

PRACE INSTYTUTU LOTNICTWA

Kwartalnik naukowy
2/2009 (197)

MODELOWANIE I ANALIZA PRZEBIEGU WYŁADOWANIA ISKROWEGO W SILNIKU Z ZAPŁONEM WYMUSZONYM

Dr inż. Marcin Sosnowski

Kolegium Redakcyjne Instytutu Lotnictwa
Maciej Bossak, Zdobysław Goraj, Marian Jeż, Wojciech Kania, Tadeusz Korsak (Sekretarz Kolegium), Antoni Niepokólczycki, Wojciech Potkański, Kazimierz Szumański (Przewodniczący Kolegium), Zbigniew Wołęjsza

TRANSACTIONS OF THE INSTITUTE OF AVIATION

SCIENTIFIC QUARTERLY
2/2009 (197)

MODELLING AND NUMERICAL ANALYSIS OF SPARK DISCHARGE IN SI ENGINE

Marcin Sosnowski, PhD ME

ТРУДЫ ИНСТИТУТА АВИАЦИИ

НАУЧНОЙ ЖУРНАЛ (КВАРТАЛНИК)
2/2009 (197)

МОДЕЛИРОВАНИЕ И АНАЛИЗ РАБОТЫ ИСКРОВОГО СБРОСА У ДВИГАТЕЛЯ С ПРИНУДИТЕЛЬНЫМ ЗАЖИГАНИЕМ

Д-р инж. Марцин Сосновский

Publikacja na podstawie pracy doktorskiej autora
Promotor pracy: prof.dr hab.inż. Karol Cupiał

Wydawca: Instytut Lotnictwa
Sekcja Wydawnictw Naukowych
Al. Krakowska 110/114 02-256 Warszawa, Polska
telefon: (4822) 846 00 11 wewn. 442, faks: (4822) 846 44 32
Edycja, redakcja, skład komputerowy: mgr inż. Tadeusz Korsak
Sowa – Druk na życzenie, www.sowadruk.pl, tel. 022 431-81-40
Nakład 150 egz.

SPIS TREŚCI

1. CEL, TEZA ORAZ SPOSÓB REALIZACJI PRACY	8
2. AKTUALNY STAN WIEDZY NA TEMAT PROCESU INICJACJI ZAPŁONU ORAZ JEGO ANALIZA	10
2.1. Charakterystyka układu zapłonowego	10
2.2. Opis fizyczny wyładowania iskrowego.....	13
2.3. Modele zapłonu.....	18
2.3.1. Model termiczny	18
2.3.2. Model Siemionowa.....	19
2.3.3. Model chemiczny	22
2.3.4. Zapłon iskrowy mieszanek homogenicznych	23
2.4. Czynniki oddziałujące na wczesny rozwój płomienia w silniku ZI.....	24
2.4.1. Parametry przepływowe mieszanki.....	24
2.4.2. Energia i moc wyładowania iskrowego.....	26
2.4.3. Budowa świecy i układu zapłonowego	27
2.4.4. Właściwości mieszanki paliwowo-powietrznej.....	29
3. STANOWISKO DO BADANIA PARAMETRÓW ŁUKU ELEKTRYCZNEGO	30
3.1. Mikroprocesorowy układ zapłonowy Altronic CPU-95	31
3.2. System generowania sygnałów wejściowych układu zapłonowego.....	32
3.3. Instalacja pneumatyczna z komorą ciśnieniową	33
4. POMIAR PRĘDKOŚCI PRZEPLÝWU	35
4.1. Metoda pomiaru	35
4.2. Wyznaczanie charakterystyki przetwarzania termoanemometru	39
5. REJESTRACJA OPTYCZNA WYŁADOWANIA ISKROWEGO	42
5.1. Warunki rejestracji i wykorzystane świece zapłonowe.....	42
5.2. Metoda rejestracji wyładowania iskrowego.....	44
5.3. Charakterystyczne parametry geometrii łuku elektrycznego	47
5.4. Wyniki rejestracji wyładowania iskrowego	50
6. MODEL WYŁADOWANIA ISKROWEGO INICJUJĄCEGO ZAPŁON.....	51
6.1. Model empiryczny	51
6.2. Model numeryczny	58
6.2.1. Struktura i charakterystyka programu KIVA	58
6.2.2. Przykłady wykorzystania programu KIVA.....	59

6.2.3. Standardowy i rozszerzony model zapłonu.....	63
6.2.4. Implementacja modelu rozszerzonego do kodu programu.....	69
7. MODELOWANIE SPALANIA W KOMORZE O STAŁEJ OBJĘTOŚCI.....	70
7.1. Domena obliczeniowa	70
7.2. Warunki początkowe i brzegowe.....	70
7.3. Wyniki modelowania spalania w komorze o stałej objętości	71
7.4. Podsumowanie modelowania spalania w komorze o stałej objętości	77
8. PORÓWNANIE WYNIKÓW BADAŃ NUMERYCZNYCH I SILNIKOWYCH.....	77
8.1. Badania silnikowe	77
8.1.1. Obiekt badań	77
8.1.2. Elementy stanowiska pomiarowego	80
8.1.3. Wyniki badań silnikowych.....	82
8.1.4. Podsumowanie badań silnikowych.....	84
8.2. Badania numeryczne	86
8.2.1. Domena obliczeniowa	86
8.2.2. Warunki początkowe i brzegowe.....	86
8.2.3. Wyniki modelowania spalania w komorze silnika S320ER.....	88
8.2.4. Podsumowanie badań numerycznych.....	92
8.3. Zestawienie wyników przeprowadzonych badań.....	93
8.3.1. Współczynnik nadmiaru powietrza równy 1,2	94
8.3.2. Współczynnik nadmiaru powietrza równy 1,4	96
8.3.3. Współczynnik nadmiaru powietrza równy 1,6	98
8.3.4. Współczynnik nadmiaru powietrza równy 1,8	100
8.4. Podsumowanie porównania wyników badań.....	102
9. WNIOSKI.....	104
10. LITERATURA	106

Abstract

The aim of the paper was the analysis and improving knowledge of the influence of flow parameters and pressure of the spark discharge, which initiates the ignition and subsequent flame development. Moreover the aim was to develop the extended mathematical model of spark discharge, its implementation to the source code of KIVA-3V software and validation with experimental research results.

The comprehensive analysis of spark discharge initiating the ignition was included in the paper. The up-to-date knowledge in this field was presented. Moreover the paper contains the detailed description of designed test stand made within the confines of the paper and dedicated to electric arc parameters analysis. The description of applied flow velocity measurement method and hot-wire probe calibration is also included in the paper as well as the spark discharge optical recording method description. The characteristic parameters of electric arc were defined and research results were presented.

The paper also includes the review of literature dealing with mathematical modeling of engine cycles with mostly taking into account the application of KIVA-3V software to piston engine work cycle modeling. The model of spark discharge initiating the ignition developed on the basis of performed experimental research was described. The algorithm of the model was presented and the differences between the developed and standard KIVA-3V ignition model were discussed.

The 3D modeling of homogeneous mixture combustion in constant volume chamber was carried out. The computational domain, initial and boundary conditions as well as the results of modeling with the use of both ignition models analyzed in the paper were presented.

The description and results of carried out experimental engine research were presented in order to compare them with the results of numerical research with the use of both ignition models. The test engine and the test stand were also presented in the paper as well as the obtained results in the form of pressure, temperature and mass fraction burned curves in function of crank angle. The results of combustion modeling in combustion chamber of analyzed test engine with the use of standard and extended ignition model were described. The comparison of experimental and numerical modeling results was shown.

The results of carried out research justify the purposefulness of applying the extended ignition model taking into account the influence of pressure and flow parameters in the surroundings of spark plug electrodes at the time of spark discharge.

Streszczenie

Celem pracy była analiza i lepsze poznanie wpływu parametrów przepływowych oraz ciśnienia medium gazowego na przebieg wyładowania iskrowego inicjującego zapłon i późniejszy rozwój płomienia oraz opracowanie rozbudowanego modelu matematycznego wyładowania iskrowego, jego implementacja do kodu źródłowego programu KIVA-3V oraz weryfikacja z wynikami badań eksperymentalnych.

W pracy zawarto kompleksową analizę przebiegu wyładowania iskrowego inicjującego zapłon oraz zaprezentowano aktualny stan wiedzy w tym zakresie. Ponadto scharakteryzowano zaprojektowane i wykonane w ramach pracy stanowisko do badania parametrów łuku elektrycznego. Przedstawiono opis zastosowanej metody pomiaru prędkości przepływu i wzorcowania sondy termoanemometrycznej wykorzystanej w trakcie realizacji pomiarów prędkości przepływu w komorze ciśnieniowej. Przedstawiono metodę rejestracji optycznej wyładowania iskrowego. Zdefiniowano charakterystyczne parametry geometrii łuku elektrycznego oraz przedstawiono wybrane wyniki badań.

Ponadto w pracy dokonano przeglądu literatury dotyczącej modelowania matematycznego w zagadnieniach silnikowych, ze szczególnym uwzględnieniem zastosowania programu KIVA-3V do modelowania cyklu pracy silnika tłokowego. Opisano model wyładowania iskrowego inicjującego zapłon, opracowany na podstawie wyników badań eksperymentalnych. Przedstawiono ponadto algorytm działania modelu oraz omówiono różnice pomiędzy opracowanym modelem i standardowym modelem programu KIVA-3V.

W ramach pracy wykonano trójwymiarowe modelowanie spalania mieszanki homogenicznej w komorze o stałej objętości. Zaprezentowano domenę obliczeniową, warunki początkowe i brzegowe oraz wyniki modelowania z zastosowaniem obu analizowanych w pracy modeli wyładowania iskrowego.

W celu porównania wyników badań eksperymentalnych i numerycznych z zastosowaniem obu analizowanych modeli w pracy zamieszczono opis oraz wyniki przeprowadzonych badań hamownianych silnika badawczego. Zaprezentowano obiekt badań eksperymentalnych, stanowisko pomiarowe oraz uzyskane wyniki w postaci przebiegów ciśnienia, temperatury oraz udziału ładunku spalonego w przestrzeni roboczej silnika w funkcji kąta obrotu wału korbowego. Przedstawiono wyniki modelowania spalania w komorze modelowanego silnika badawczego, przy czym inicjacja spalania poprzez wyładowanie iskrowe realizowana była z wykorzystaniem modelu standardowego i modelu opracowanego w ramach pracy. Dokonano zestawienia wyników badań eksperymentalnych z wynikami badań numerycznych.

Rezultaty przeprowadzonych badań uzasadniają celowość stosowania rozszerzonego modelu wyładowania iskrowego inicjującego zapłon mieszanki palnej, uwzględniającego wpływ ciśnienia i prędkości mieszanki w pobliżu elektrod świecy zapłonowej w chwili wyładowania iskrowego.

WYKAZ WAŻNIEJSZYCH OZNACZEŃ

$E_p [V]$	–	siła elektromotoryczna
$R_p [Ω]$	–	rezystancja sumaryczna obwodu pierwotnego
$L_p [H]$	–	indukcyjność uzwojenia pierwotnego cewki zapłonowej
$C_p [F]$	–	pojemność uzwojenia pierwotnego cewki zapłonowej
$R_w [Ω]$	–	sumaryczna rezystancja obwodu wtórnego
$L_w [H]$	–	indukcyjność uzwojenia wtórnego cewki zapłonowej
$C_w [F]$	–	sumaryczna pojemność obwodu wtórnego
$i_p [A]$	–	prąd w obwodzie pierwotnym
$t [s]$	–	czas
$U_m [V]$	–	wartość szczytowa napięcia w uzwojeniu wtórnym
$E_{wmax} [V]$	–	maksymalna energia przekazana do obwodu wtórnego
$U_{prz} [V]$	–	napięcie przebicia
$W [J]$	–	energia dostarczona podczas przebicia
$U_i [V]$	–	różnica potencjału między elektrodami świecy zapłonowej przed przebicciem
$U_f [V]$	–	różnica potencjału między elektrodami świecy zapłonowej po przebicciu
$N_{prz} [W]$	–	moc wydzielona podczas fazy przebicia,
$c_v [J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}]$	–	ciepło właściwe mieszanki
$\rho [kg \cdot m^{-3}]$	–	gęstość mieszanki palnej
$T [K]$	–	bieżąca temperatura w chwili t
$Q [J]$	–	ciepło reakcji
$k_0 [-]$	–	współczynnik zderzeń
$c [-]$	–	koncentracja paliwa w mieszance palnej
$\nu [-]$	–	rzęd reakcji
$E [J \cdot mol^{-1}]$	–	energia aktywacji
$R [J \cdot mol^{-1} \cdot K^{-1}]$	–	stała gazowa
$\lambda [W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}]$	–	współczynnik przewodnictwa cieplnego
$r_{min} [m]$	–	krytyczny rozmiar materiału palnego
$p [Pa]$	–	ciśnienie
$T_0 [K]$	–	temperatura początkowa i temperatura ścianki izotermicznej
$V [m^3]$	–	objętość
$\tau_z [s]$	–	czas opóźnienia samozapłonu
$A [m^2]$	–	pole powierzchni objętości V
$\alpha [W \cdot m^{-2} \cdot K^{-1}]$	–	współczynnik przejmowania ciepła
$T_z [K]$	–	temperatura samozapłonu
$p_{kr} [Pa]$	–	ciśnienie krytyczne (minimalne) w warunkach samozapłonu
$N_{wył} [W]$	–	moc wyładowania iskrowego
$N_{strat} [W]$	–	moc rozpraszana w wyniku wymiany ciepła (moc strat)
$E_{wył} [J]$	–	energia wyładowania

Badania eksperymentalne i numeryczne:

$P [W]$	-	moc elektryczna
$\dot{Q} [J/s]$	-	strumień ciepła
$U_w [V]$	-	spadek napięcia elektrycznego na włóknie termoanometru
$I_w [A]$	-	prąd płynący przez włókno termoanometru
$R_w [Ω]$	-	rezystancja włókna termoanometru
$U [V]$	-	napięcie elektryczne
$A [m^2]$	-	powierzchnia włókna
$\theta_w [K]$	-	temperatura włókna
$\theta_0 [K]$	-	temperatura gazu
$d [m]$	-	średnica włókna
$l [m]$	-	długość włókna
$Nu [-]$	-	liczba Nusselta
$Re [-]$	-	liczba Reynoldsa
$\lambda [W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}]$	-	współczynnik przewodnictwa cieplnego płynu
$\nu [m^2 \cdot s^{-1}]$	-	współczynnik lepkości kinematycznej
$w [m \cdot s^{-1}]$	-	prędkość przepływu
$C [-]$	-	współczynnik przepływu dyszy
$F_1 [m^2]$	-	powierzchnia przekroju dyszy 1
$F_2 [m^2]$	-	powierzchnia przekroju dyszy 2
$p_1 [Pa]$	-	ciśnienie statyczne w przekroju 1
$p_2 [Pa]$	-	ciśnienie statyczne w przekroju 2
$\rho_p [kg \cdot m^{-3}]$	-	gęstość powietrza
$h [m]$	-	różnica poziomów cieczy manometrycznej w manometrze typu U-rurka
$i [-]$	-	przełożenie manometru
$\rho_m [kg \cdot m^{-3}]$	-	gęstość cieczy manometrycznej
$g [kg \cdot m \cdot s^{-2}]$	-	przyspieszenie ziemskie
$X [-]$	-	udział ładunku spalonego

1. CEL, TEZA ORAZ SPOSÓB REALIZACJI PRACY

Celem pracy jest analiza i lepsze poznanie wpływu parametrów przepływowych oraz ciśnienia medium gazowego na przebieg wyładowania iskrowego inicjującego zapłon i późniejszy rozwój płomienia oraz opracowanie rozszerzonego modelu matematycznego wyładowania iskrowego, jego implementacja do kodu źródłowego programu KIVA-3V oraz weryfikacja z wynikami badań eksperymentalnych.

Do podjęcia tego tematu skłania znaczenie wpływu inicjacji zapłonu i ewolucji wczesnego etapu spalania mieszanki homogenicznej w silnikach z zapłonem iskrowym na cały proces spalania, a w konsekwencji na stabilność pracy silnika i zawartość związków toksycznych w produktach spalania.

W pakiecie KIVA-3V, który jest szeroko wykorzystywany zarówno w pracach naukowo-badawczych jak i w przemyśle, model wyładowania iskrowego inicjującego zapłon jest bardzo uproszczony, gdyż obszar, do którego dostarczana jest energia w trakcie trwania tego procesu, określany jest w sposób subiektywny i nie zależny od parametrów przepływowych mieszanki w komorze spalania. W modelu tym nie zostały również uwzględnione dysproporcje w wartości energii wyzwalonej w trakcie trwania każdej z trzech faz wyładowania iskrowego, a proces dostarczania energii nie uwzględnia zja-

wiska zrywania wyładowania, spowodowanego zbyt intensywnym przepływem pomiędzy elektrodami świecy zapłonowej. W pewnych warunkach, takie uproszczenia prowadzić mogą do uzyskania błędnych wyników modelowania numerycznego wynikających z pominięcia czynników, które w warunkach rzeczywistego silnika, spowodowałyby zaburzenia lub nawet brak zapłonu mieszanki paliwowo-powietrznej.

Lepszą zgodność wyników badań numerycznych z wynikami prac eksperymentalnych otrzymać można zastępując standardowy model, modelem bardziej rozbudowanym - uwzględniającym najistotniejsze czynniki mające wpływ na przebieg procesu inicjacji zapłonu wyładowaniem iskrowym.

Postawiona teza pracy brzmi: ***Zastosowanie rozszerzonego modelu wyładowania iskrowego inicjującego zapłon mieszanki palnej, uwzględniającego ciśnienie i parametry przepływowe mieszanki w chwili wyładowania iskrowego, znacząco zmienia przebieg procesu spalania i poprawia zgodność wyników modelowania z wynikami badań eksperymentalnych silnika tłokowego z zapłonem wymuszonym.***

Część eksperymentalna pracy w swym zakresie obejmuje następujące zagadnienia:

- projekt, budowa i uruchomienie stanowiska badawczego przeznaczonego do generowania sygnałów wejściowych mikroprocesorowego, pojemnościowego układu zapłonowego Altronic CPU-95,
- projekt i wykonanie wysokociśnieniowej komory z wziernikiem i kanałami wlotowymi/wylotowymi przeznaczonej do optycznej rejestracji toru wyładowania iskrowego w różnych warunkach przepływowych i przy różnym ciśnieniu,
- przygotowanie i kalibracja toru pomiarowego przeznaczonego do pomiaru lokalnej prędkości medium gazowego w komorze badawczej w rejonie między elektrodami świecy zapłonowej z wykorzystaniem metody termoanemometrycznej,
- pomiar lokalnej prędkości przepływu medium gazowego przy różnych wartościach ciśnienia i świecach zapłonowych o różnej geometrii,
- rejestracja optyczna toru wyładowania iskrowego przy różnych wartościach ciśnienia i lokalnej prędkości przepływu oraz świecach zapłonowych o różnej geometrii,
- aproksymacja wyników pomiarów i opracowanie empirycznego modelu wyładowania iskrowego uwzględniającego wpływ ciśnienia i prędkości mieszanki na tor łuku elektrycznego,
- przeprowadzenie badań silnikowych mających posłużyć do późniejszego porównania wyników modelowania numerycznego przeprowadzonego przy zastosowaniu standardowego i rozszerzonego modelu inicjacji zapłonu wyładowaniem iskrowym z wynikami badań eksperymentalnych.

Część obliczeniowa obejmuje:

- analizę otrzymanych wyników badań eksperymentalnych i przygotowanie matematycznego modelu wyładowania iskrowego inicjującego zapłon,
- budowę modelu numerycznego w oparciu o przeprowadzone badania eksperymentalne i opracowany model matematyczny oraz jego implementację do kodu źródłowego programu KIVA-3V,
- przygotowanie trójwymiarowych siatek obliczeniowych z różnymi warunkami brzegowymi oraz początkowymi wraz z zainstalowaną świecą zapłonową,
- przygotowanie trójwymiarowej siatki obliczeniowej wiernie opisującej geometrię komory spalania silnika badawczego,
- przeprowadzenie szeregu badań numerycznych procesu rozwoju płomienia przy różnych warunkach przepływowych z wykorzystaniem modelu standardowego oraz rozszerzonego,

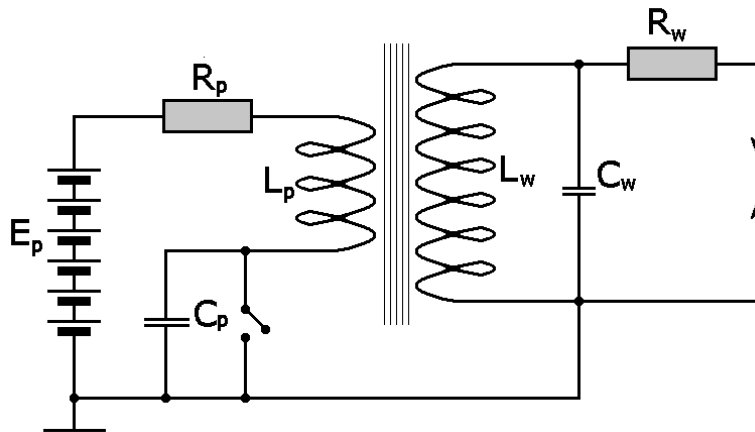
- porównanie wyników badań numerycznych z zastosowaniem obu analizowanych modeli z rezultatami badań eksperymentalnych.

Praca naukowa finansowana ze środków na naukę w latach 2006-2007 jako projekt badawczy. Została zrealizowana w Instytucie Maszyn Tłokowych i Techniki Sterowania Politechniki Częstochowskiej w ramach projektu badawczego nr 4 T12D 040 30.

2. AKTUALNY STAN WIEDZY NA TEMAT PROCESU INICJACJI ZAPŁONU ORAZ JEGO ANALIZA

2.1. Charakterystyka układu zapłonowego

W silnikach ZI, wyładowanie elektryczne pomiędzy elektrodami świecy zapłonowej rozpoczyna proces spalania przed końcem suwu sprężania. Za wytworzenie wyładowania iskrowego o odpowiedniej energii we właściwej chwili zapłonu w celu zapalenia mieszanki paliwowo-powietrznej odpowiedzialny jest układ zapłonowy. Im dokładniej zadanie to jest realizowane, tym lepsza jest sprawność silnika przy jak najmniejszej emisji związków toksycznych.



