga, S. Appelt, C. J. Erickson, A. R. Young, W. Happer, *Alkali-metal-atom polarization imaging in high-pressure optical-pumping cells*, Phys. Rev. A **58**, (1998), 2282.
- [35] P. J. Nacher, M. Leduc, *Optical pumping in ^3He with a laser*, J. Physique **46**, (1985), 2057.
- [36] P. J. Nacher, *Observation d'ondes de spin dans un gaz d'hélium-3 polarisé par pompage optique laser*, rozprawa doktorska Université Paris VI (1985).
- [37] E. Courtade, *Pompage optique de l'hélium dans des conditions non-standard*, Ph.D. rozprawa doktorska Université Paris XI (2001).
- [38] J. Dupont-Roc, M. Leduc and F. Laloë; *New value for the Metastability Exchange Cross Section in Helim*, Phys. Rev. Lett. **27**, (1971), 467.
- [39] H. G. Dehmelt, *Paramagnetic resonance reorientation of atoms and ions aligned by electron impact*, Phys. Rev. **103**, (1956), 1125.
- [40] J. Yu, M. Ishii, J. MacDuffie Woodburn, K. Emami, F. Hammond, V. Vahdat, W. Geftter, D. Lipson, T. W. Clark, B. M. Brainard, L. R. Cheatham, R. R. Rizi, *Simultaneous measurements of regional alveolar oxygen pressure, oxygen depletion rate and apparent diffusion coefficient by hyperpolarized ^3He MRI*. Proc Intl. Soc. Mag. Reson. Med. **14**, (2006), 868.
- [41] L. D. Scheerer and L. A. Riseberg, *Spin conservation in ionizing collisions between $\text{He}(2^3S_1)$ metastable atoms*, Phys. Lett. A **33**, (1970), 326.
- [42] G. Tastevin, B. Głowacz and P. J. Nacher, *Using a cw 465nm laser to probe metastable He_2 molecules*, J. of Low. Temp. Physics **5**, (2009), 6.

-
- [43] E. A. Hinds and J. D. Prestage, *Phenomenological theory of the 2^3P state of ^3He* , Phys. Rev. **32**, (1985), 2615.
- [44] J. D. Prestage, C. E. Johnson, E. A. Hinds, F. M. J Pichanick, *Precise study of hyperfine structure in the 2^3P state.*, Phys. Rev. **33**, (1985), 2712.
- [45] M. Abboud, *Pompage optique de l'hélium-3 à forte pression dans un champ magnétique de 1.5 Tesla*, rozprawa doktorska Université Paris VI (2005).
- [46] G. K. Woodgate, *Struktura atomu*, Państwowe Wydawnictwo Naukowe, Warszawa (1974).
- [47] N. R. Newbury, A. S. Barton, G. D. Cates, W. Happer, H. Middleton, *Gaseous ^3He - ^3He magnetic dipolar spin relaxation*, Phys. Rev. A **48**, (1993), 4411.
- [48] R. E. Jacob, S. W. Morgan, B. Saam, J. C. Leawoods, *Wall relaxation of helium-3 in spin exchange cells*, Phys. Rev. Lett. **87**, (2001), 143004.
- [49] R. E. Jacob, B. Driehuys, B. Saam, *Fundamental mechanisms of helium-3 relaxation on glass*, Chem. Phys. Lett. **370**, (2003), 261.
- [50] E. Stoltz, B. Villard, M. Meyerhoff, *Polarization analysis of the light emitted by an optically pumped ^3He gas*, Appl. Phys. B **63**, (1996), 629.
- [51] L. Anderson, F. Pipkin, J. Baird, *N^{14} - N^{15} Hyperfine Anomaly*, Phys. Rev. **116**, (1959), 87.
- [52] S.V. Chernikov, J. R. Taylor, N. S. Platonov, V.P. Gapontsev, P. J. Nacher, G. Tastevin, M. Leduc and M. J. Barlow, *1083nm ytterbium dopes fibre amplifier for optical pumping of helium*, Electronics letters **33**, (1997), 787.
- [53] J. S. Major Jr, D. F. Welch, *Singlemode InGaAs/GaAs distributed Bragg reflector laser diodes operating at 1083 nm*, Electronics letters **29**, (1993), 2121.
- [54] T. R. Gentile, M. E. Hayden, M. J. Barlow, *Comparison of metastability-exchange optical pumping sources*, J. Opt. Soc. Am. B **20**, (2003), 2068.
- [55] G. Tastevin, S. Grot, E. Courtade, S. Bordais, P. J. Nacher, *A broadband ytterbium-doped tunable fibre laser for ^3He optical pumping at 1083 nm*, Appl. Phys. **78**, (2004), 145.

- [56] K. Suchanek, *Zastosowanie ^3He spolaryzowanego metodą pompowanie optycznego z wymianą metastabilności do tomografii magnetycznego rezonansu*, rozprawa doktorska, Uniwersytet Jagielloński, 2005.
- [57] J. H. McLeod, *The Axicon: A New Type of Optical Element*, *J. Opt.Soc.Am.* **44**, (1954), 592.
- [58] H. Kogelnik, *Laser beam and resonators*, *Appl Opt* **5**, (1966), 1550.
- [59] R. M. Herman, T. A. Wiggins, *Production and uses diffractionless beams*, *J. Opt.Soc.Am. A* **8**, (1991), 932.
- [60] O. Bryngdahl, *Shearing interferometry with constant radial displacement*, *J. Opt.Soc.Am.* **61**, (1971), 169.
- [61] P. A. Bêlanger, M. Rioux, *Ring pattern of a lens-axicon doublet illuminated by a Gaussian beam*, *Appl. Opt.* **17**, (1978), 1080.
- [62] Stanford Research System, *Informacje o lockinie Stanford SR810* .
źródło:
<http://http://thinksrs.com/downloads/PDFs/Manuals/SR810m.pdf>
- [63] D. Bloch, G. Trénec and M. Leduc, *Isotope shift of the $2^3S_1 - 2^3P$ transition in helium*, *J. Phys. B.* **18**, (1985), 1093.
- [64] Wolfgang Demtröder *Spektroskopia laserowa*, Wydawnictwo Naukowe PWN, Warszawa (1993).
- [65] K. A. Hardy and J. W. Sheldon, *Metastable atom density in helium, neon, and argon glow discharge*, *J. Appl. Phys.* **53**, (1982), 8532.
- [66] R. Anghelova, E. Benova, I. Koleva, P. Staikov, T. Stoychev and I. Zhe-lyazkov, *An experimental study of the axial structure of a gas discharge sustained by a surface elektromagnetic wave in the prosence of a uniform external magnetic field*, *J.Phys. D: Appl. Phys.* **21**, (1988), 1371.
- [67] A. Nikiel, T. Pałasz, M. Suchanek, M. Abbound, A. Sinatra, Z. Olejniczak, T. Dohnalik, G. Tastevin, P. J. Nacher, *Metastabilty exchange optical pumping of ^3He at high pressure and high magnetic field for medical applications*, *Eur. Phys. J. Special Topics* **144**, (2007), 255.
- [68] A. Nikiel, G. Collier, B. Głowacz, T. Pałasz, M. Suchanek, Z. Olejniczak, G. Tastevin, P. J. Nacher, T. Dohnalik, *Metastabilty exchange optical pumping of ^3He at elevated pressure at 4,7 Tesla, w przygotowaniu*.