Rys. 1. Uproszczony schemat klasycznego układu zapłonowego

Przez wiele lat powszechnie stosowane były klasyczne układy zapłonowe sterowane przerywaczem mechanicznym. Aktualnie układy te zastąpiono bardziej zaawansowanymi systemami lecz nadal stanowią one dobrą bazę do wyjaśnienia budowy i działania układu zapłonowego. Na Rys. 1 przedstawiono taki właśnie układ składający się z baterii akumulatorów o sile elektromotorycznej E_p , rezystancji sumarycznej obwodu pierwotnego R_p , uzwojenia pierwotnego cewki zapłonowej o indukcyjności L_p , pojemności C_p , przerywacza oraz sumarycznej rezystancji obwodu wtórnego R_w , uzwojenia wtórnego cewki zapłonowej o indukcyjności L_w i sumarycznej pojemności obwodu wtórnego C_w .

Kiedy przerywacz jest zwarty, przepływający przez cewkę prąd wytwarza w niej strumień magnetyczny. W chwili, kiedy wymagany jest zapłon, przerywacz rozwiera obwód pierwotny, co wywołuje zanik strumienia magnetycznego w cewce i indukuje napięcie w obwodzie pierwotnym i wtórnym. Napięcie w obwodzie wtórnym jest następnie podawane na świecę zapłonową w celu wywołania wyładowania iskrowego.

Według Pomykalskiego [89], prąd w obwodzie pierwotnym i_p dla zwartego przerywacza (Rys. 2) zapisać można w poniższej postaci:

$$i_p(t) = \frac{E_p}{R_p} \cdot \left(1 - e^{-\frac{R_p \cdot t}{L_p}} \right) \quad (1)$$

W chwili otwarcia przerywacza wartość prądu w obwodzie pierwotnym spada do zera, co skutkuje raptownym zmniejszeniem wartości strumienia magnetycznego w uzwojeniu pierwotnym cewki. W rezultacie w uzwojeniu wtórnym indukowane jest napięcie o wartości kilkunastu kV. Jeśli cewka nie jest połączona elektrycznie ze świecą zapłonową (brak wyładowania iskrowego) napięcie to ma charakter tłumionej sinusoidy (Rys. 2). Wartość szczytowa U_m tego napięcia jest maksymalną wartością, jaką wygenerować może układ zapłonowy, zatem maksymalna energia przekazana do obwodu wtórnego wyrażona jest następującym równaniem:

$$E_{w_{\max}} = \frac{1}{2} C_w U_m^2 \quad (2)$$

Stąd, wartość maksymalna napięcia generowanego przez układ zapłonowy wynosi:

$$U_m = \sqrt{\frac{2E_{w_{\max}}}{C_w}} \quad (3)$$

Energię zgromadzoną w obwodzie pierwotnym cewki zapisać można następująco:

$$E_{w_{\max}} = \frac{1}{2} L_p i_p^2 \quad (4)$$

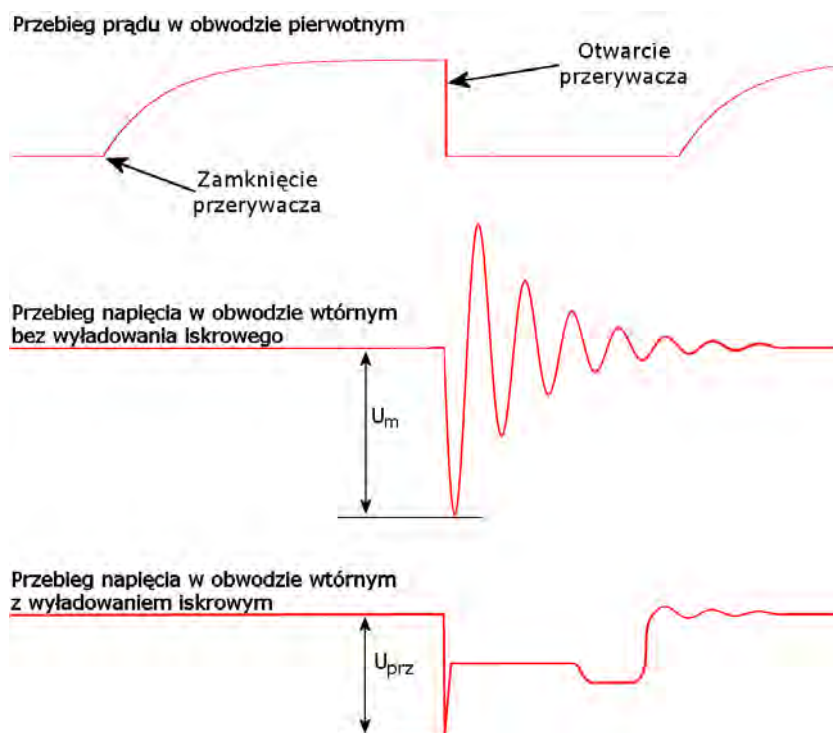
Jeśli cała energia zgromadzona w obwodzie pierwotnym (4) przekazana zostanie bez strat do obwodu wtórnego, wówczas maksymalną wartość napięcia generowanego przez układ zapłonowy (3) zdefiniować można następująco:

$$U_m = i_p \sqrt{\frac{L_p}{C_w}} \quad (5)$$

W przypadku gdy cewka jest połączona elektrycznie ze świecą zapłonową, napięcie w obwodzie wtórnym będzie narastało do wartości napięcia przebicia U_{prz} , a następnie wystąpi wyładowanie elektryczne pomiędzy elektrodami świecy zapłonowej. Wpływa to na przebieg tego napięcia w sposób pokazany schematycznie na Rys. 2.

Po rozpoczęciu wyładowania iskrowego wartość napięcia spada, a energia jest przekazywana do wysokoenergetycznego obszaru (łuku elektrycznego) powstałego pomiędzy elektrodami świecy, aż do chwili zaniku wyładowania. Na podstawie powyższej analizy stwierdzić można, że warunkiem koniecznym wystąpienia wyładowania iskrowego jest, aby wartość napięcia przebicia U_{prz} była niższa niż maksymalna wartość napięcia generowanego przez układ zapłonowy U_m .

Technika półprzewodnikowa umożliwiła skonstruowanie układów zapłonowych mogących sprostać rosnącym wymaganiom. W konstrukcjach takich dąży się do wyeliminowania przerywacza mechanicznego i redukcji jego kąta zwarcia, co pozwala zwiększyć prędkość obrotową silnika. W układach zapłonowych o stykowym sterowaniu nie jest możliwe stałe utrzymanie ustawionej chwili zapłonu ze względu na zużywanie się styków, co w konsekwencji prowadzi do zwiększonego zużycia paliwa oraz większej emisji związków toksycznych.

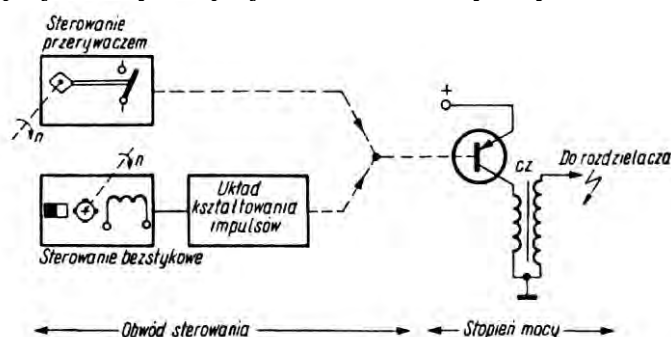


Rys. 2. Przykładowe przebiegi prądu w obwodzie pierwotnym oraz napięcia w obwodzie wtórnym bez wyładowania iskrowego i z wyładowaniem iskrowym

Współczesne układy zapłonowe można podzielić na dwie podstawowe grupy:

- układy zasilane energią zmagazynowaną w indukcyjności, gdzie zasób energii potrzebny do wytworzenia przeskoku iskry na świecy gromadzony jest w polu magnetycznym cewki ($W_L = LI^2/2$),
- układy zasilane energią zmagazynowaną w pojemności, w których zasób energii gromadzony jest w polu elektrycznym kondensatora ($W_C = CU^2/2$).

Półprzewodnikowe układy zapłonowe z gromadzeniem energii w polu magnetycznym cewki (Rys. 3) buduje się przede wszystkim przy wykorzystaniu tranzystorów sterujących przepływem prądu w uzwojeniu pierwotnym cewki zapłonowej. Rola przerywacza (klasycznego lub bezstykowego) sprowadza się jedynie do synchronizacji pracy układu i pracy silnika spalinowego. Układ taki charakteryzuje się wyższym (w porównaniu z klasycznym układem) napięciem wtórnym w zakresie małych i dużych prędkości obrotowych silnika, co jest spowodowane impulsową pracą tranzystora i dużo szybszym zanikiem prądu bazy niż prądu cewki w klasycznym układzie.



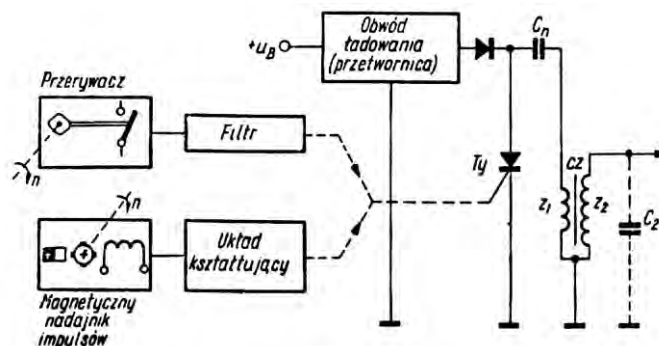
Rys. 3. Schemat blokowy elektronicznego układu zapłonowego z gromadzeniem energii w indukcyjności cewki [63]

Układy zapłonowe z gromadzeniem energii w pojemności kondensatora (Rys. 4) często są nazwane układami tyrystorowymi, gdyż elementem przełączającym w takich układach jest właśnie tyrystor. Układy takie charakteryzują się zwiększeniem energii wyładowania iskrowego, stałością wartości wysokiego napięcia w całym zakresie obrotów silnika, odpornością na bocznikowanie świecy zapłonowej zanieczyszczeniami osadzającymi się na jej izolatorze i przewodach WN łączących świecę z cewką oraz korzystną charakterystyką poboru mocy. Jednakże czas trwania wyładowania iskrowego jest w zapłonie kondensatorowym o rząd wielkości krótszy niż w przypadku układów z gromadzeniem energii w indukcyjności cewki.

Typowy elektroniczny układ zapłonowy z gromadzeniem energii w pojemności kondensatora zbudowany jest z następujących elementów:

- obwód ładowania z przetwornicą i stabilizatorem, który zapewnia zgromadzenie w kondensatorze wystarczającej ilości energii,
- obwód główny, który przekształca energię zawartą w polu elektrycznym kondensatora w energię wyładowania iskrowego,
- obwód sterujący, który dostarcza impulsy sterujące chwilą początku wyładowania iskrowego.

W pojemnościowym układzie zapłonowym (Rys. 4) kondensator C_n o pojemności $1 \div 2 \mu F$ ładowany jest poprzez przetwornicę do napięcia o wartości $300 \div 500 V$. Dla takich parametrów, wartość energii zgromadzonej na kondensatorze sięga $50 \div 150 mJ$. Energia ta przekazywana jest do pojemności C_2 obwodu wysokiego napięcia poprzez transformator impulsowy lub cewkę zapłonową w chwili pojawienia się impulsu z układu wyzwalającego, który powoduje załączenie znajdującego się w układzie tyrystora. W miarę ładowania kondensatora C_2 narasta napięcie na elektrodach świecy zapłonowej do wartości napięcia przebicia.



Rys. 4. Schemat blokowy elektronicznego układu zapłonowego z gromadzeniem energii w pojemności kondensatora [63]

2.2. Opis fizyczny wyładowania iskrowego

Na wartość napięcia przebicia, w istotny sposób wpływa wielkość przerwy między elektrodami, gęstość gazu w obszarze zapłonu zależna od ciśnienia i temperatury, kształt, temperatura i materiał elektrod oraz obecność promieniowania jonizującego, niezbędnego do rozpoczęcia procesu jonizacji w obszarze późniejszego wyładowania iskrowego. Franke w [31] twierdzi, że tempo powstawania jak również średni czas istnienia wolnych elektronów powstających w wyniku działania promieniowania jonizującego są niewystarczające do bezpośredniego zainicjowania procesu lawinowego prowadzącego do rozpoczęcia wyładowania iskrowego. Dzięki istnieniu procesu odwrotnego, czyli wiązania wolnych elektronów, występuje równowaga polegająca na ciągłym uwalnianiu i wiązaniu elektronów, w konsekwencji znacząco zwiększając ich średnią gęstość w gazie. Elektrony z tego rezerwuaru przyspieszane są w kierunku ano-

dy. W wyniku kolizji szybkich elektronów z innymi wzbudzonymi cząsteczkami gazu tworzą się kolejne pary elektron-jon rozpoczynając reakcję lawinową zmierzającą w kierunku anody. Ze względu na wygaszenie reakcji w chwili dotarcia wolnych elektronów do anody, niezbędne jest istnienie kolejnego procesu, generującego wolne elektrony w bezpośrednim sąsiedztwie katody i tym samym pozwalającego w dostateczny sposób zjonizować obszar strefy między elektrodami świecy zapłonowej. Proces ten polega na emisji promieniowania UV ($\lambda < 200 \text{ nm}$) przez wzbudzone jony [31]. Mały [78] twierdzi, że przy ciśnieniu poniżej $0,1 \text{ MPa}$ i odległości między elektrodami nie przekraczającej 1 mm promieniowanie może dotrzeć do katody bezpośrednio, wywołując na jej powierzchni emisję fotoelektronów. Przy wyższych wartościach ciśnienia i odległości między elektrodami promieniowanie UV jonizuje cząsteczki znajdujące się bliżej katody, zapewniając warunki do odnowy procesu jonizacji gazu. W ten sposób punkt wyjściowy procesu tworzenia par elektron-jon przesuwa się w kierunku katody. Z chwilą dotarcia punktu wyjściowego procesu do katody, ciężkie jony dodatnie, znajdujące się w jej bezpośrednim sąsiedztwie, będą przyspieszane w jej kierunku uderzając w nią i uwalniając elektrony przyspieszane w kierunku anody. Ten proces prowadzi do powstania jednego bądź kilku kanałów, z których jeden charakteryzuje się najmniejszą rezystancją i przez ten kanał przepływa zdecydowana większość elektronów. Rozpoczyna się wówczas wyładowanie wstęgowe (ang. *ionizing streamer* [40]) rozchodzące się od katody w kierunku anody. Z chwilą, gdy wyładowanie wstęgowe osiąga anodę, impedancja przerwy między elektrodami maleje drastycznie, a natężenie prądu gwałtownie rośnie. To stadium wyładowania nosi nazwę fazy przebiccia (ang. *breakdown*). W fazie tej, trwającej około 10 ns , bardzo wcześnie ustala się okrągły kanał zjonizowanego gazu o średnicy $\sim 40 \mu\text{m}$ [40].

Ilość dostarczonej energii w trakcie fazy przebiccia może być obliczona na podstawie poniższego wzoru [31]:

$$W = \frac{C_w}{2} (U_i^2 - U_f^2) \quad (6)$$

gdzie:

$W [J]$ – energia dostarczona podczas fazy przebiccia,

$C_w [F]$ – pojemność obwodu wtórnego,

$U_i [V]$ – różnica potencjału między elektrodami świecy zapłonowej przed przebicciem,

$U_f [V]$ – różnica potencjału między elektrodami świecy zapłonowej po przebicciu.

Moc wydzielaną w trakcie trwania fazy przebiccia zapisać zatem można następująco:

$$N_{prz} = \frac{W}{t} = \frac{C_w \cdot (U_i^2 - U_f^2)}{2 \cdot t} \quad (7)$$

gdzie:

$N_{prz} [W]$ – moc wydzielona podczas fazy przebiccia,

$t [s]$ – czas trwania fazy przebiccia.

Faza przebiccia charakteryzuje się wysokim napięciem (15 kV), szybkim wzrostem i wysoką wartością maksymalną natężenia prądu (200 A) oraz bardzo krótkim czasem trwania wynoszącym około 10 ns . W fazie tej przekazywana jest energia zmagazynowana w pojemności obwodu wtórnego układu zapłonowego. Ze względu na dużą koncentrację naładowanych cząsteczek, ta faza wyładowania iskrowego charakteryzuje się bardzo wysoką sprawnością (straty energii w tej fazie wynoszą zaledwie 5%) prze-

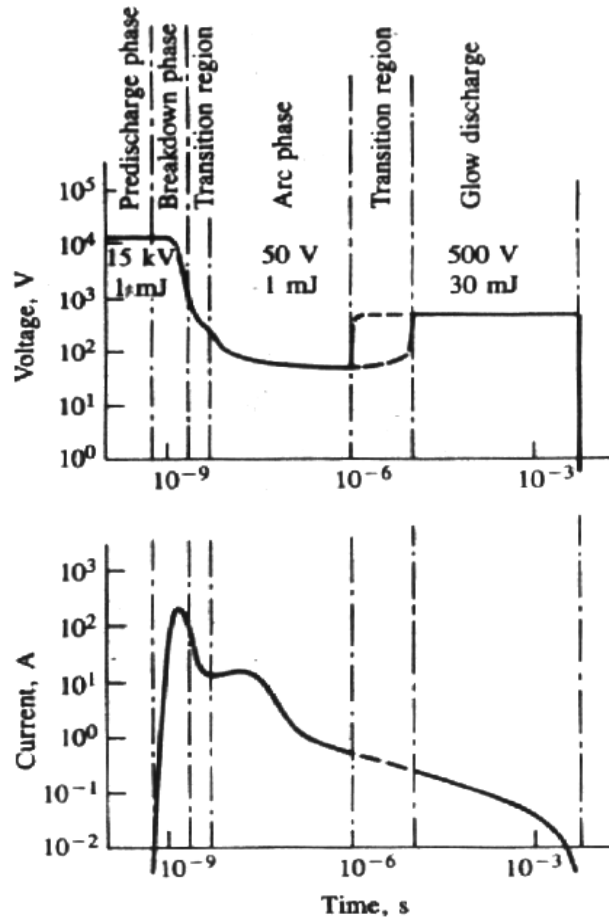
kształcenia energii pola elektrycznego w energię kinetyczną przyspieszanych elektronów, a następnie energię potencjalną zdysocjowanych i zjonizowanych cząsteczek gazu. Według [78], gaz nagrzewa się pod wpływem dostarczonej energii do temperatury około 60 000 K i osiąga ciśnienie rzędu kilkudziesięciu MPa tworząc kolumnę plazmową, która rozszerzając się z prędkością naddźwiękową wywołuje falę uderzeniową (słyszalną w formie trzasku). Temperatura i ciśnienie wewnątrz kolumny plazmy maleją. Około 30% energii plazmy jest niesione przez falę uderzeniową, jednakże większa część jest przekazywana do gazu znajdującego się w małych sferach o średnicy do 2 mm, które powstają w wyniku rozprzestrzeniania się plazmy [67].

Mały [78] definiuje koniec fazy przebicia jako chwilę, w której wartość napięcia spada poniżej 10% wartości początkowej i pojawia się tzw. gorąca plamka katodowa o średnicy 10-40 μm , gdzie elektroda topi się w wyniku podgrzania do temperatury, przy której termiczna emisja elektronów staje się bardziej efektywna niż emisja wywołana przez bombardowanie jonami dodatnimi [40]. W zastosowaniach silnikowych topienie powierzchni elektrody jest czynnikiem niepożądanym, gdyż prowadzi w konsekwencji do jej erozji.

Następnie wyładowanie iskrowe osiąga trwającą mikrosekundy fazę łuku (ang. *arc*), gdzie wąska, cylindryczna plazma rozszerza się z powodu przewodzenia ciepła i dyfuzji. W fazie łukowej rozwijają się reakcje egzotermiczne, prowadzące do rozpoczęcia rozprzestrzeniania się płomienia. W przeciwieństwie do fazy przebicia, gdzie gaz jest wysoce zjonizowany i zdysocjowany, w fazie łukowej stopień dysocjacji jest ciągle wysoki w centrum wyładowania, ale stopień jonizacji jest dużo niższy i wynosi około jednego procenta [40], [67]. W tej fazie procesu, spadki napięcia na elektrodach stanowią znaczącą część sumarycznego spadku napięcia na elektrodach i na łuku elektrycznym, a energia tracona w elektrodach stanowi 50% całkowitej energii. Według Kowalewicza [67], łuk elektryczny zwiększa swoje rozmiary głównie z powodu przewodzenia ciepła i dyfuzji masy, w wyniku czego, temperatura gazu w łuku jest ograniczona do poziomu 6000 K [78]. W tej fazie procesu wyładowania zwiększenie ilości dostarczonej energii nie powoduje przyrostu temperatury, lecz wzrost średnicy kanału plazmy, zwiększając jej objętość. Temperatura i stopień dysocjacji, wyrażający stosunek jonów zdysocjowanych do jonów niezdisocjowanych, maleją gwałtownie wraz ze wzrostem odległości od osi łuku. Po krótkiej fazie przejściowej rozpoczyna się trzecia faza wyładowania iskrowego – faza jarzeniowa (ang. *glow*).

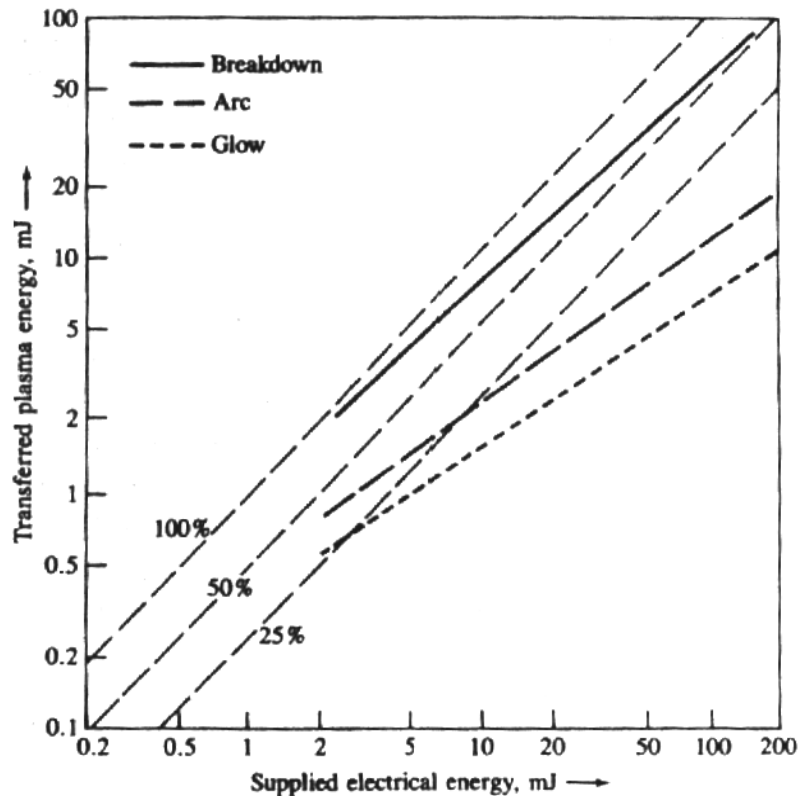
Według [78], podstawowa różnica pomiędzy fazą łukową i jarzeniową polega na zaniku gorącej plamki katodowej w fazie jarzeniowej. Faza ta charakteryzuje się ponadto stałym i nieco wyższym niż w fazie łukowej napięciem wynoszącym około 500 V oraz znikomo małym stopniem jonizacji jak również największymi stratami energii. Mechanizm emisji elektronów w tej fazie wyładowania polega głównie na ich wybijaniu jonami dodatnimi z powierzchni katody [49].

W trakcie trwania fazy jarzeniowej występuje przekazanie do obwodu wyładowania elektrycznej energii, magazynowanej w indukcyjności cewki bądź w pojemności kondensatora w zależności od typu układu zapłonowego [78].



Rys. 5. Zmiany napięcia i natężenia prądu w funkcji czasu podczas wyładowania iskrowego dla typowego układu zapłonowego [40]

Na Rys. 5 przedstawione zostały przebiegi napięcia i natężenia prądu w funkcji czasu w trakcie trwania typowego wyładowania iskrowego (przedstawione przebiegi mogą jednak różnić się w zależności od budowy układu zapłonowego). Zauważyć można, iż maksymalnymi wartościami zarówno napięcia jak i natężenia prądu wyładowania cechuje się faza przebiecia. Energia dostarczona do mieszanki w fazie przebiecia jest niewielka (0,3 do 1 mJ), ale z uwagi na stosunkowo krótki czas jej trwania moc generowana w tej fazie wyładowania jest największa i sięga 1 MW [40]. Najwyższą wartością przekazanej energii charakteryzuje się natomiast faza wyładowania jarzeniowego (30 do 100 mJ), choć z uwagi na stosunkowo długi czas trwania tej fazy wyładowanie generowana moc jest najmniejsza, bo wynosi około 10 W [78]. W fazie łukowej zarówno moc jak i energia wyładowania osiągają wartości pośrednie pomiędzy fazą przebiecia i jarzeniową.



Rys. 6. Straty energii w funkcji energii dostarczonej [40]

W fazie wyładowania jarzeniowego straty energii w postaci ciepła odprowadzonego do materiału elektrod są najwyższe i sięgają 70% energii dostarczonej, podczas gdy w fazie łuku wynoszą około 45%, a w fazie przebicia zaledwie 5% [78].

Straty energii w elektrodach rosną wraz ze wzrostem dostarczonej energii (Rys. 6). W fazie łuku i wyładowania jarzeniowego wzrost natężenia prądu i/lub czasu trwania wyładowania powoduje spadek efektywności przekazywania energii do otaczającego gazu ze względu na podgrzewanie i topienie powierzchni elektrod.

Swett [104] twierdzi, że całkowite napięcie elektryczne wyładowania iskrowego jest sumą spadków napięć w trzech rejonach wzdłuż łuku elektrycznego (Rys. 7). W bezpośrednim sąsiedztwie katody występuje spadek napięcia stanowiący istotną część całkowitego spadku napięcia [17], [104]. Kolejnym jest region zajmujący większą część długości wyładowania, w którym wartość napięcia rośnie liniowo wraz z odległością od katody. Pomiędzy końcem tego regionu a anodą, istnieje trzeci region, w którym (według [105]) spadek napięcia wynosi 10÷15 V.



Rys. 7. Przebieg napięcia wzdłuż stałoprądowego wyładowania iskrowego na podstawie [104], [105]

2.3. Modele zapłonu

Według [67], zapłon może być wywołany w następujący sposób:

- przez ogrzewanie do temperatury wyższej lub równej temperaturze samozapłonu mieszanki palnej,
- przez działanie na mieszanę palną otwartym płomieniem lub iskrą elektryczną,
- przez oddziaływanie gorącej ścianki,
- przez oddziaływanie fali uderzeniowej,
- przez zainicjowanie reakcji chemicznych prowadzących do eksplozji.

Pierwsze cztery metody wykorzystują mechanizm termiczny, w którym zapłon następuje wskutek doprowadzenia energii do mieszaniny palnej. Ostatni, piąty sposób zapłonu można wyjaśnić wzrostem liczby rodników i wolnych atomów w mieszanice powyżej stężenia krytycznego. Jest to więc chemiczny model zapłonu.

2.3.1. Model termiczny

Teoria opisująca termiczny model zapłonu mówi, iż w przypadku quasi-statycznego ogrzewania nieruchomej mieszaniny znajdującej się w objętości kontrolnej V przy pewnej temperaturze powierzchni tej objętości uaktywnia się proces wywiązywania ciepła w całej masie mieszaniny. Wynika stąd, że przyrost temperatury mieszaniny jest efektem wzajemnego oddziaływania wewnętrznego wywiązywania się ciepła q_1 oraz wymiany ciepła poprzez przewodnictwo z otoczeniem q_2 . Równanie energii dla objętości V przyjmuje zatem postać [87]:

$$c_v \rho \frac{dT}{dt} = \underbrace{Q k_0 c^v e^{-\frac{E}{RT}}}_{q_1} + \underbrace{\lambda \nabla^2 T}_{q_2} \quad (8)$$

gdzie:

c_v [$J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}$] – ciepło właściwe mieszanki,

ρ [$kg \cdot m^{-3}$] – gęstość mieszanki palnej,

T [K] – bieżąca temperatura w chwili t ,

t [s] – czas,

Q [J] – ciepło reakcji,

k_0 [-] – współczynnik zderzeń,

c [-] – koncentracja paliwa w mieszanice palnej,

ν [-] – rząd reakcji,

E [$J \cdot mol^{-1}$] – energia aktywacji,

R [$J \cdot mol^{-1} \cdot K^{-1}$] – stała gazowa,

λ [$W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$] – współczynnik przewodnictwa cieplnego.

Powyższe równanie posiada dwa rozwiązania w postaci zamkniętej [67]:

- stacjonarne, zaproponowane przez Frank-Kamenetskiego;

Stacjonarne rozwiązanie równania energii zakłada równomierne i niezależne od czasu rozłożenie źródeł ciepła w całej masie mieszaniny. Ze względu na fakt, iż teoria ta zakłada również brak wymiany ciepła z otoczeniem, zagadnienie to jest zagadnieniem samozapłonu w warunkach adiabatycznych. Na podstawie powyższych założeń równanie (8) przyjmuje postać [69]:

$$\nabla^2 T = \frac{Q}{\lambda} k_0 c^v e^{-\frac{E}{RT}} \quad (9)$$

Po założeniu warunków brzegowych $T=T_0$ (T_0 – temperatura początkowa i temperatura ścianki izotermicznej) i wprowadzeniu nowych zmiennych oraz dokonaniu stosownych przekształceń, uzyskujemy związek [69]:

$$\ln(r_{\min} p^{n-1}) \sim \frac{E}{RT_0} \quad (10)$$

Związek ten definiuje krytyczne rozmiary palnego materiału (r_{\min}), warunkujące jego samozapłon przy temperaturze otoczenia T_0 i ciśnieniu p .

- niestacjonarne, zaproponowane przez Todesa;

Rozwiązanie niestacjonarne dotyczy zależnego od czasu bilansu termicznego w objętości V z rozłożonymi źródłami ciepła, równomiernym rozkładem temperatury wewnątrz objętości oraz wymianą ciepła z otoczeniem na powierzchni kontrolnej tej objętości. Po wprowadzeniu do równania (8) nowych zmiennych oraz dokonaniu stosownych przekształceń i założeniu adiabatyzacji zagadnienia zapłonu, uzyskujemy związek określający zależność czasu opóźnienia samozapłonu od ciśnienia i temperatury [67]:

$$\tau_z \sim p^{-\nu} e^{\frac{E}{RT}} \quad (11)$$

2.3.2. Model Siemionowa

Siemionow [96] zaproponował rozszerzenie teorii termicznej zastępując wymianę ciepła z otoczeniem przez przewodnictwo, wymianą ciepła przez przejmowanie. Równanie (8) przyjmuje zatem postać następującą [121], [120]:

$$c_v \rho V \frac{dT}{dt} = \underbrace{QV k_0 c^{\nu} e^{\frac{E}{RT}}}_{q_1} + \underbrace{\alpha(T - T_0)A}_{q_2} \quad (12)$$

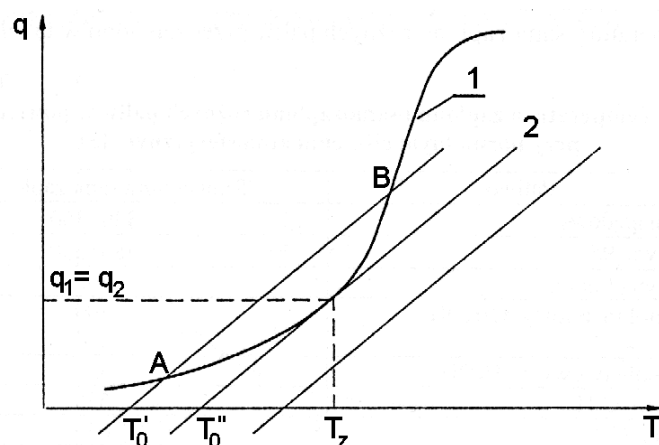
gdzie:

A – pole powierzchni objętości V ,

T_0 – temperatura ścianki izotermicznej.

Krzywa 1 na Rys. 8, ukazująca szybkość wywiązywania ciepła w wyniku reakcji chemicznej, ma przebieg właściwy dla reakcji utleniania węglowodorów. Prosta 2 wyraża utratę ciepła przez ścianki do otoczenia, na drodze przejmowania ciepła. Przy temperaturze ścianki T_0' prosta 2 przecina krzywą 1 w punktach a i B. Poniżej punktu a i powyżej punktu B, ciepło generowane jest mniejsze od traconego ($q_1 > q_2$). Oznacza to, że przy temperaturze T_0' samozapłon jest możliwy poniżej punktu a i powyżej punktu B.

Pomiędzy punktami a i B samozapłon nie zachodzi z uwagi na fakt iż ciepło generowane jest mniejsze od traconego ($q_1 < q_2$). W tej sytuacji w celu podtrzymania chemicznej reakcji wywiązywania ciepła, należałoby doprowadzić ciepło do mieszaniny. Przy wyższej niż T_0'' temperaturze ścianki, samozapłon zachodzi zawsze, ponieważ spełniona jest następująca zależność $q_1 > q_2$.



**Rys. 8. Graficzna interpretacja termicznej teorii zapłonu [69]:
1 - ciepło wydzielone w reakcji chemicznej, 2 - ciepło przejmowane przez ścianki**

W przypadku gdy temperatura ścianek wynosi T_0'' , mamy do czynienia z granicznym przypadkiem samozapłonu, w którym krzywa 1 i prosta 2 mają tylko jeden punkt wspólny. W tym przypadku obowiązują dwa warunki styczności:

$$(q_1(T))_{T_z} = (q_2(T))_{T_z} \quad (13)$$

$$\left(\frac{\partial q_1(T)}{\partial T}\right)_{T_z} = \left(\frac{\partial q_2(T)}{\partial T}\right)_{T_z} \quad (14)$$

Po podstawieniu wzorów opisujących q_1 i q_2 otrzymuje się poniższe równania:

$$QV k_0 c^v e^{-\frac{E}{RT_z}} = \alpha A (T_z - T_0) \quad (15)$$

$$\frac{E}{RT_z^2} QV k_0 c^v e^{-\frac{E}{RT_z}} = \alpha A \quad (16)$$

Na podstawie powyższych równań można wyznaczyć zależność określającą temperaturę samozapłonu T_z w funkcji temperatury ścianki T_0 , przy czym temperatura samozapłonu T_z rozumiana jest jako temperatura, przy której, w wyniku quasi-statycznego ogrzewania mieszanki, następuje jej samozapłon [69]. Po podzieleniu stronami (15) przez (16) otrzymuje się:

$$\frac{RT_z^2}{E} = T_z - T_0 \quad (17)$$

Rozwiązując równanie (17) względem T_z otrzymujemy:

$$T_{z_1} = \frac{1 + \sqrt{1 - \frac{4RT_0}{E}}}{2\frac{R}{E}} \quad T_{z_2} = \frac{1 - \sqrt{1 - \frac{4RT_0}{E}}}{2\frac{R}{E}} \quad (18)$$

Według [96]:

$$\frac{RT_0}{E} < 0,05 \quad (19)$$

Ponadto wartość temperatury samozapłonu nie przekracza zazwyczaj 1000 K, a energia aktywacji ma wartość większą niż 80 kJ/mol [96]. Na tej podstawie odrzucić należy rozwiązanie T_{z1} z uwagi na nierealnie wysoką wartość temperatury samozapłonu T_z , która dla podanych wartości granicznych przekroczyła 9100 K, i przyjąć rozwiązanie T_{z2} jako właściwe ($T_{z2} \approx 500$ K). Przekształcając dalej otrzymujemy:

$$T_z = \frac{1 - \sqrt{1 - \frac{4RT_0}{E}}}{2 \frac{R}{E}} = \frac{2 \left(\frac{RT_0}{E} \right) + 2 \left(\frac{RT_0}{E} \right)^2 + 4 \left(\frac{RT_0}{E} \right)^3 + \dots}{2 \frac{R}{E}} \quad (20)$$

Dlatego też równanie (20) można, nie popełniając błędu większego niż 0,5%, uprościć poprzez pominięcie członów począwszy od $4 \left(\frac{RT_0}{E} \right)^3$ otrzymując następujące równanie:

$$T_z = T_0 + \frac{RT_0^2}{E} \quad (21)$$

W celu określenia granic samozapłonu należy podstawić równanie (21) do równania (15) otrzymując związek:

$$\frac{QV k_0 c^v E e^{-\frac{E}{RT_0 \left(1 + \frac{RT_0}{E} \right)}}}{\alpha A R T_0^2} = 1 \quad (22)$$

Z uwagi na (19) równanie (22) przyjmuje postać:

$$\frac{QV k_0 c^v E e^{-\frac{E}{RT_0}}}{\alpha A R T_0^2} = 1 \quad (23)$$

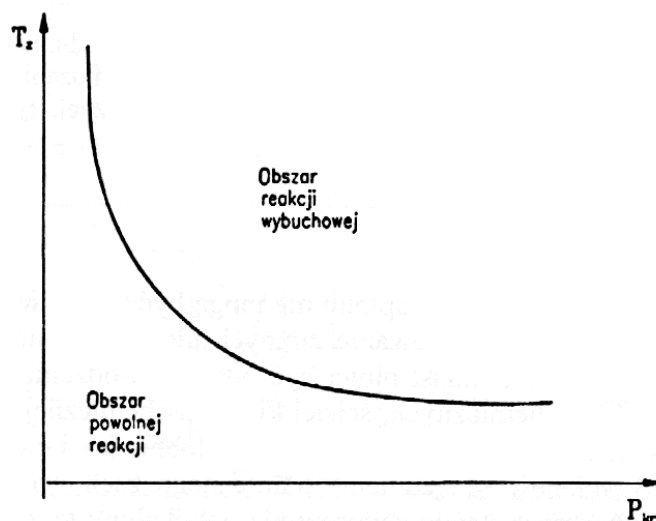
Po logarytmowaniu i podstawieniu zależności $c^n \sim p^2$ otrzymuje się poniższe równanie [69]:

$$\ln \left(\frac{p_{kr}}{T_0^2} \right) = \frac{E}{2RT_0} + const \quad (24)$$

gdzie:

$p_{kr} [Pa]$ – ciśnienie krytyczne (minimalne) w warunkach samozapłonu.

Powyższa zależność przedstawiona została na Rys. 9.



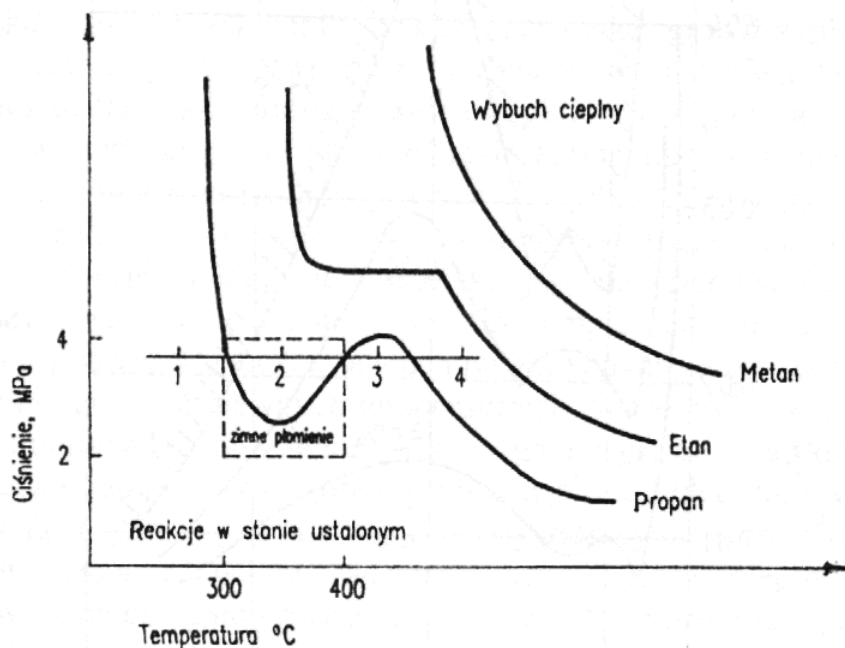
Rys. 9. Poglądowa interpretacja granicy samozapłonu [69]

2.3.3. Model chemiczny

Zjawiska takie jak występowanie zimnych płomieni czy samozapłon niskotemperaturowy nie mogą być wyjaśnione na gruncie termicznej teorii zapłonu natomiast z powodzeniem opisać je można od strony kinetyki chemicznej reakcji łańcuchowych.

Z Rys. 10 wynika, że metan w zakresie wysokich ciśnień zachowuje się zgodnie z teorią cieplną (wraz ze wzrostem temperatury maleje ciśnienie krytyczne). Nieco inaczej zachowują się węglowodory takie jak etan, a zwłaszcza propan, w przypadku którego samozapłon występuje przy temperaturze $300\div 400^{\circ}\text{C}$ i pojawiają się tzw. zimne płomienie, czemu towarzyszy powstanie „półwyspu” na krzywej oddzielającej obszar reakcji wybuchowej od obszaru powolnego utleniania. Przebieg granicy wybuchowości dla propanu sugeruje, iż dla tego gazu mogą zachodzić reakcje łańcuchowe. W reakcjach tych biorą udział wolne rodniki, których wzrastająca koncentracja przyspiesza reakcję chemiczną i powstawanie tychże łańcuchów. Zgodnie z kinetyką chemiczną, temperatura, w której następuje równowaga pomiędzy liczbą powstających łańcuchów, a liczbą zerwanych łańcuchów, nazywana jest temperaturą samozapłonu [67]. Badania metanu wykazały, że ma on „półwysp” zapłonu w zakresie niskich ciśnień, przy czym jest on usytuowany wzdłuż osi ciśnienia.

Istnienie wspomnianego „półwyspu” zapłonu oznacza istnienie samozapłonu niski- i wysokotemperaturowego oraz trzech granic zapłonu, co może być wyjaśnione tylko na gruncie chemicznej teorii zapłonu. Pierwsza, tzw. dolna granica zapłonu występuje przy niskim ciśnieniu i odpowiada równowadze pomiędzy liczbą łańcuchów powstałych i zerwanych na ściance. Podczas wzrostu ciśnienia przy stałej temperaturze, liczba łańcuchów związanych przewyższa liczbę łańcuchów zerwanych ze względu na coraz mniejszy wpływ ścianek. Przy pewnych temperaturach dalszy przyrost ciśnienia może doprowadzić do zaniku zapłonu i wystąpienia górnej granicy zapłonu, zdeterminowanej przez reakcje zachodzące w fazie gazowej. Po przekroczeniu tej granicy reakcje tworzenia łańcuchów zaczynają przebiegać wolniej niż ich zrywanie i dlatego zapłon przestaje występować. Dalszy wzrost ciśnienia powoduje wzrost liczby skutecznych zderzeń do momentu, w którym następuje samozapłon (trzecia granica zapłonu). W przypadku ciężkich węglowodorów, gdzie półwysp zapłonu jest usytuowany wzdłuż osi temperatury, trzecia granica wybuchowości nazywana jest termiczną granicą zapłonu.



Rys. 10. Granica wybuchowości we współrzędnych temperatura-ciśnienie dla kilku węglowodorowych mieszanek z powietrzem [69]

2.3.4. Zapłon iskrowy mieszanek homogenicznych

Zapłon iskrowy jest najczęściej stosowanym rodzajem zapłonu wymuszonego w silnikach cieplnych, jednak mimo ponad 50-letniego okresu rozwoju teorii opisującej ten proces, nie udało się poznać jego mechanizmu w stopniu umożliwiającym analizę ilościową [48]. Wynika to głównie z mnogości zjawisk fizycznych występujących podczas zapłonu iskrowego. Fizyczna natura zapłonu iskrowego mieszanin homogenicznych, podobnie jak zapłonu w ogóle, jest zarówno cieplna jak i chemiczna [100]. Dlatego też, Chomiak w [15] pisze o dwóch typach modeli zapłonu iskrowego mieszanek homogenicznych: chemicznym i termicznym.

W modelu chemicznym główną rolę odgrywa formowanie rodników i wolnych atomów w obszarze wyładowania iskrowego, których dyfuzja do bezpośredniego otoczenia rozpoczyna proces spalania.

W literaturze zdecydowanie częściej opisywany jest jednak model termiczny m.in. z uwagi na jego lepszą zgodność z wynikami badań eksperymentalnych [15]. Model ten zakłada, że zapłon palnej mieszaniny gazowej jest wywołany wyłącznie efektem termicznym, z pominięciem wszelkich efektów chemicznych poza wywiązywaniem się ciepła. Według [15] istnieją trzy główne odmiany tego modelu, przyjmujące inne kryteria zapłonu. Są to modele:

- Lewisa i von Elbego [75];

Do powstania ogniska płomienia o krytycznej średnicy i zdolnego do propagacji, niezbędne jest wytworzenie w nim (poprzez energię wyładowania iskrowego) określonego nadmiaru entalpii, czyli przyrostu entalpii rozprzestrzeniającego się płomienia w stosunku do entalpii otoczenia. Przy czym, pod pojęciem średnicy krytycznej, rozumiana jest średnica, do której rozwija się ognisko zapłonu zainicjowanego wyładowaniem iskrowym o energii nieznacznie mniejszej niż minimalna energia zapłonu w danych warunkach.

- Zeldowicza [15];

Zapłon nastąpi, jeśli czas ochłodzenia obszaru podgrzanego do adiabaticznej temperatury płomienia jest dłuższy niż charakterystyczny czas reakcji chemicznych w laminarnym froncie płomienia.

- Josta [48];

Warunkiem wystąpienia zapłonu jest równość ciepła wywiązane w trakcie reakcji chemicznych w obszarze podgrzanym i ciepła odprowadzonego na zewnątrz.

2.4. Czynniki oddziałujące na wczesny rozwój płomienia w silniku ZI

2.4.1. Parametry przepływowe mieszanki

Odpowiedni poziom turbulencji w pozytywny sposób wpływa na procesy poprzedzające zapłon mieszanki (przygotowanie ładunku i jego dystrybucja w komorze spalania) oraz na proces propagacji wczesnego jądra płomienia [90], [94]. Warunki takie można uzyskać m.in. przez odpowiednie ukształtowanie komory spalania. Badania [28], [80], [95] dowiodły, iż komora zapewniająca większe zawirowanie ładunku, powoduje korzystne skrócenie czasu trwania spalania, obniżenie zawartości NO_x i HC w spalinach oraz poprawę ekonomii pracy silnika. Badania Ballala i Lefebvrea [9], którzy analizowali oddziaływanie turbulencji na zapłon mieszanki gazowej, wykazały jednak niekorzystny wpływ nadmiernego wzrostu poziomu turbulencji i prędkości przepływu na wartość minimalnej energii zapłonu (zwłaszcza dla mieszanek ubogich) ze względu na duży strumień strat wywołany zwiększoną intensywnością turbulencji.

Swett [104] twierdzi, że zwiększenie wartości lokalnej prędkości przepływu oraz poziomu turbulencji powoduje zwiększenie wartości minimalnej energii niezbędnej do zainicjowania zapłonu, natomiast skala turbulencji nie okazała się wywierać wyraźnego wpływu na ten parametr.

Podobny, niekorzystny wpływ na wartość minimalnej energii zapłonu ma spadek ciśnienia. Temperatura mieszanki nie wpływa natomiast bardzo istotnie na energię zapłonu [104].

Według Chomiaka [16], podczas pierwszych 1,5 ms jądro płomienia jest mocną i stabilną strukturą niezależną od otaczającego ją pola prędkości, lecz badania eksperymentalne [132] dowodzą, że wpływ turbulencji na jądro płomienia jest natychmiastowy zwłaszcza przy wzroście prędkości obrotowej silnika. Checkel i Thomas [14] obserwując zachowanie wczesnego stadium rozwoju płomienia zauważyli, że turbulencja o małej skali w większym stopniu wpływają na szybkość spalania niż turbulencja o dużej skali. Odkryli ponadto, iż powyżej pewnego poziomu turbulencji zapłon mieszanki nie jest możliwy.

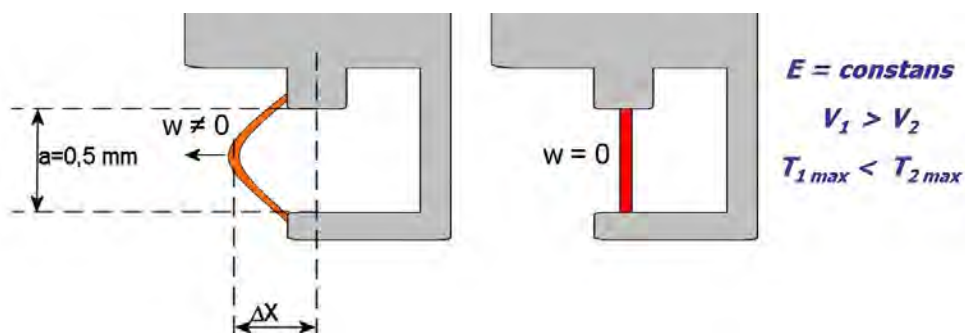
Średnia wartość prędkości pola przepływu jest również istotnym czynnikiem wpływającym na rozwój procesu spalania [104], [39], [122], [123], gdyż umiejscowienie elektrod świecy zapłonowej w polu przepływu pozwala na unoszenie i propagację jądra płomienia z dala od elektrod, gdzie w jego miejsce dostarczany jest świeży ładunek, co pozytywnie wpływa na szybkość spalania. Jednak w przypadku zbyt dużej prędkości lokalnej ośrodka gazowego, powierzchnia obszaru objętego wczesnym płomieniem zbyt intensywnie powiększa się, co powoduje zwiększenie strat do otoczenia przy jednoczesnym zmniejszeniu gęstości energii w obszarze wyładowania, wskutek czego straty energii są zbyt duże, aby podtrzymać rozwój wczesnego płomienia i dochodzi wówczas do niepożądanego zjawiska jego wygaszenia (tzw. „wypadanie zapłonu”).

Długość łuku elektrycznego, czyli obszaru, do którego dostarczana jest energia w trakcie wyładowania iskrowego i wynikająca z tego jego rezystancja, są proporcjonalne do odstępów między elektrodami, prędkości przepływu mieszanki oraz czasu trwa-

nia zapłonu. W przypadku zbyt wysokiej wartości lokalnej prędkości przepływu mieszanki między elektrodami, łuk elektryczny jest unoszony przez przepływającą mieszankę, co powoduje wzrost jego długości i w konsekwencji wzrost jego rezystancji. Konieczny jest wówczas wzrost wartości napięcia elektrycznego pomiędzy elektrodami w celu skompensowania przyrostu rezystancji wywołanego wydłużeniem łuku. Jeśli układ zapłonowy nie jest w stanie wygenerować takiej wartości napięcia, dochodzi do zerwania wyładowania. Jeżeli zasób energii zgromadzonej w pojemności lub indukcyjności układu zapłonowego jest dostatecznie duży, napięcie ponownie narasta i w szczególnym przypadku może osiągnąć wartość napięcia przebicia, które według [78] osiąga wartość tylko kilku kV z uwagi dużą jonizację przerwy między elektrodami. Dochodzi wówczas do pojawienia się kolejnego wyładowania iskrowego, które również jest unoszone przez przepływający czynnik. W efekcie zaobserwować można wyładowanie wielokrotne, a ilość kolejnych wyładowań jest zależna od prędkości przepływu mieszanki, czasu trwania wyładowania iskrowego oraz charakterystyki napięciowej układu zapłonowego [104]. Wyładowanie wielokrotne nie jest pożądane w zastosowaniach silnikowych, gdyż energia zgromadzona w układzie zapłonowym jest dystrybuowana do wielu niezależnych kanałów, a więc do zdecydowanie większej objętości mieszanki palnej, co powoduje zmniejszenie koncentracji energii. Dla homogenicznej mieszanki, pierwsze z wielokrotnych wyładowań powinno wywoływać zapłon, ponieważ zgromadzona jest w nim większa ilość energii niż w kolejnych wyładowaniach. Natomiast mieszanka heterogeniczna może zostać zapalona przez jedno z kolejnych wyładowań, gdyż może ono zaistnieć w objętości mieszanki o lepszych proporcjach paliwa i powietrza.

Dla kąta trwania wyładowania iskrowego, obejmującego fazę przebicia, wyładowania łukowego i jarzeniowego, wynoszącego $10^{\circ}OWK$ przy prędkości obrotowej 1000 obr/min i lokalnej prędkości mieszanki paliwowo-powietrznej w obszarze zapłonu wynoszącej 8 m/s , obszar wyładowania może być uniesiony na odległość ponad 13 mm od elektrod świecy zapłonowej, co w sposób oczywisty wpływa na objętość obszaru objętego wyładowaniem [15], [48]. Z uwagi na czas trwania poszczególnych faz wyładowania iskrowego, efekt unoszenia łuku elektrycznego dotyczy przede wszystkim fazy jarzeniowej, w mniejszym stopniu fazy łukowej i jedynie nieznacznie fazy przebicia [78].

Przyrost temperatury wywołanej tą samą ilością energii jest mniejszy w przypadku dostarczania energii do większej objętości (Rys. 11), co w konsekwencji może prowadzić do braku zapłonu wynikającego ze zbyt niskiej temperatury końcowej obszaru objętego wyładowaniem iskrowym.



Rys. 11. Przykład wpływu objętości mieszanki aktywowanej liniowym wyładowaniem iskrowym na rozwój płomienia: w - prędkość lokalna ośrodka, E - energia wyładowania iskrowego, V - objętość obszaru wyładowania, T_{max} - temperatura maksymalna

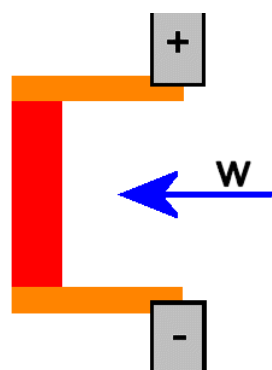
Oczywiście także przy braku przepływu w okolicy świecy zapłonowej tor wyładowania iskrowego rzadko bywa linią prostą, jednak przyrost długości łuku elektrycznego wywołany krzywoliniowym torem może według [105] wynosić maksymalnie 10%, co w porównaniu z przyrostem długości łuku wywołanym unoszeniem nie stanowi istotnej zmiany.

2.4.2. Energia i moc wyładowania iskrowego

Rozpatrując termiczny mechanizm zapłonu, najbardziej istotnym czynnikiem determinującym ten proces fizyczny jest energia wyładowania iskrowego, gdyż określa ona przyrost temperatury objętości mieszanki palnej poddanej działaniu łuku elektrycznego.

Wiele prac dotyczących zapłonu mieszanek palnych zakłada równomierną dystrybucję energii wyładowania iskrowego w łuku elektrycznym. Jednak Swett [104] twierdzi, że energia ta nie jest dystrybuowana jednolicie, co pociąga za sobą konieczność analizy sposobu rozkładu energii (zależnego od rozkładu oporności) wzdłuż łuku elektrycznego. W takim wypadku zapłon może być wywołany przez jedynie odcinek łuku, do którego przekazana była największa część energii z układu zapłonowego, czyli przez odcinek o największej oporności. Opinia ta jest potwierdzana w późniejszych pracach jak choćby w [15].

W wyniku unoszenia łuku elektrycznego przez przepływającą pomiędzy elektrodami mieszankę, do przedstawionej w uproszczeniu na Rys. 12 pionowej części łuku, jest przez cały czas trwania wyładowania iskrowego dostarczana energia. Zauważyć należy, że pionowa część łuku w swej objętości zawiera przez cały czas trwania wyładowania tą samą i niezmienną masę mieszanki palnej w przeciwieństwie do części poziomych, w przypadku których energia jest dostarczana do przyrastającej objętości mieszanki i w trakcie trwania wyładowania iskrowego świeży ładunek jest podgrzewany na końcach elektrod. W rezultacie pionowy odcinek łuku elektrycznego uzyskuje zdecydowanie większą temperaturę końcową w porównaniu z odcinkami poziomymi, i to on właśnie inicjuje zapłon mieszanki palnej. Swett w badaniach nad teorią zapłonu rozważał właśnie ów pionowy odcinek jako najbardziej prawdopodobne źródło zapłonu [104].



Rys. 12. Uproszczony schemat poglądowy wyjaśniający nieliniowy rozkład energii wzdłuż łuku elektrycznego na podstawie [104], [105]: w - prędkość lokalna ośrodka

W przypadku, gdy ilość energii dostarczonej do mieszanki paliwowo-powietrznej jest dostatecznie duża do zainicjowania spalania i podtrzymania rozwoju płomienia, następuje rozprzestrzenianie się płomienia w całej objętości mieszanki. W dalszym ciągu do podtrzymania tego zjawiska nie jest już potrzebna energia z zewnątrz, lecz wystarcza efekt cieplny reakcji chemicznej zachodzącej w płomieniu.

Warunek konieczny do wzrostu i rozprzestrzeniania się płomienia według [69] jest następujący:

$$N_{wył} > N_{strat} \quad (25)$$

gdzie:

$N_{wył}$ – moc wyładowania iskrowego,

N_{strat} – moc rozpraszana w wyniku wymiany ciepła (moc strat).

Jeśli energia wyładowania iskrowego jest zbyt mała, wówczas powyższy warunek nie jest spełniony i straty energii wskutek przejmowania i promieniowania przewyższają ilość energii elektrycznej doprowadzonej do gazu, co powoduje wychłodzenie i zanik płomienia w obszarze objętym wyładowaniem [69], [101].

Krytyczna, minimalna ilość energii niezbędna do zainicjowania zapłonu i rozpoczęcia rozprzestrzeniania się frontu płomienia (zwana w literaturze energią zapłonu iskrowego) jest niższa dla układu zapłonowego, w którym energia zgromadzona w pojemności przeważa nad energią zgromadzoną w indukcyjności, a więc, w którym większa część energii wywiązuje się w fazie łukowej w porównaniu z fazą jarzeniową [69], gdyż mniejsze są wówczas straty energii do elektrod świecy.

Według [78] decydującą o jakości zapłonu jest faza przebicia z uwagi na największą moc wyładowania iskrowego występującą właśnie w tej fazie i w konsekwencji wraz ze skróceniem fazy przebicia zmniejsza się również energia zapłonu.

Jednak z uwagi na najdłuższy czas trwania przekazywania energii z układu zapłonowego do mieszanki paliwowo-powietrznej, uzasadnionym jest twierdzenie, że decydujące znaczenie dla zapłonu ma faza jarzeniowa.

Na energię zapłonu wpływa również czas trwania wyładowania iskrowego. Według Kono [61] optymalny, ze względu na minimum energii, czas trwania wyładowania powinien wynosić 50-300 μs , natomiast w pracy [12] czas optymalny ze względu na obniżenie emisji węglowodorów i poprawienie powtarzalności kolejnych cykli pracy silnika zasilanego mieszankami ubogimi określono na poziomie 2 ms .

Na podstawie badań eksperymentalnych przeprowadzonych w pracy [104], w której autor badał m.in. relacje pomiędzy wartością minimalnej energii zapłonu a czasem jego trwania, stwierdzić można, iż wraz ze wzrostem czasu trwania wyładowania iskrowego, wzrasta również wartość minimalnej energii zapłonu. Wynika to m.in. z faktu iż moc wyładowania elektrycznego maleje wraz ze wzrostem czasu jego trwania. Zależność tą można ponadto wyjaśnić uwzględniając fakt unoszenia łuku elektrycznego przez przepływającą pomiędzy elektrodami mieszankę palną. Otóż skrócenie czasu trwania zapłonu pociąga za sobą nie tylko wzrost mocy wyładowania, ale również redukcję długości łuku elektrycznego, a w konsekwencji zmniejszenie objętości obszaru, do którego energia jest dostarczana i zwiększenie gęstości energii w tym obszarze, co było szerzej omówione w rozdziale 2.4.1.

2.4.3. Budowa świecy i układu zapłonowego

Wygaszenie jądra wczesnego płomienia w mieszance palnej może nastąpić również z powodu chłodzącego oddziaływania elektrod, w przypadku, gdy ich odstęp jest mniejszy niż tzw. odstęp wygaszania, przy którym straty energii do ścianek przewyższają energię iskry. W celu dokładnego określenia wartości odległości wygaszania stosuje się elektrody wyposażone w płaskie płytki, które zwiększają wpływ wygaszania na ściankach. W przypadku paliw węglowodorowych wraz ze wzrostem energii wyładowania iskrowego rośnie odstęp wygaszania. Wynika z tego, iż odstęp wygaszania musi być

większy od odstępów elektrod, a to oznacza, że zwiększenie energii wyładowania iskrowego powinno pociągać za sobą zwiększenie przerwy między elektrodami.

W pracy [110] stwierdzono, iż zwiększenie odstępów między elektrodami powoduje znaczne przesunięcie granic zapłonu w kierunku mieszanek ubogich zwłaszcza przy dużym kącie wyprzedzenia zapłonu. Podobny efekt uzyskano przez umieszczenie elektrod świecy zapłonowej głębiej w komorze spalania, ponieważ wzrosła wówczas temperatura elektrod i zmniejszył się efekt gaszenia łuku.

Podobnie zbyt duży odstęp elektrod może doprowadzić do wygaszenia wczesnego frontu płomienia, ponieważ obszar wyładowania ma zbyt dużą powierzchnię, co jest przyczyną znacznej utraty energii do otoczenia przez przejmowanie ciepła. Straty ciepła w tym wypadku podzielić można na dwa rodzaje: strumień ciepła odprowadzony do materiału metalowych elektrod i strumień ciepła odprowadzony do medium gazowego otaczającego strefę zapłonu.

Swett w swojej pracy wykonanej dla National Advisory Committee for Aeronautics [104], [105] twierdzi, iż wartość energii niezbędnej do zapalenia mieszanki propanu z powietrzem osiąga minimum przy pewnej optymalnej odległości między elektrodami świecy zapłonowej i wzrasta wraz ze zwiększaniem, jak również zmniejszaniem tej odległości. Należy jednak zaznaczyć, że owa optymalna odległość elektrod jest zależna od ich geometrii. Obserwacje te zostały potwierdzone dla innych gazów w pracach [11], [84].

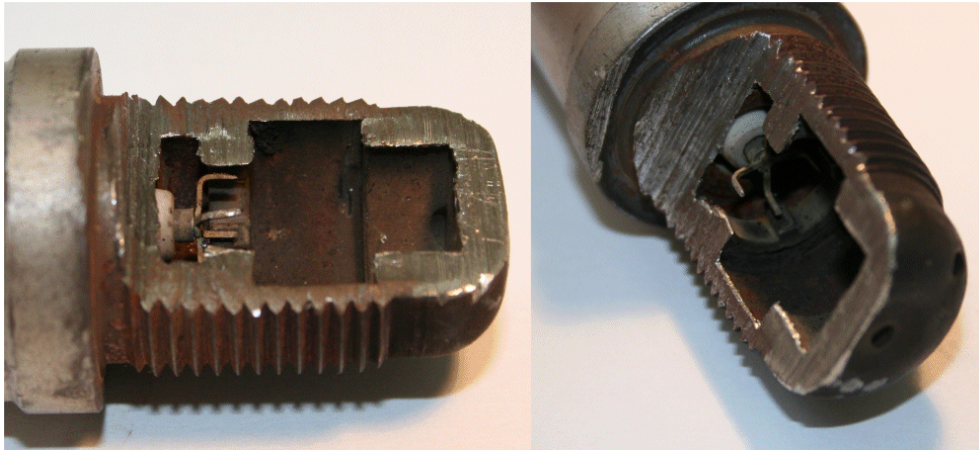
Energia zapłonu zależy również od materiału, z którego wykonane zostały elektrody, ponieważ część energii iskry zostaje wykorzystana do doprowadzenia powierzchni elektrody do stanu wrzenia [50], [70]. Zastosowanie świecy zapłonowej o cienkiej elektrodzie środkowej wykonanej z platyny pozwoliło przesunąć granice zapłonu w stronę mieszanek ubogich [32]. Na podstawie badań przeprowadzonych w ramach [104], [113] sformułowano następujący wniosek: zastosowanie materiału elektrody o mniejszej gęstości powoduje zmniejszenie ilości energii niezbędnej do zapalenia mieszanki palnej.

Latsch [73] zastosował do spalania mieszanek ubogich świecę zapłonową z wirową komorą wstępną (Rys. 13). W ramach badań, podczas trwania suwu sprężania do komory wtłaczana była mieszanka i następowało jej silne zawirowanie wynikające z umiejscowienia czterech stycznych otworów i jednego centralnego w komorze wstępnej. Po zapłonie z komory wydostawało się pięć ognisk płomienia inicjujących spalanie w komorze głównej silnika. W efekcie uzyskano poprawę ekonomiki pracy silnika i spadek zawartości składników toksycznych w spalinach.

W 1999 roku opracowano podobnie działający system APIR (Auto-inflammation Pilotée par Injection de Radicaux) [92]. W systemie tym komora wstępna zasilana była mieszanką bogatą, a po zapłonie płomień wydostawał się z komory przez cztery wąskie kanały i inicjował intensywne spalanie w cylindrze silnika. Porównanie tradycyjnego systemu zapłonu z systemem APIR wypadło na korzyść tego drugiego z uwagi na zwiększenie szybkości spalania oraz znaczne obniżenie niepowtarzalności pracy silnika w kolejnych cyklach. Jednak istotną wadą tego systemu okazał się przyrost zawartości węglowodorów w spalinach.

Nieco inne rozwiązanie przedstawiono w 2001 roku w pracy [34]. W silniku zasilanym paliwem gazowym zainstalowano dwa urządzenia zapłonowe z komorami wstępnymi. Komory te zasilane były dawkami oleju napędowego zapalającego się podczas suwu sprężania, a następnie inicjującego zapłon ubogiej mieszanki w głównej komorze spalania. Z uwagi na zbyt małe rozpylenie oleju napędowego oraz niski stopień sprężania podczas rozruchu silnika stosowana była świeca zapłonowa umieszczona centralnie. Metoda ta pozwoliła, przy porównywalnym poziomie emisji NO_x , uzyskać lepszą spraw-

ność indykowaną w porównaniu z systemem zapłonu iskrowego ze świecą zapłonową umieszczoną w komorze wstępnej nie zasilanej dodatkową dawką paliwa.



Rys. 13. Świeca zapłonowa z komorą wstępną przeznaczona do stacjonarnych silników gazowych

Jedną z metod przyspieszenia procesu spalania jest zastosowanie wielu świec zapłonowych. Dlatego też wpływem liczby punktów zapłonu i ich rozmieszczenia na proces spalania zajmowano się już w latach 30-tych XX wieku. Efekty prac dotyczących zapłonu wielopunktowego przedstawione zostały m.in. w [77], [90], [91], [22], [82]. W Instytucie Maszyn Tłokowych i Techniki Sterowania również prowadzono prace w tym zakresie [60], gdzie silnik badawczy mógł pracować z maksymalną liczbą ośmiu świec zapłonowych w dowolnej konfiguracji ze współczynnikiem nadmiaru powietrza $\lambda \leq 2,0$.

Tą tematyką zajmowały się również koncerny motoryzacyjne takie jak Mazda [10], [127] z systemem *SCP* (Surrounding Combustion Process), Mercedes-Benz [25], [102] oraz Honda [126], która w modelu Jazz zastosowała podwójny zapłon sekwencyjny. Także Ford prowadził badania nad systemem zapłonu wieloiskrowego [38], w którym co $300 \mu s$ występowało wyładowanie iskrowe pomiędzy elektrodami świecy zapłonowej przez około $5 ms$. W pracy wykazano, że zastosowanie system zapłonu wieloiskrowego w porównaniu z tradycyjnym układem zapłonowym pozwoliło obniżyć zawartość węglowodorów w spalinach przy niezmienionej emisji CO i NO_x .

2.4.4. Właściwości mieszanki paliwowo-powietrznej

Nowoczesne doładowane silniki gazowe dużej mocy z zapłonem iskrowym zasilane są mieszankami ubogimi głównie w celu obniżenia zawartości tlenków azotu w spalinach. W silnikach tych istotnym problemem jest uzyskanie wysokiej powtarzalności kolejnych cykli, a powtarzalność ta zależy między innymi od przebiegu wyładowania iskrowego inicjującego proces spalania. W trakcyjnych silnikach ZI wyposażonych w katalizatory trójfunkcyjne w tym zakresie obciążeń, w którym silnik pracuje w czasie pomiaru toksyczności spalin, powszechnie stosuje się zasilanie silnika mieszankami stechiometrycznymi. Prowadzone są także intensywne badania spalania ładunku uwarstwionego, w którym w strefie wyładowania iskrowego może znajdować się także mieszanka uboga. Dlatego analiza możliwości inicjowania zapłonu mieszanek ubogich w takich silnikach ma istotne znaczenie. Z uwagi na fakt obniżenia stężenia paliwa w cylindrze, ilość energii potrzebnej do inicjacji procesu spalania zwiększa się. Problem ten można rozwiązać dostarczając do układu dużą ilość energii w krótkim czasie lub przez powolne zwiększanie ilości dostarczonej energii, przy czym spełniona musi być poniższa zależność:

$$\frac{dE_{\text{wyl}}}{dt} > N_{\text{strat}} \quad (26)$$

gdzie:

$E_{\text{wyl}} [J]$ – energia wyładowania,

$t [s]$ – czas,

$N_{\text{strat}} [W]$ – moc strat.

Minimum energii zapłonu występuje przy mieszkach ubogich ($\lambda > 1$) dla cząsteczek gazu palnego lżejszych niż tlen (np. metan), natomiast w przypadku gazu o cząsteczkach cięższych od tlenu (np. propan) minimum energii zapłonu obserwowane jest w zakresie mieszanek bogatych ($\lambda < 1$). Wynika to z faktu, że dyfuzja lżejszego gazu jest większa niż gazu cięższego, ponieważ współczynnik dyfuzji jest odwrotnie proporcjonalny do masy molekularnej. W konsekwencji, lepsze warunki utleniania cząstek par paliwa istnieją przy nadmiarze tlenu w przypadku dyfuzji par paliw lekkich, zaś podczas dyfuzji par paliw ciężkich korzystniejsze warunki utleniania występują przy nadmiarze składnika palnego [[69].

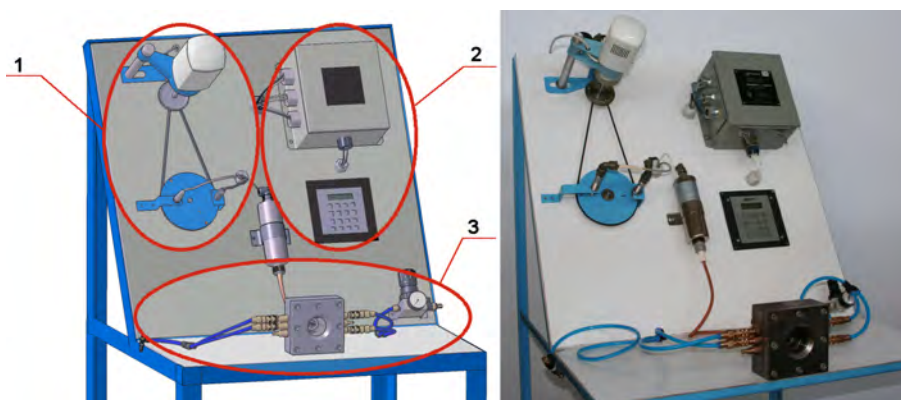
W przypadku mieszanek dwufazowych, w których paliwo występuje zarówno w postaci kropeł jak i otaczających je par, energia zapłonu iskrowego zależy również od wymiarów geometrycznych kropeł oraz odległości między nimi. Na dolnej granicy palności takich mieszanek zapłon ma charakter probabilistyczny ze względu na niejednorodność rozkładu paliwa w objętości mieszanki [[65], [66], [68], [71]. W niniejszej pracy ten aspekt nie był jednak analizowany.

3. STANOWISKO DO BADANIA PARAMETRÓW ŁUKU ELEKTRYCZNEGO

Stanowisko badawcze, którego projekt oraz fotografię przedstawia Rys. 14, składa się z trzech zasadniczych elementów omówionych w odrębnych rozdziałach.

Są nimi:

- mikroprocesorowy układ zapłonowy Altronic CPU-95 [3] (rozdział 3.1),
- system generowania sygnałów wejściowych układu zapłonowego (rozdział 3.2),
- instalacja pneumatyczna z komorą ciśnieniową (rozdział 3.3).

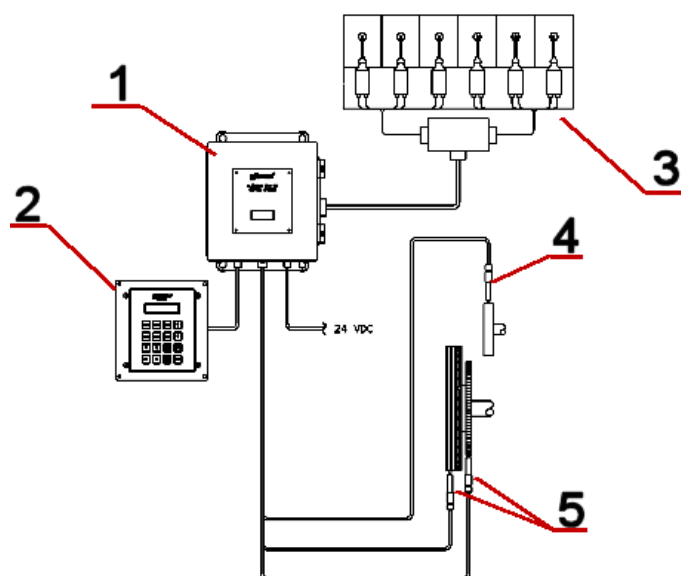


Rys. 14. Projekt oraz fotografia stanowiska badawczego: 1 - system generowania sygnałów wejściowych układu zapłonowego, 2 - mikroprocesorowy układ zapłonowy Altronic CPU-95, 3 - instalacja pneumatyczna wraz z komorą

3.1. Mikroprocesorowy układ zapłonowy Altronic CPU-95

W pracy wykorzystany został mikroprocesorowy układ zapłonowy Altronic CPU-95 z gromadzeniem energii w pojemności zasilany prądem stałym o napięciu 24 V. Układ ten został zaprojektowany do zastosowania w przemysłowych silnikach zasilanych paliwem gazowym. Jest to układ programowalny, dający możliwość zmiany kąta wyprzedzenia zapłonu poszczególnych cylindrów, wartości energii wyładowania iskrowego (75 mJ, 100 mJ, 125 mJ), wyboru typu zapłonu w formie pojedynczego lub podwójnego wyładowania i innych. Zaznaczyć należy, że wyładowanie podwójne, rozumiane jest jako dwa, następujące bezpośrednio po sobie, niezależne wyładowania iskrowe o tej samej wartości energii (zaprogramowanej w układzie). Układ pozwala również na diagnostykę w czasie rzeczywistym obwodu wtórnego i pierwotnego.

Układ Altronic CPU-95, którego schemat połączeń przedstawiono na Rys. 15, składa się z modułu zapłonowego, dwóch czujników magneto-indukcyjnych wraz z okablowaniem, cewki zapłonowej do każdej świecy zapłonowej i modułu komunikacyjnego (Rys. 16) posiadającego alfanumeryczny, ciekłokrystaliczny wyświetlacz, wyświetlający 32 znaki w dwóch liniach.



Rys. 15. Schemat połączeń elementów układu zapłonowego Altronic CPU-95:
1 - moduł zapłonowy, 2 - moduł komunikacyjny, 3 - cewki zapłonowe,
4 - czujnik Halla, 5 - czujniki magneto-indukcyjne



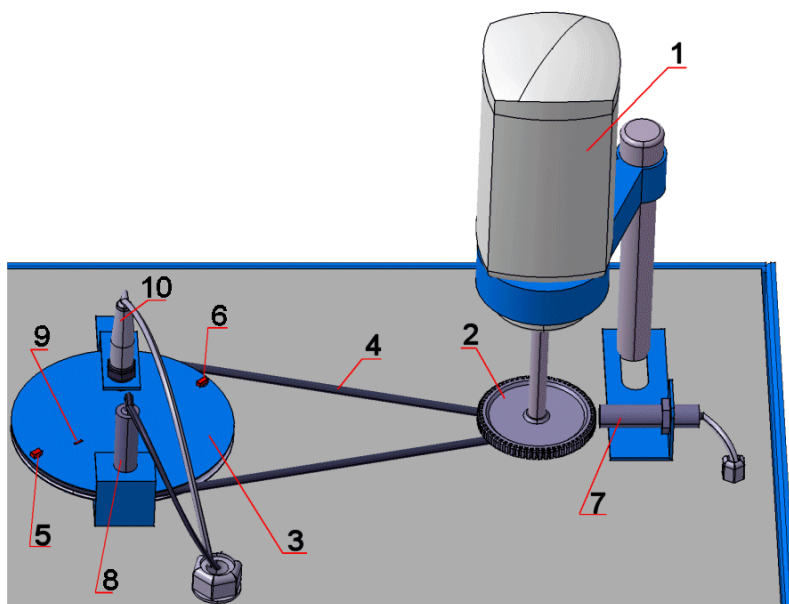
Rys. 16. Moduł komunikacyjny

Altronic CPU-95 wymaga dokładnego określenia położenia wału korbowego poprzez zastosowanie nacięć bądź otworów na całym obwodzie koła zamachowego w równych odległościach przy czym liczba owych nacięć jest zapisana w pamięci układu. Zazwyczaj do tego celu wykorzystuje się zęby wieńca zębatego znajdującego się na kole zamachowym przeznaczonym do współpracy z rozrusznikiem. Do pomiaru położenia wału korbowego oraz wyznaczania ZZP służą czujniki magneto-indukcyjne. W trakcie pracy układu czujniki te wykorzystywane są do zliczania nacięć na kole zamachowym silnika. Dodatkowo na kole tym montuje się element resetujący $6^{\circ}OWK$ przed ZZP pierwszego cylindra. Pozwala to na dokładne określenie chwili początku wyładowania iskrowego w każdym cylindrze bez względu na wahania prędkości obrotowej silnika. W przypadku silników czterosuwowych, w celu określenia położenia wału korbowego odpowiadającego suwowi sprężania, dodatkowo wykorzystuje się czujnik Halla współpracujący ze znacznikiem montowanym na wałku rozrządu w sposób zapewniający synchronizację sygnału z czujnika Halla z sygnałem z czujnika resetującego.

3.2. System generowania sygnałów wejściowych układu zapłonowego

W celu uruchomienia układu zapłonowego Altronic CPU-95 wykonane zostało stanowisko, którego zadaniem jest generowanie sygnałów wejściowych układu zapłonowego. Stanowisko to składa się z silnika elektrycznego o płynnej regulacji prędkości obrotowej napędzającego tarczę stalową oraz tarczy wykonanej z tekstolitu mechanicznie sprzęgniętej z tarczą stalową za pomocą paska klinowego. Tarcza stalowa wyposażona jest w 62 nacięcia, które stanowią znaczniki dla czujnika magneto-indukcyjnego. Na tarczy z tekstolitu zainstalowano dwa znaczniki resetujące, z którymi współpracuje drugi czujnik magneto-indukcyjny oraz jeden znacznik współpracujący z czujnikiem Halla. Przełożenie układu dobrano w sposób pozwalający zliczyć 254 nacięcia (tyle właśnie impulsów na jeden obrót wału silnika jest zaprogramowanych w układzie Altronic CPU-95) na tarczy stalowej przy połowie pełnego obrotu tarczy z tekstolitu (prędkość obrotowa tarczy z tekstolitu koresponduje z prędkością obrotową wałka rozrządu). Zastosowana przekładnia pasowa nie zapewnia idealnej synchronizacji kątowej obrotu obu tarcz, lecz w warunkach badań nie było to konieczne ponieważ ich położenie kątowe w chwili wyładowania iskrowego nie miało istotnego znaczenia.

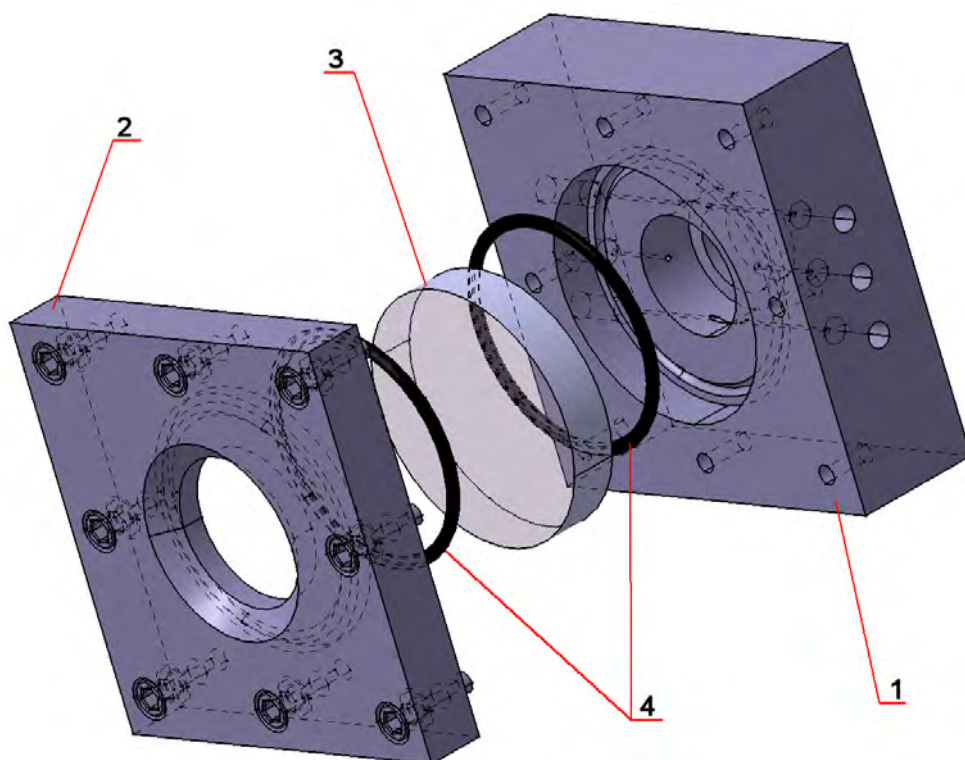
Projektując stanowisko zastosowano takie rozwiązanie, ponieważ zastosowana tarcza stalowa jest lżejsza i mniejsza od koła zamachowego z 254 zębami, dzięki czemu silnik elektryczny o małej mocy może być wykorzystany do napędu układu, a całe stanowisko jest zwarte w swej budowie. Ponadto lekka tarcza zastępuje jednocześnie wał korbowy oraz wałek rozrządu ponieważ umieszczono na niej znacznik czujnika Halla montowany na wałku rozrządu oraz nie jeden znacznik czujnika resetującego montowany na wale silnika lecz dwa znaczniki ułożone symetrycznie względem środka tarczy. Pozwoliło to wyeliminować konieczność zastosowania kolejnej tarczy i jej mechanicznego sprzęgnięcia z przełożeniem 1:2 z lekką tarczą. Wszystkie elementy zostały zamontowane na płycie, przytwierdzonej do konstrukcji spawanej z kątowników.



Rys. 17. Projekt części stanowiska odpowiedzialnej za generowanie sygnałów wejściowych układu zapłonowego: 1 -silnik elektryczny, 2 - tarcza stalowa, 3 -lekka tarcza wykonana z tekstolitu, 4 - pasek klinowy, 5, 6 - znaczniki resetujące, 7, 8 - czujniki magneto-indukcyjne, 9 - znacznik czujnika Halla, 10 - czujnik Halla

3.3. Instalacja pneumatyczna z komorą ciśnieniową

W ramach budowy stanowiska badawczego zaprojektowana i wykonana została komora ciśnieniowa służąca do obserwowania wyładowania iskrowego przy różnych ciśnieniach i różnych parametrach przepływowych z wykorzystaniem aparatu fotograficznego z odpowiednio przygotowanym osprzętem optycznym.

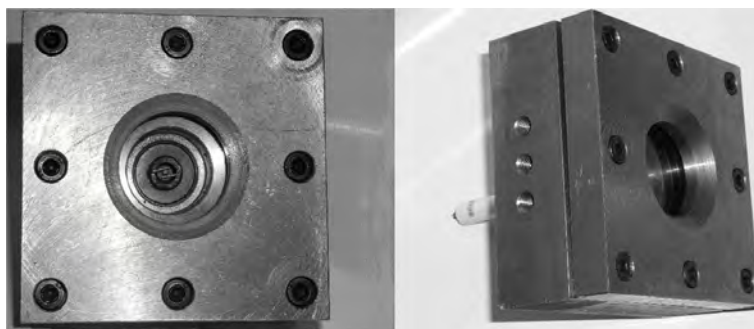


Rys. 18. Projekt komory ciśnieniowej do rejestracji toru wyładowania iskrowego: 1 - korpus, 2 - pokrywa, 3 - szklany wziernik, 4 - uszczelnienia

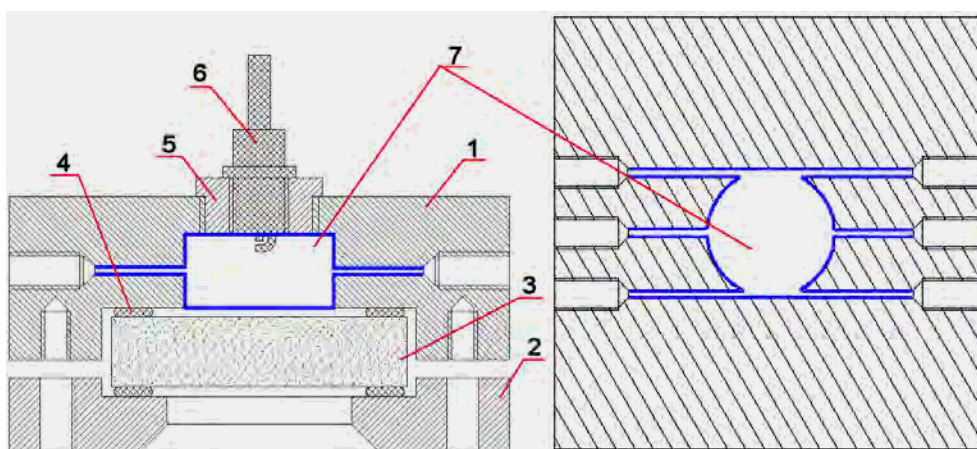
Rys. 18 przedstawia przestrzenny projekt komory, natomiast Rys. 19 prezentuje fotografię gotowej komory ze świecą zapłonową firmy STITT.

Komora ciśnieniowa zbudowana jest z korpusu i pokrywy wykonanych ze stali i skręconych ośmioma śrubami M8. W korpusie wykonany został otwór z gwintem M32 przeznaczony do osadzenia tulei niezbędnej do zainstalowania w komorze świec zapłonowych o różnym gwincie. Ponadto w korpusie wykonano sześć kanałów o $\phi=2\text{ mm}$ zakończonych gwintem M10, rozmieszczonych jak na Rys. 20. Kanały te są przeznaczone do doprowadzenia i do odprowadzenia świeżego powietrza z komory. Pomędzy korpusem i pokrywą umieszczony został szklany wziernik o grubości 15 mm , a całość została uszczelniona gumowymi uszczelkami.

Konstrukcja komory oraz instalacji pneumatycznej zasilającej komorę sprężonym powietrzem umożliwia rejestrację optyczną wyładowania iskrowego jak również rejestrację przebiegu napięcia wyładowania przy przepływie przez komorę sprężonego powietrza o średniej prędkości przepływu mierzonej przy pomocy sondy termooanemometrycznej umieszczonej w gnieździe świecy zapłonowej i przy ciśnieniu regulowanym w dużym zakresie oraz przy dowolnej konfiguracji kanałów dolotowych/wylotowych.



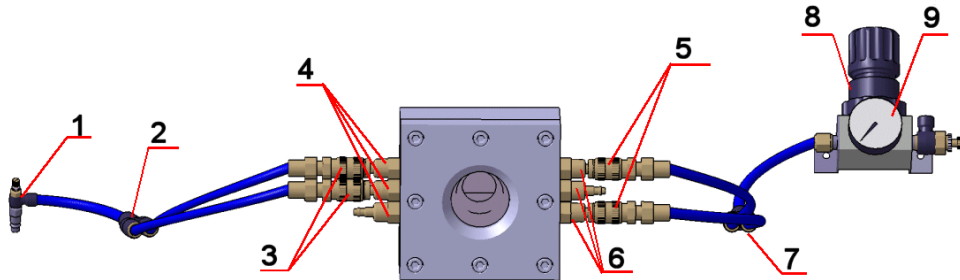
Rys. 19. Fotografia komory do rejestracji toru wyładowania iskrowego z zainstalowaną świecą zapłonową firmy STITT



**Rys. 20. Schemat komory do rejestracji toru wyładowania iskrowego:
1 - korpus, 2 - pokrywa, 3 - szklany wziernik, 4 - uszczelnienia, 5 - tuleja,
6 - świeca zapłonowa, 7 - wnętrze komory wraz z kanałami dolotowymi/wylotowymi**

Instalacja ta została przedstawiona na Rys. 21 i składa się ze:

- sprężarki,
- przewodów wysokociśnieniowych,
- zaworu regulującego przepływ powietrza,
- zaworu regulującego ciśnienie powietrza,
- manometru,
- automatycznych złączy i gniazd odcinających przepływ,
- złączy typu Y.



Rys. 21. Projekt instalacji pneumatycznej z komorą: 1 - zawór regulujący przepływ, 2 - złącze typu Y (tor wylotowy), 3 - złącza automatyczne (tor wylotowy), 4 - gniazda otwierane automatycznie (tor wylotowy), 5 - złącza automatyczne (tor wlotowy), 6 - gniazda otwierane automatycznie (tor wlotowy), 7 - złącze typu Y (tor wlotowy), 8 - zawór regulujący ciśnienie, 9 - manometr

Sprężone powietrze doprowadzane jest przez przewód wysokociśnieniowy ze sprężarki do zaworu regulującego ciśnienie wyposażonego w manometr. Następnie poprzez złącze typu Y rozdzielane jest do dwóch przewodów wysokociśnieniowych zakończonych automatycznymi złączami odcinającymi przepływ w chwili ich odłączenia od gniazd. W komorze ciśnieniowej zainstalowanych jest sześć gniazd automatycznych, które również odcinają przepływ w chwili ich odłączenia od złączy. Z komory ciśnieniowej poprzez gniazda i zawory powietrze trafia do kolejnego złącza Y, gdzie dwa tor wyjściowe łączą się w jeden tor zakończony zaworem regulującym przepływ. Z zaworu powietrze wypływa do atmosfery. Taka budowa instalacji pneumatycznej pozwala wykorzystać jedno lub dwa dowolne gniazda i kanały w komorze ciśnieniowej jako gniazda wlotowe i jedno lub dwa gniazda i kanały w komorze ciśnieniowej jako gniazda wylotowe, przy czym ich konfiguracja jest dowolna. Ponadto możliwa jest regulacja ciśnienia oraz prędkości powietrza przepływającego przez komorę ciśnieniową.

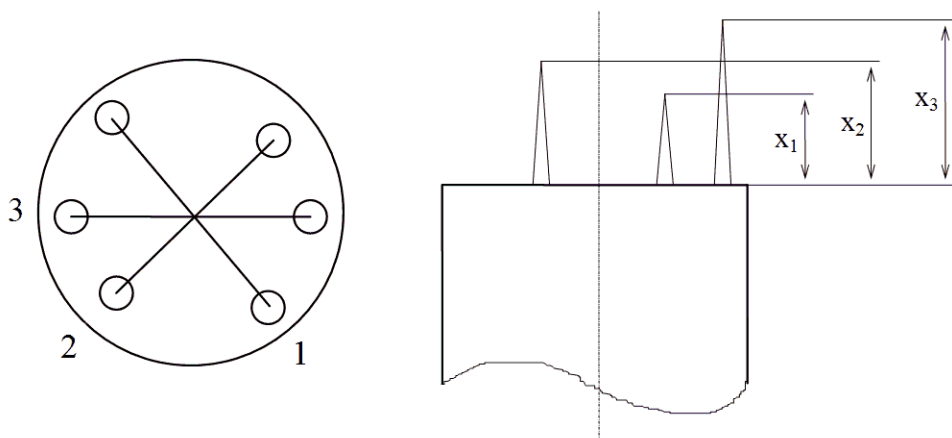
4. POMIAR PRĘDKOŚCI PRZEPŁYWU

4.1. Metoda pomiaru

Metoda termoanemometryczna wybrana została jako metoda pomiaru lokalnej prędkości przepływu gazu w komorze ciśnieniowej gdyż była już wcześniej z powodzeniem stosowana w Instytucie Maszyn Tłokowych i Techniki Sterowania [116], [114] do pomiaru pola prędkości w komorze spalania silnika tłokowego napędzanego bez doprowadzenia paliwa.

Do pomiaru prędkości przepływu ładunku wykorzystano termoanemometryczny czujnik stałotemperaturowy wyposażony w dwa włókna w układzie X wzajemnie prostopadłe i sondę temperaturową. Zbudowany jest on z sześciu wsporników wykonanych z PtIr25 o średnicy 0,4 mm, między którymi rozpięte są trzy włókna oporowe o średnicy 10 μm wykonane z PtRh10 (Rys. 22). Dwa z nich przeznaczone są do pomiarów przepływowych a trzecie stanowi czujnik temperatury. W torze pomiarowym wykorzystano

komputerową kartę pomiarową przystosowaną do współpracy z posiadanym czujnikiem i wykonaną w Instytucie Mechaniki Górotworu PAN w Krakowie. Rozwiązanie takie umożliwiło przeprowadzenie akwizycji i obróbki danych na komputerze klasy PC. Karta pomiarowa posiada dwa układy termooanemometryczne i jeden układ termometru.



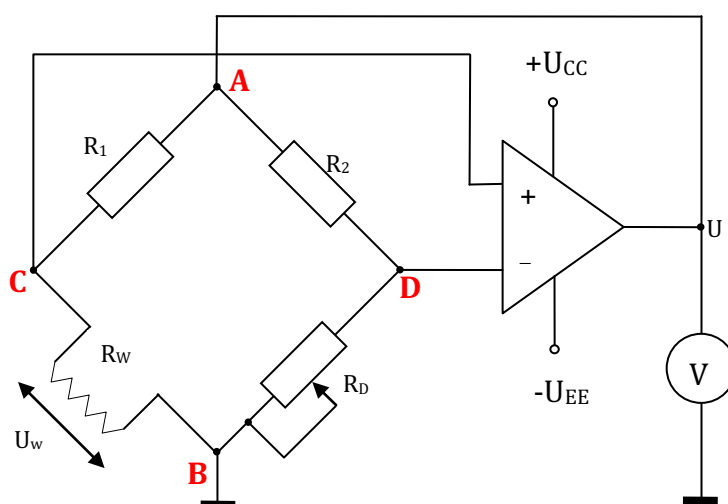
Rys. 22. Układ włókien w czujniku termooanemometrycznym [116]

W ramach pracy wykorzystywane było jedno włókno termooanemometru umieszczone prostopadle do wektora prędkości. Włókno to stanowiło gałąź mostka Wheatstonea (Rys. 23).

Mostek zbudowany jest z dwóch rezystorów R_1 i R_2 , rezystora nastawnego R_D oraz włókna, którego rezystancja R_w zależna jest od temperatury, przy czym warunek równowagi określony jest następująco:

$$\frac{R_1}{R_w} = \frac{R_2}{R_D} \quad (27)$$

W przypadku braku równowagi mostka, czyli niespełnienia równania (27), na przekątnej CD pojawia się różnica potencjałów o wartości i polaryzacji zależnej od stopnia i znaku nierównowagi.



Rys. 23. Schemat elektryczny układu termooanemometru stałotemperaturowego

W chwili uruchomienia układu, włókno termoanemometru jest zimne, a w konsekwencji jego rezystancja ma niewielką wartość. Wówczas mostek nie znajduje się w równowadze i na wejściach wzmacniacza operacyjnego występuje różnica potencjałów wywołująca pojawienie się napięcia na wyjściu wzmacniacza. Wzmacniacz zaczyna zasilać układ, wskutek czego włókno ogrzewa się zwiększając swoją rezystancję do chwili osiągnięcia równowagi mostka. Wówczas różnica potencjałów na wejściach wzmacniacza jest zerowa i wzmacniacz przestaje zasilać układ. Odchyłka rezystancji włókna R_w od wartości zapewniającej równowagę mostka powoduje ponowne wystąpienie różnicy potencjałów na wejściach wzmacniacza i zmianę napięcia zasilającego mostek pozwalającą skompensować zmianę rezystancji włókna i przywrócić stan równowagi. Zmiana temperatury włókna może być wywołana zmianą prędkości przepływu gazu wokół niego, gdyż wzrost prędkości przepływu zwiększa stopień odprowadzenia ciepła, co powoduje zmniejszenie temperatury włókna wywołujące spadek jego oporności. Z powyższych rozważań wynika, iż napięcie zasilające mostek jest zależne od prędkości przepływu medium opływającego czujnik termoanemometryczny.

Wymiana ciepła między włóknem a otoczeniem i wspornikami zachodzić może na drodze:

- konwekcji swobodnej,
- konwekcji wymuszonej,
- przewodzenia,
- promieniowania.

Ze względu na stosunkowo niską temperaturę włókna wymiana ciepła przez promieniowanie może być w praktyce pominięta, gdyż jest ona proporcjonalna do czwartej potęgi temperatury włókna [27].

Wymiana ciepła na drodze konwekcji swobodnej nie występuje przy ekstremalnie małych wartościach prędkości przepływu i dlatego w omawianych zastosowaniach również może być pominięta.

Przy ustalonych warunkach przepływowych oraz przy dostatecznie dużym stosunku długości do szerokości włókna pozwalającym pominąć wpływ chłodzącego oddziaływania wsporników, moc elektryczna P doprowadzana do włókna zamieniana jest w strumień ciepła \dot{Q} odprowadzany do przepływającego gazu na drodze konwekcji wymuszonej, co zapisać można następująco:

$$P = \dot{Q} \quad (28)$$

Ponadto:

$$P = U_w I_w = \frac{U_w^2}{R_w} \quad (29)$$

Spadek napięcia na włóknie można natomiast zapisać następująco (dzielnik napięcia):

$$U_w = \frac{R_w}{R_1 + R_w} U \quad (30)$$

Podstawiając równanie (30) do równania (29) otrzymujemy równanie (31) opisujące moc elektryczną doprowadzoną do włókna:

$$P = \frac{R_w}{(R_1 + R_w)^2} U^2 \quad (31)$$

Strumień ciepła odprowadzony z włókna do gazu wyrażony jest równaniem Newtona:

$$\dot{Q} = \alpha A(\theta_w - \theta_0) = \alpha \pi d l (\theta_w - \theta_0) \quad (32)$$

gdzie:

$\alpha [W \cdot m^{-2} \cdot K^{-1}]$ - współczynnik przejmowania ciepła,

$A [m^2]$ - powierzchnia włókna,

$\theta_w [K]$ - temperatura włókna,

$\theta_0 [K]$ - temperatura gazu,

$d [m]$ - średnica włókna,

$l [m]$ - długość włókna.

Podstawiając równania (31) i (32) do równania (28) otrzymujemy zależność:

$$\frac{R_w}{(R_1 + R_w)^2} U^2 = \alpha \pi d l (\theta_w - \theta_0) \quad (33)$$

W równaniu powyższym największą trudność sprawia poprawne wyznaczenie współczynnika przejmowania ciepła α , podawanego w postaci równania bezwymiarowej liczby Nusselta:

$$Nu = \frac{\alpha d}{\lambda} \quad (34)$$

gdzie:

$Nu [-]$ - liczba Nusselta,

$\lambda [W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}]$ - współczynnik przewodnictwa cieplnego płynu.

Na podstawie badań [83] dotyczących włókna wykonanego z PtRh10 o średnicy $10 \mu m$ uzyskano następujące równanie bezwymiarowe:

$$Nu = 9,00327 \cdot 10^{-2} + 0,954164 Re^{0,327} \quad dla \quad 0,1 \leq Re \leq 7 \quad (35)$$

Przy czym:

$$Re = \frac{wd}{\nu} \quad (36)$$

gdzie:

$Re [-]$ - liczba Reynoldsa,

$\nu [m^2 \cdot s^{-1}]$ - współczynnik lepkości kinematycznej,

$w [m \cdot s^{-1}]$ - prędkość przepływu.

Przekształcając równanie (34) względem α oraz podstawiając zależności (35) i (36) otrzymujemy poniższe równanie określające zależny od prędkości współczynnik wymiany ciepła:

$$\alpha = \frac{\left(9,00327 \cdot 10^{-2} + 0,954164 \left(\frac{wd}{\nu} \right)^{0,327} \right) \lambda}{d} \quad (37)$$

4.2. Wyznaczanie charakterystyki przetwarzania termooanemometru

Charakterystyka przetwarzania termooanemometru określona została eksperymentalnie przy pomocy stanowiska, którego schemat przedstawiono na Rys. 24. Stanowisko do wzorcowania termooanemometru składa się z regulowanego źródła przepływu o niskiej turbulencji i wzorcowego przyrządu do pomiaru jego prędkości. Przepływ wymuszany jest przez wentylator o regulowanej prędkości obrotowej. Dysza o znormalizowanym profilu umieszczona na końcu komory wyrównawczej tłumi turbulencje wytwarzane przez wentylator do poziomu wystarczającego do wzorcowania termooanemometru. Prędkość w płaszczyźnie wylotowej dyszy określa poniższe równanie wprowadzone z równania Bernoulliego i równania ciągłości [53]:

$$w = C \sqrt{\frac{1}{1 - \left(\frac{F_2}{F_1}\right)^2}} \sqrt{2 \frac{p_1 - p_2}{\rho_p}} \quad (38)$$

gdzie:

$w [m \cdot s^{-1}]$ – prędkość gazu na wylocie dyszy,

$C [-]$ – współczynnik przepływu dyszy,

$F_1 [m^2]$ – powierzchnia przekroju dyszy 1,

$F_2 [m^2]$ – powierzchnia przekroju dyszy 2,

$p_1 [Pa]$ – ciśnienie statyczne w przekroju 1,

$p_2 [Pa]$ – ciśnienie statyczne w przekroju 2,

$\rho_p [kg \cdot m^{-3}]$ – gęstość powietrza.

Uwzględniając w równaniu (38) geometrię użytej dyszy, dla której współczynnik przepływu $C=0,98$, stosunek powierzchni przekrojów $F_2/F_1=1/10$ oraz pomiar różnicy ciśnień pomiędzy przekrojami dyszy przeprowadzony za pomocą mikromanometru typu U-rurka wyprodukowanego przez Zakłady Przyrządów Pomiarowych otrzymuje się:

$$u = 0.98 \sqrt{1.0101} \sqrt{2hi \frac{\rho_m g}{\rho_p}} \approx 1,3929 \sqrt{hi \frac{\rho_m g}{\rho_p}} \quad (39)$$

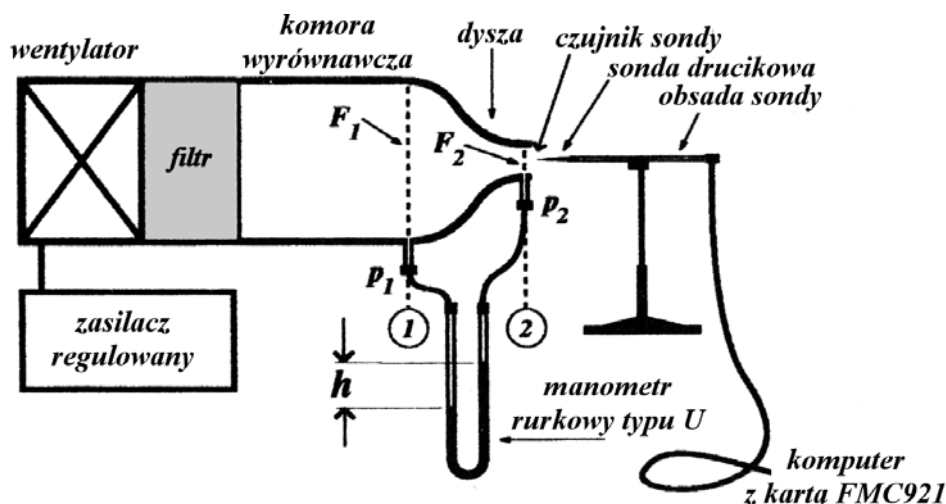
gdzie:

$h [m]$ – różnica poziomów cieczy manometrycznej w manometrze typu U-rurka,

$i [-]$ – przełożenie manometru,

$\rho_m [kg \cdot m^{-3}]$ – gęstość cieczy manometrycznej,

$g [m \cdot s^{-2}]$ – przyspieszenie ziemskie.



Rys. 24. Schemat stanowiska do wzorcowania termooanemometru [53]

Sygnal napięciowy z czujnika termooanemometrycznego zarejestrowano wykorzystując program LCTXR autorstwa Grucy [36] oraz kartę pomiarową FMC 921, do której podłączone zostało wyjście napięciowe czujnika. Karta ta wyposażona została w przetwornik 12 bitowy o zakresie wejściowym 20 V, co w rezultacie daje przedział kwantowania wynoszący 4,88 mV. Zarejestrowane wartości napięć na wyjściu czujnika przy danej prędkości przepływu powietrza zostały uśrednione dla pomiaru trwającego pięć sekund, przeprowadzonego z częstotliwością próbkowania wynoszącą 200 Hz.

Przykładowy przebieg zarejestrowanego napięcia wyjściowego z sondy termooanemometrycznej wraz z naniesioną wartością średnią przedstawiony został na Rys. 25. Dla tego przypadku, współczynnik zmienności napięcia wyjściowego (COV_U) zdefiniowany równaniem (40) wynosi 0,19%.

$$COV_U = \frac{\sigma}{\bar{U}} \cdot 100\% = \frac{\sqrt{\sum_{i=1}^n \frac{(U_i - \bar{U})^2}{n-1}}}{\bar{U}} \cdot 100\% \quad (40)$$

gdzie:

σ – odchylenie standardowe,

\bar{U} [V] – wartość średnia mierzonego napięcia U,

U_i [V] – wartość mierzonego napięcia U i-tej próbki,

n [-] – liczba próbek wynosząca 1000.

Równolegle rejestrowana była wartość różnicy ciśnień pomiędzy przekrojami F_1 i F_2 dla różnych wartości prędkości przepływu powietrza. Na podstawie równania (39) obliczono rzeczywistą prędkość przepływu powietrza przez tunel aerodynamiczny a wyniki wzorcowania przedstawiono w Tabela 1, w której przyjęto następujące oznaczenia:

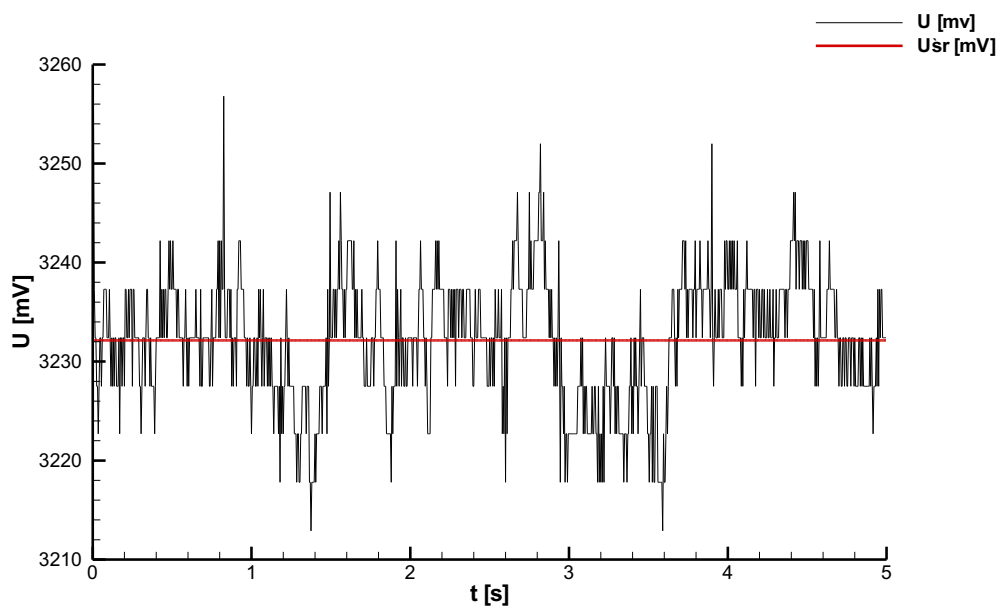
Δh [mm] – różnica poziomów cieczy manometrycznej w manometrze typu U-rurka,

U_{sr} [mV] – wartość średnia napięcia wyjściowego z sondy termooanemometrycznej,

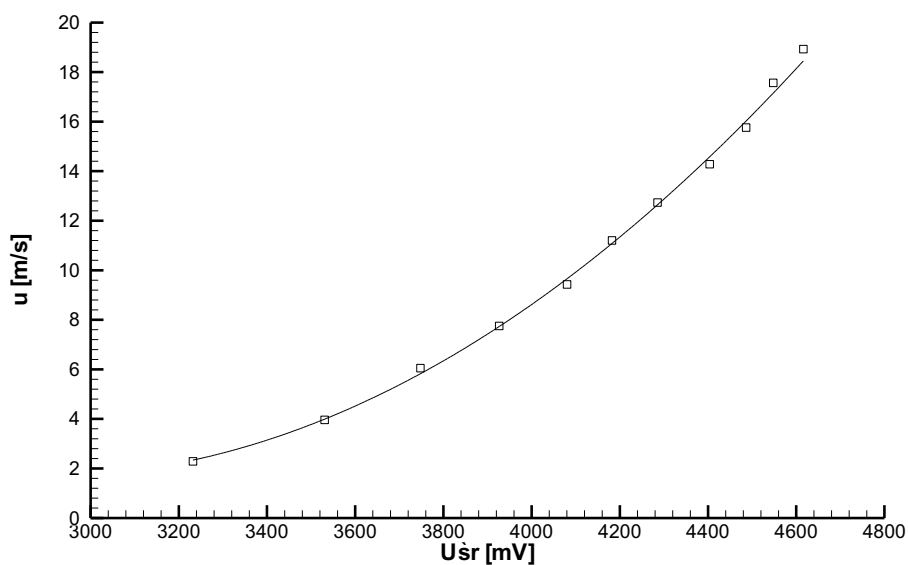
U_{max} [mV] – wartość maksymalna napięcia wyjściowego z sondy termooanemometrycznej,

U_{min} [mV] – wartość minimalna napięcia wyjściowego z sondy termooanemometrycznej,

COV_U [%] – współczynnik zmienności zarejestrowanego napięcia wyjściowego,
 u [$m \cdot s^{-1}$] – prędkość gazu.



Rys. 25. Przykładowy przebieg zarejestrowanego napięcia wyjściowego z sondy termooanemometrycznej wraz z naniesioną wartością średnią



Rys. 26. Charakterystyka przetwarzania termooanemometru

Tabela 1. Wyniki wzorcowania czujnika termooanemometrycznego

Δh [mm]	U_{sr} [mV]	U_{max} [mV]	U_{min} [mV]	COV_U [%]	u [m/s]
2	3232,14	3256,80	3212,90	0,19	2,29
6	3530,78	3549,80	3510,70	0,18	3,96
14	3747,90	3774,40	3725,60	0,18	6,05
23	3926,56	3945,30	3906,30	0,17	7,75
34	4080,28	4116,20	4057,60	0,19	9,43
48	4182,28	4218,80	4145,50	0,26	11,20
62	4285,47	4331,10	4248,00	0,28	12,73
78	4403,71	4428,70	4375,00	0,20	14,28
95	4486,41	4521,50	4462,90	0,19	15,76
118	4547,96	4575,20	4516,60	0,21	17,56
137	4616,33	4648,40	4580,10	0,22	18,93

Na podstawie zgromadzonych danych została sporządzona i aproksymowana równaniem wielomianu drugiego stopnia charakterystyka przetwarzania czujnika termooanemometrycznego przedstawiona na Rys. 26.

5. REJESTRACJA OPTYCZNA WYŁADOWANIA ISKROWEGO

5.1. Warunki rejestracji i wykorzystane świece zapłonowe

Badania wstępne przeprowadzono z wykorzystaniem szeregu świec zapłonowych o różnej geometrii przy średniej prędkości przepływu gazu w komorze ciśnieniowej w okolicy świecy zapłonowej wynoszącej od 6 m/s do 10 m/s z krokiem co 1 m/s. Wartości takie wybrane zostały do badań na podstawie pracy Tutaka [116], w której wartość średniej, lokalnej prędkości przepływu mieszanki w obszarze świecy zapłonowej w komorze spalania silnika będącego przedmiotem badań eksperymentalnych opisanych w rozdziale 8.1, została określona doświadczalnie na poziomie 8 m/s. W celach porównawczych przeprowadzono również badania dla prędkości z zakresu od wartości o 25% mniejszej od 8 m/s, czyli 6 m/s, do wartości o 25% większej, czyli 10 m/s.

Pomiarów prędkości przepływu dokonano przy pomocy karty do akwizycji danych i wzorcowanej sondy termooanemometrycznej (rozdział 4) umieszczonej w gnieździe świecy zapłonowej komory ciśnieniowej opisanej w rozdziale 3.3. Następnie wymontowano sondę termooanemometryczną a w jej miejsce umieszczono badaną świecę zapłonową oraz dokonano rejestracji toru wyładowania iskrowego nie zmieniając parametrów przepływu powietrza przez komorę. Taką procedurę powtarzano dla każdej analizowanej konfiguracji ciśnienia i prędkości przepływu.

Badania wstępne przeprowadzone zostały dla szeregu wartości ciśnień panujących w komorze. Pomiarów wykonywane były w temperaturze 293÷297 K przy ciśnieniu atmosferycznym (0,1 MPa), a następnie wartość ciśnienia zwiększana była z krokiem 0,2 MPa, aż do 0,9 MPa (jest to maksymalne ciśnienie uzyskiwane na wyjściu sprężarki wykorzystanej w trakcie badań).

Według [117] dla wolnossących silników ZI maksymalne ciśnienie uzyskane podczas sprężania (silnik bez doprowadzenia paliwa) wynosi od 0,6 MPa do 1,5 MPa, natomiast maksymalna temperatura w trakcie sprężania wynosi od 500 K do 700 K.

Na tej podstawie, przy założeniu, iż powietrze jest gazem idealnym, temperatura mieszanki w chwili zapłonu wynosi 600 K (wzrost temperatury wynika z podgrzewania świeżego ładunku od ścianek cylindra i domieszania gorących resztek spalin) oraz wykorzystując równanie Clapeyrona, można odnieść wyniki pomiarów wykonanych w temperaturze 295 K w komorze o stałej objętości do warunków silnikowych. Wów-

czas, zgodnie z równaniem (41), skorygowane wartości ciśnień, dla których wykonywane były pomiary wynoszą odpowiednio: 0,2 MPa, 0,6 MPa, 1,0 MPa, 1,4 MPa oraz 1,8 MPa.

W celu uniknięcia niejasności w dalszej części pracy pod pojęciem ciśnienia, przy którym wykonywane były pomiary, rozumiane jest ciśnienie skorygowane.

$$p_s = p_p \cdot \frac{T_s}{T_p} \quad (41)$$

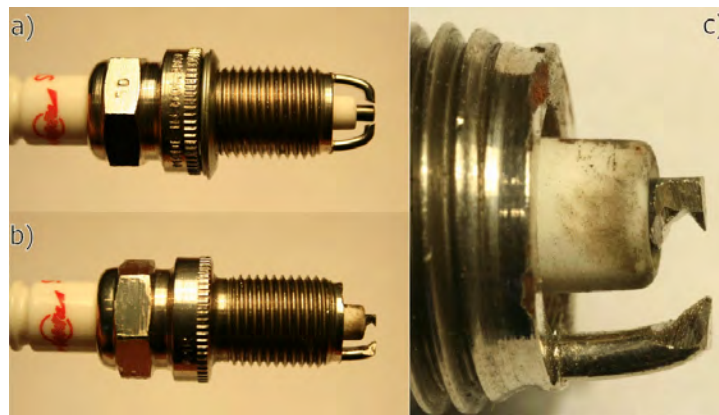
gdzie:

p_s [MPa] – ciśnienie skorygowane do warunków silnikowych,

p_p [MPa] – ciśnienie w trakcie pomiaru,

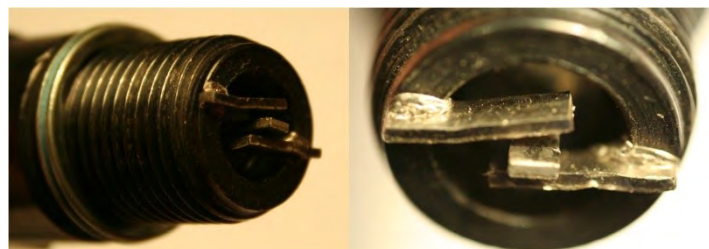
T_s [K] – temperatura w chwili zapłonu (600 K),

T_p [K] – temperatura w trakcie pomiaru (295 K).



Rys. 27. Świeca zapłonowa ISKRA (a) oraz zmodyfikowana świeca zapłonowa ISKRA wykorzystana w trakcie badań eksperymentalnych (b, c)

Na podstawie wstępnych analiz, do badań szczegółowych wybrano świecę zapłonową produkowaną przez firmę ISKRA (Rys. 27 a), którą poddano modyfikacji oraz świecę zapłonową firmy STITT (Rys. 28).



Rys. 28. Wykorzystana w trakcie badań świeca zapłonowa STITT

Modyfikacja pierwszej z analizowanych świec, polegała na mechanicznej ingerencji w jej geometrię, mającej na celu wykonanie z niej iskiernika (Rys. 27 b oraz Rys. 27 c). Pozwoliło to na przeprowadzenie badań dotyczących zmiany toru wyładowania iskrowego pomiędzy elektrodami w różnych warunkach przepływowych przy zminimalizowanym efekcie pełzania łuku elektrycznego po powierzchni elektrody.

Wykorzystanie świecy zapłonowej firmy STITT pozwoliło z kolei, na analizę samego efektu pełzania łuku elektrycznego po powierzchni elektrod oraz efektu zrywania łuku elektrycznego i wywiązywania się kolejnego wyładowania w tym samym cyklu zapłonu.

W celu zbadania powtarzalności rejestrowanego zjawiska, dla każdej konfiguracji, przy zmienionych parametrach ekspozycji, przeprowadzona została pojedyncza rejestracja optyczna około dziesięciu następujących po sobie wyładowań.

5.2. Metoda rejestracji wyładowania iskrowego

Rejestracja optyczna wyładowania iskrowego przeprowadzona została z wykorzystaniem aparatu fotograficznego Canon EOS 350D z układem optycznym Canon MP E 65 mm f/2.8 1-5x Macro Photo przeznaczonym do zdjęć makro z powiększeniem do 5x. Wyzwalanie migawki odbywało się za pośrednictwem komputera PC i oprogramowania dostarczonego przez producenta sprzętu. Optymalne parametry ekspozycji (czas naświetlania, czułość, przysłona) dobrane zostały empirycznie. Dla każdej konfiguracji wykonana została seria dwudziestu zdjęć pojedynczych wyładowań, a następnie zdjęcia te poddane zostały analizie mającej na celu określenie najbardziej reprezentatywnego (pokrywającego się z większością pozostałych) toru wyładowania iskrowego dla całej serii.

Następnie na cyfrowe zdjęcie toru wyładowania iskrowego wykonane w rozdzielczości 3456 x 2304 i obejmujące rzeczywisty obszar o wymiarach około 1,5 x 1 mm nałożona została cyfrowa siatka umożliwiająca określenie wymiarów geometrycznych ścieżki łuku pojedynczego wyładowania elektrycznego z dokładnością do 1 μm , gdyż 1 μm odpowiadał ponad dwóm punktom obrazu zarejestrowanego cyfrowo.

Zaznaczyć należy, że z uwagi na wykonanie rejestracji optycznej w paśmie widzialnym o długości fali od 0,4 μm do 0,7 μm , zarejestrowano głównie fazę jarzeniową wyładowania iskrowego.

Wyładowanie iskrowe generowane było przez układ zapłonowy Altronic CPU-95 (rozdział 3.1). W trakcie rejestracji pojedynczego wyładowania iskrowego, układ uruchomiany był w trybie pracy umożliwiającym generowanie wyładowania iskrowego z częstotliwością 1 Hz. W celu zarejestrowania serii następujących po sobie wyładowań, układ uruchamiany był w standardowym trybie pracy, a prędkość obrotowa systemu generowania sygnałów wejściowych układu zapłonowego (szerzej opisanego w rozdziale 3.2) dobrana została w sposób pozwalający generować siedem wyładowań iskrowych na sekundę. Wartość taka wybrana została na podstawie analizy pracy silnika 8A20G wyprodukowanego przez Fabrykę Silników Agregatowych i Trakcyjnych H. CEGIELSKI - POZNAŃ S.A. (ośmiocylindrowy silnik pracujący z prędkością obrotową wynoszącą 1000 obr/min), w którym generowanych jest osiem wyładowań iskrowych na sekundę. Czas otwarcia migawki ustalony został na 1,4 s, co pozwalało na wykonanie rejestracji dziesięciu kolejnych wyładowań.

Według danych producenta układu zapłonowego Altronic CPU-95, dzięki zastosowaniu zmiennej pojemności i sterownika mikroprocesorowego, układ ten cechuje się możliwością wyboru jednej z trzech stałych wartości energii wyładowania iskrowego (75 mJ, 100 mJ, 125 mJ). W pracy wybrana została wartość pośrednia wynosząca 100 mJ.

W ramach pracy przeprowadzono również rejestrację napięcia elektrycznego po stronie wtórnej (Rys. 29) i pierwotnej (Rys. 30) układu zapłonowego z wykorzystaniem karty pomiarowej DAS4020, komputera przemysłowego PORTABLE PCIII oraz sondy wysokonapięciowej. W trakcie rejestracji zastosowano zmodyfikowaną świecę zapłonową ISKRA opisaną w rozdziale 5.1 z przerwą między elektrodami wynoszącą 1,2 mm.

Wykorzystana w trakcie badań cyfrowa aparatura pomiarowa o częstotliwości próbkowania do 1 MHz nie dała możliwości wiarygodnego zarejestrowania zmian natężenia prądu elektrycznego w obwodzie pierwotnym w fazie przebiecia (wartość natężenia

prądu elektrycznego ulega wówczas istotnym zmianom), gdyż czas trwania tej fazy wyładowania iskrowego jest rzędu *ns*.

Rejestracji dokonano dla wyładowania iskrowego występującego przy wszystkich analizowanych wartościach ciśnienia w komorze oraz dla przypadku bez wyładowania iskrowego. Maksymalna wartość napięcia generowana przez badany układ zapłonowy bez wyładowania iskrowego według danych producenta wynosi 47 kV. Wartość ta pokrywa się z dokładnością 94% z wartością zarejestrowaną w trakcie badań wynoszącą 44 kV (Rys. 31).

Analizy wszystkich zarejestrowanych przebiegów napięć wykazały, iż zwiększenie ciśnienia w komorze badawczej wywołuje wzrost wartości napięcia wyładowania iskrowego z 13,256 kV, dla ciśnienia wynoszącego 0,2 MPa, do 29,978 kV, dla 1,8 MPa, przy jednoczesnym skróceniu całkowitego czasu trwania wyładowania z 0,18 ms (*p*=0,2 MPa) do 0,101 ms (*p*=1,8 MPa), co zilustrowano na Rys. 29 i Rys. 32.

Na tej podstawie stwierdzić można, że zdefiniowana równaniem (42) wartość średnia mocy wyładowania iskrowego o zadanej energii wynoszącej 100 mJ rośnie wraz ze wzrostem ciśnienia (Rys. 33) i zawiera się w granicach od 556 W dla ciśnienia wynoszącego 0,2 MPa, do 990 W dla ciśnienia 1,8 MPa, co pozostaje w zgodzie z [40], gdzie autor podaje, iż średnia moc wyładowania iskrowego wynosi kilkaset W.

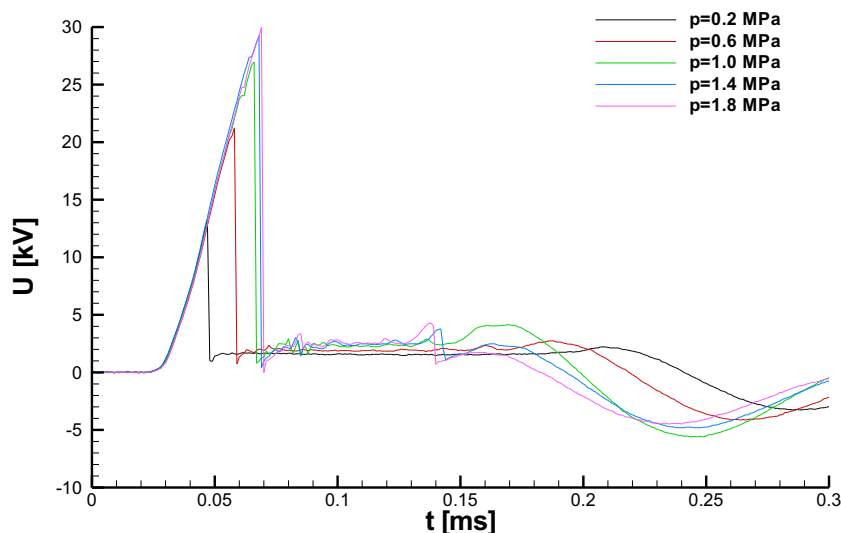
$$N = \frac{E}{t} \quad (42)$$

gdzie:

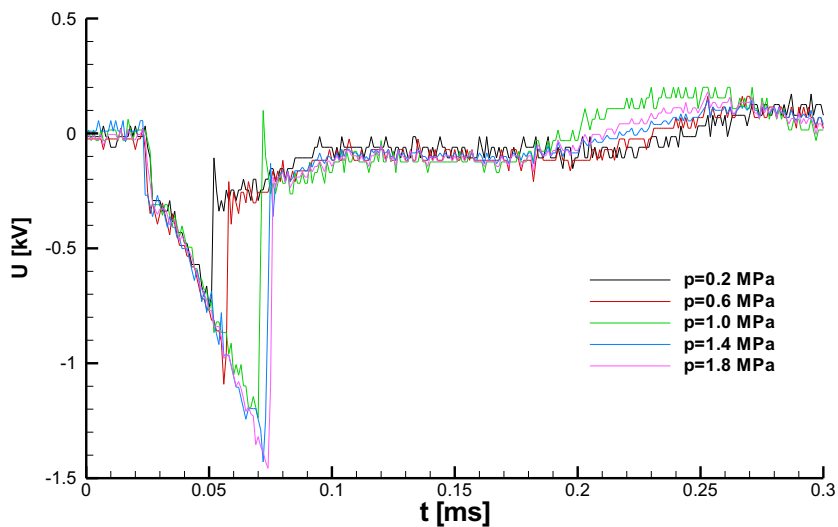
N [W] – moc średnia wyładowania iskrowego,

E [J] – energia wyładowania iskrowego (0,1 J),

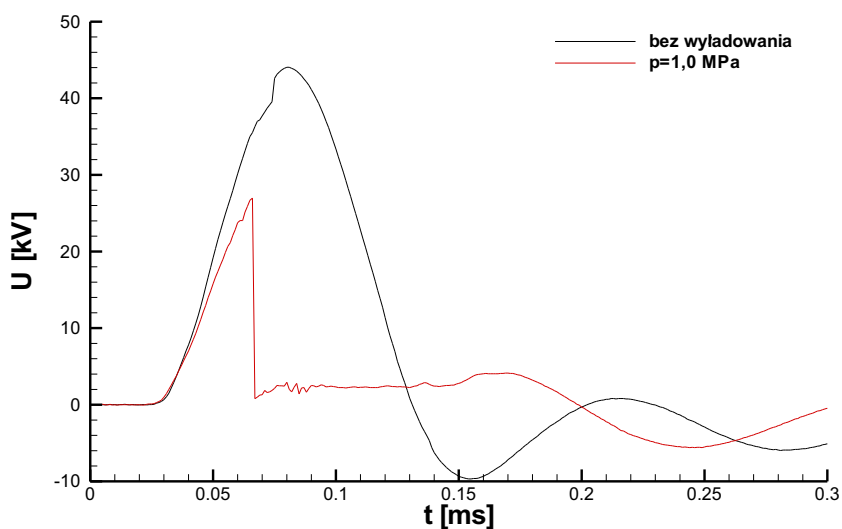
t [s] – czas trwania wyładowania.



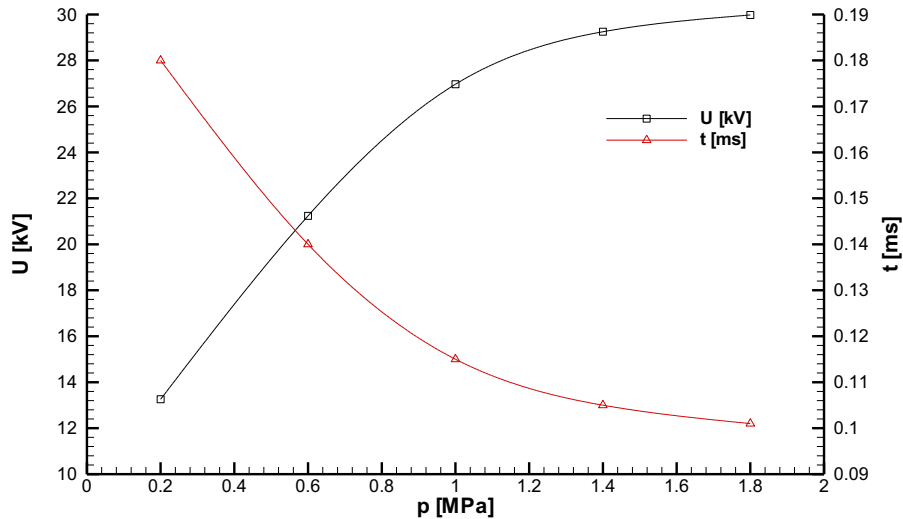
Rys. 29. Przebiegi napięcia po stronie wtórnej układu zapłonowego dla wszystkich analizowanych wartości ciśnień



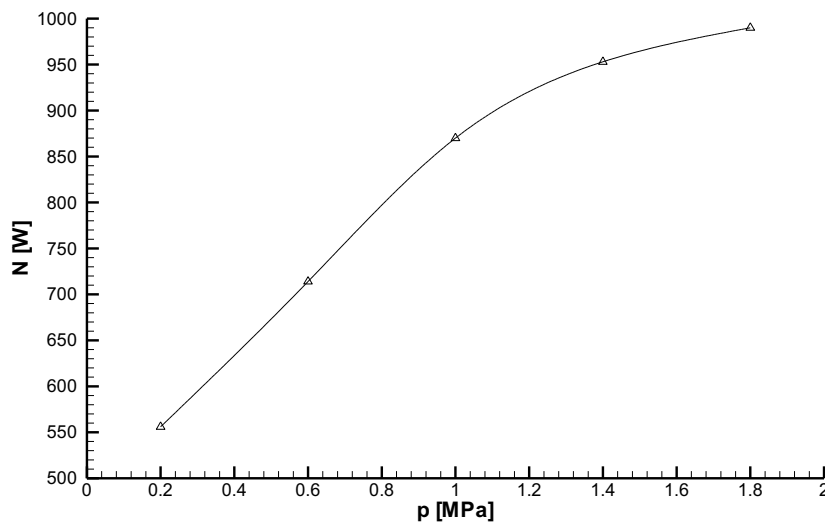
Rys. 30. Przebiegi napięcia po stronie pierwotnej układu zapłonowego dla wszystkich analizowanych wartości ciśnień



Rys. 31. Przebieg maksymalnego napięcia generowanego przez układ zapłonowy bez wyladowania iskrowego i przykładowy przebieg napięcia wyladowania dla $p=1,0$ MPa



Rys. 32. Zmiana wartości napięcia przebicia i czasu trwania wyładowania w funkcji ciśnienia



Rys. 33. Przebieg zmian wartości mocy średniej wyładowania iskrowego w funkcji ciśnienia

5.3. Charakterystyczne parametry geometrii łuku elektrycznego

W celu przygotowania modelu matematycznego analizowanego zjawiska uwzględniającego wpływ ciśnienia oraz lokalnej prędkości przepływającego gazu na tor wyładowania iskrowego w obu przypadkach określone zostały charakterystyczne parametry opisujące tor wyładowania iskrowego w różnych warunkach przepływowych i przy różnym ciśnieniu.

Na Rys. 34 przedstawiono schematycznie tor wyładowania iskrowego pomiędzy elektrodami zmodyfikowanej świecy ISKRA z zaznaczeniem charakterystycznych wymiarów łuku elektrycznego analizowanych w przypadku tej świecy.

Są nimi:

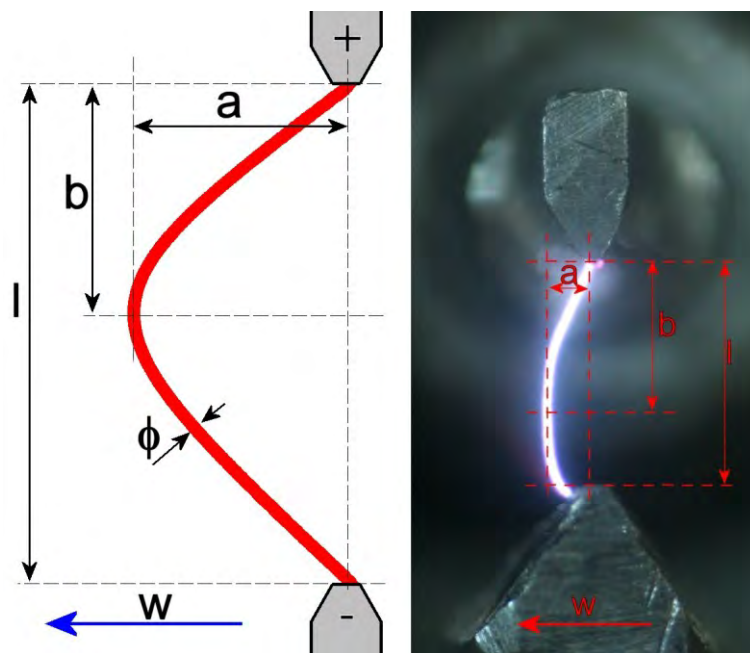
a – maksymalne odchylenie toru łuku elektrycznego od prostej łączącej punkty, w których łuk styka się z elektrodami. Wielkość ta podawana jest w μm i przyjmuje

wartości dodatnie w przypadku odchylenia zgodnego z wektorem lokalnej prędkości przepływu gazu lub ujemne w przypadku odchylenia przeciwnego do w/w wektora,

b – odległość między elektrodą środkową a rzutem punktu maksymalnego odchylenia toru łuku elektrycznego na prostą łączącą punkty zetknięcia łuku z elektrodami. Wielkość ta podawana jest w μm ,

l – odległość w μm między elektrodami świecy zapłonowej,

ϕ – średnica ścieżki łuku elektrycznego w μm .



Rys. 34. Schemat oraz fotografia toru wyładowania iskrowego pomiędzy elektrodami zmodyfikowanej świecy zapłonowej ISKRA z zaznaczonymi charakterystycznymi parametrami łuku elektrycznego

Rys. 35 przedstawia schematycznie tor wyładowania iskrowego pomiędzy elektrodami świecy STITT (łuk elektryczny zaznaczono jako linia prosta, gdyż dla tej świecy nie badano efektu wybrzuszenia łuku) z zaznaczeniem charakterystycznych wymiarów łuku elektrycznego analizowanych w przypadku tej świecy zapłonowej.

Są nimi:

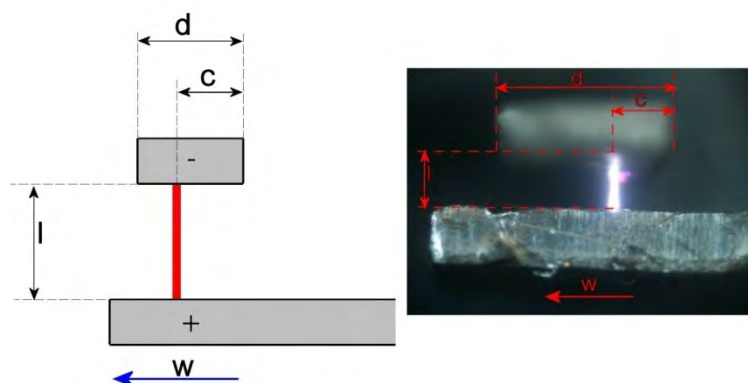
c – odległość w μm punktu zetknięcia łuku z elektrodą od tej krawędzi elektrody, na którą naciera przepływająca mieszanka,

d – wymiar elektrody podawany w μm prostopadły do odległości między elektrodami świecy zapłonowej,

l – odległość w μm między elektrodami świecy zapłonowej,

ϕ – średnica ścieżki łuku elektrycznego w μm .

Badania przeprowadzone zostały dla parametru l wynoszącego $0,6\text{ mm}$, $0,8\text{ mm}$ i $1,0\text{ mm}$ w przypadku świecy zapłonowej STITT oraz $1,0\text{ mm}$, $1,2\text{ mm}$ i $1,4\text{ mm}$ w przypadku zmodyfikowanej świecy zapłonowej ISKRA.



Rys. 35. Hipotetyczny tor wyładowania iskrowego pomiędzy elektrodami świecy zapłonowej STITT z zaznaczonymi charakterystycznymi parametrami łuku elektrycznego

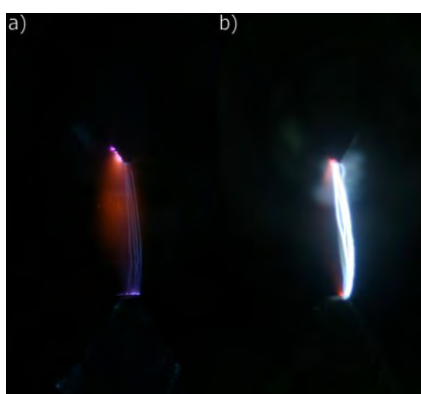
Tabela 2 zawiera informacje dotyczące określenia i wykorzystania charakterystycznych parametrów łuku w przypadku świec ISKRA i STITT podczas analizy dotyczącej wpływu ciśnienia i lokalnej prędkości przepływu gazu na tor wyładowania iskrowego przy czym:

n – liczba wyładowań w jednym cyklu zapłonu (zerwanie wyładowania).

Tabela 2. Charakterystyczne parametry łuku elektrycznego analizowane w przypadku świecy zapłonowej ISKRA i STITT

Świeca zapłonowa	Charakterystyczny parametr łuku
Świeca ISKRA (zmodyfikowana)	$\frac{l}{a}; \frac{l}{b}; \phi$
Świeca STITT	$\frac{d}{c}; \frac{l}{n};$

Powtarzalność badanego zjawiska wyładowania elektrycznego między elektrodami świecy zapłonowej analizowana była na podstawie przeprowadzonej rejestracji łuku elektrycznego dziesięciu kolejnych wyładowań w niezmiennych warunkach przepływowych (Rys. 36). Analiza każdej konfiguracji ciśnienia, prędkości przepływu i wykorzystanej świecy zapłonowej wykazała, iż współczynnik powtarzalności COV każdego z charakterystycznych parametrów łuku (Tabela 2) nie przekraczał 13,23%.



Rys. 36. Seria dziesięciu kolejnych wyładowań iskrowych pomiędzy elektrodami zmodyfikowanej świecy zapłonowej ISKRA dla ciśnienia atmosferycznego (a) oraz ciśnienia wynoszącego 0,6 MPa (b) przy zerowej wartości prędkości przepływu gazu

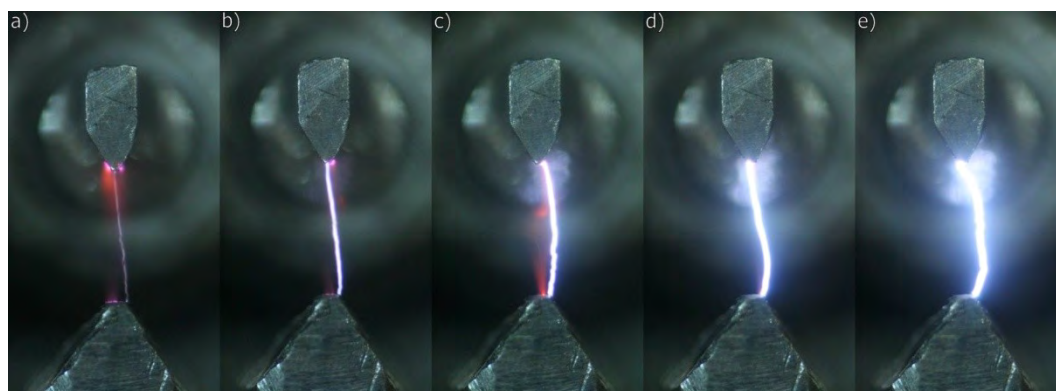
5.4. Wyniki rejestracji wyładowania iskrowego

Z uwagi na objętość pracy, przedstawiono w niej jedynie przykładowe wyniki badań eksperymentalnych dotyczących rejestracji optycznej toru łuku elektrycznego, jednak analizie poddano ponad tysiąc fotografii badanego zjawiska.

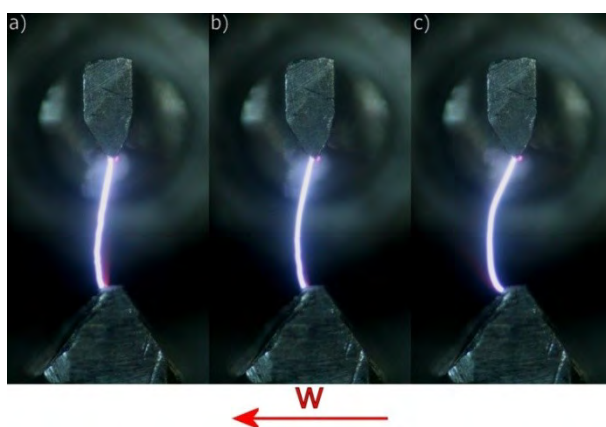
Analiza tak obszernego materiału wykazała istotną zależność pomiędzy ciśnieniem panującym w komorze a średnicą łuku elektrycznego, co wyraźnie ilustruje Rys. 37. Zauważyć można ponadto, iż wzrost ciśnienia wpływa również na tor łuku elektrycznego, choć zależność ta nie jest już tak wyraźna.

W trakcie badań wykazana została również ścisła zależność wiążąca lokalną prędkość przepływu gazu w obszarze między elektrodami świecy zapłonowej i tor łuku elektrycznego (Rys. 38 i Rys. 39). Zauważyć należy, iż istotna jest w tym aspekcie geometria świecy zapłonowej, będąca czynnikiem w dużym stopniu determinującym badane zjawisko.

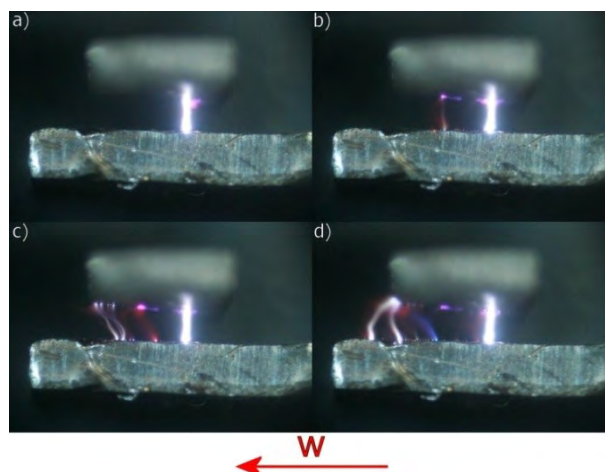
W przypadku mniejszych odległości między elektrodami dojść może do zerwania wyładowania iskrowego w wyniku oddziaływania przepływającego gazu (Rys. 39). Wówczas wyładowanie może zostać zainicjowane ponownie w trakcie trwania tego samego cyklu, gdy w układzie zapłonowym zgromadzona jest wystarczająca ilość energii.



Rys. 37. Wyładowanie elektryczne pomiędzy elektrodami zmodyfikowanej świecy zapłonowej ISKRA dla ciśnienia 0,2 MPa (a), 0,6 MPa (b), 1,0 MPa (c), 1,4 MPa (d) oraz 1,8 MPa (e) przy zerowej wartości prędkości przepływu gazu



Rys. 38. Wyładowanie elektryczne pomiędzy elektrodami zmodyfikowanej świecy zapłonowej ISKRA dla ciśnienia 1,0 MPa przy wartości prędkości przepływu gazu wynoszącej 6 m/s (a), 8 m/s (b) oraz 10 m/s (c)



Rys. 39. Wyładowanie elektryczne pomiędzy elektrodami świecy zapłonowej STITT dla ciśnienia 1,0 MPa przy zerowej wartości prędkości przepływu gazu (a) oraz przy prędkości przepływu wynoszącej 6 m/s (b), 8 m/s (c) oraz 10 m/s (d)

Zjawisko takie nie jest korzystne w zastosowaniach silnikowych, gdyż energia przekazywana jest wówczas do mieszanki paliwowo-powietrznej w kilku oddzielnych etapach (każde wyładowanie to oddzielna dawka energii). Maleje wówczas moc maksymalna wyładowania iskrowego, a energia przekazana w pojedynczym wyładowaniu, będącym jedynie jednym z kilku w serii, może okazać się niewystarczająca do zainicjowania procesu spalania, co z kolei prowadzi do zjawiska wypadania zapłonów.

6. MODEL WYŁADOWANIA ISKROWEGO INICJUJĄCEGO ZAPŁON

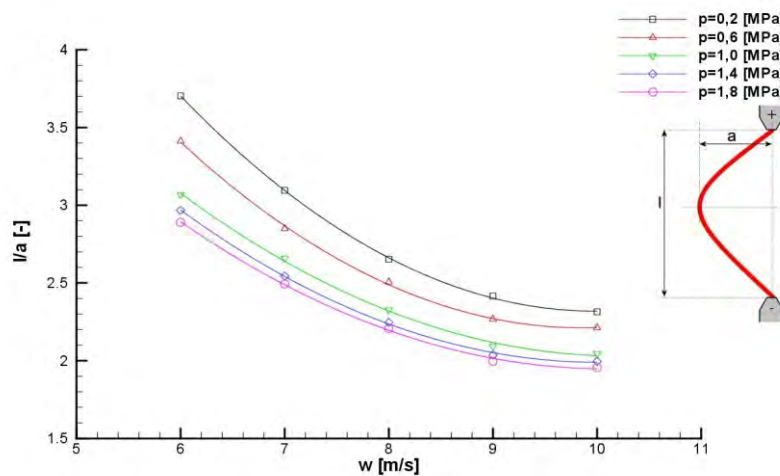
6.1. Model empiryczny

W celu przedstawienia matematycznych zależności łączących parametry toru łuku elektrycznego (rozumianego jako wysokoenergetyczny obszar pomiędzy elektrodami świecy zapłonowej) z ciśnieniem, prędkością przepływu gazu w obszarze pomiędzy elektrodami świecy zapłonowej oraz geometrią świecy zapłonowej, dokonano aproksymacji danych uzyskanych w trakcie pomiarów opisanych w rozdziale 5. Następnie przygotowano szereg charakterystyk przedstawionych na Rys. 40 do Rys. 44. Charakterystyki te korespondują z Tabelą 2, w której przedstawiono zestawienie charakterystycznych parametrów łuku elektrycznego analizowanych dla badanych świec zapłonowych. Każda charakterystyka opisana została równaniem matematycznym zgodnie z zasadami aproksymacji. W oparciu o te równania został zbudowany i zaimplementowany do kodu KIVA-3V model numeryczny wyładowania iskrowego inicjującego zapłon, szerzej opisany w dalszej części pracy (rozdział 6.2).

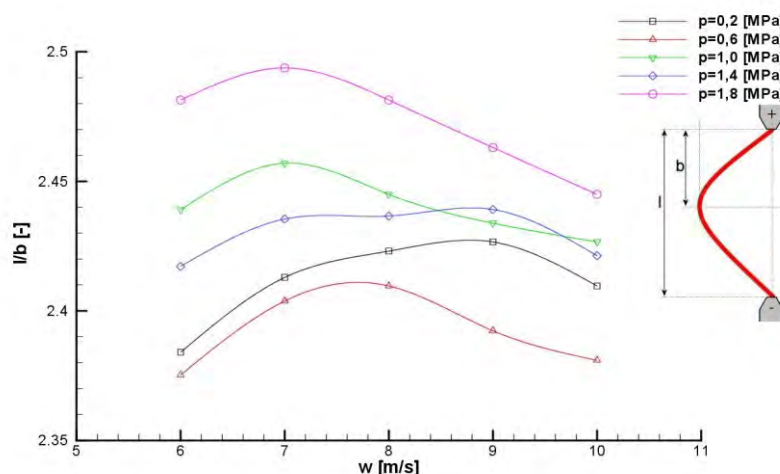
Rys. 40 przedstawia zmiany parametru l/a (iloraz odległości między elektrodami świecy zapłonowej i maksymalnego odchylenia toru łuku elektrycznego) dla zmodyfikowanej świecy zapłonowej ISKRA w funkcji wypadkowej wartości lokalnej prędkości przepływu mieszanki dla analizowanych wartości ciśnienia. W celu określenia równań opisujących charakter tych zmian dla wartości lokalnej prędkości przepływu mieszanki nie większej niż 10 m/s zastosowano średniokwadratową aproksymację punktową wielomianem stopnia drugiego o współczynnikach przedstawionych w Tabeli 3. Powyżej tej wartości lokalnej prędkości przepływu mieszanki, założono stałą wartość parametru l/a , równą wartości dla prędkości wynoszącej 10 m/s.

Tabela 3. Współczynniki wielomianu aproksymującego postaci $l/a(w) = A+B \cdot w+C \cdot w^2$

Ciśnienie [MPa]	Analizowany zakres prędkości [m/s]	A	B	C
0,2	0 ÷ 10	1,10085E+001	-1,74076E+000	8,71831E-002
	10 ÷ ∞	2,31921E+000	0,00000E+000	0,00000E+000
0,6	0 ÷ 10	1,00028E+001	-1,59000E+000	8,01150E-002
	10 ÷ ∞	2,11430E+000	0,00000E+000	0,00000E+000
1,0	0 ÷ 10	8,16895E+000	-1,20086E+000	5,87258E-002
	10 ÷ ∞	2,03293E+000	0,00000E+000	0,00000E+000
1,4	0 ÷ 10	8,08824E+000	-1,21781E+000	6,07974E-002
	10 ÷ ∞	1,98988E+000	0,00000E+000	0,00000E+000
1,8	0 ÷ 10	7,69641E+000	-1,13866E+000	5,63898E-002
	10 ÷ ∞	1,94879E+000	0,00000E+000	0,00000E+000



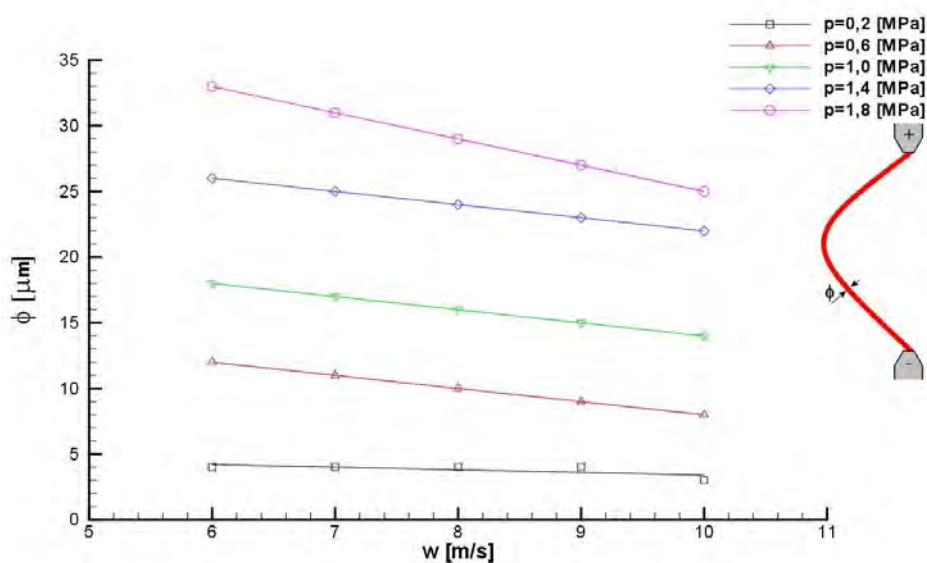
Rys. 40. Zależność parametru l/a (iloraz odległości między elektrodami świecy zapłonowej i maksymalnego odchylenia toru łuku elektrycznego) w funkcji prędkości przepływu gazu przy różnych wartościach ciśnień dla świecy zapłonowej ISKRA



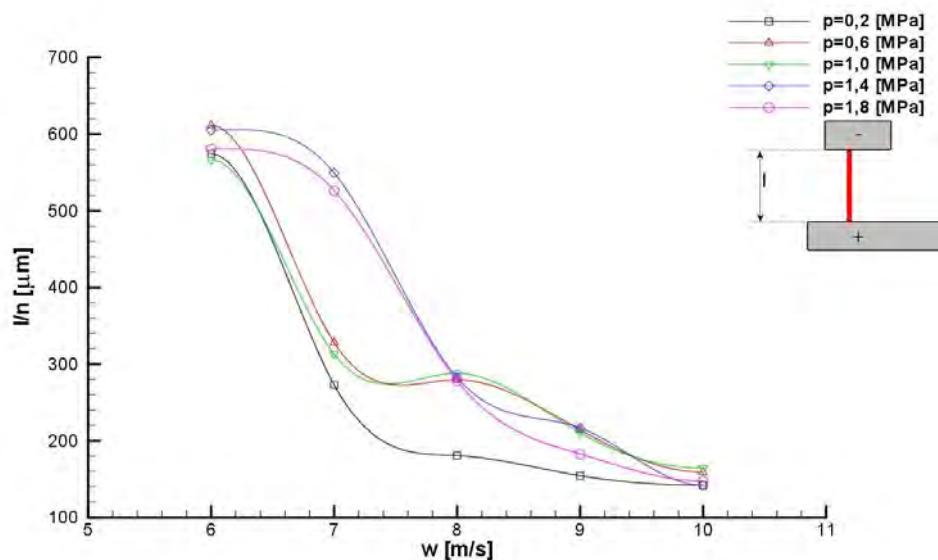
Rys. 41. Zależność parametru l/b (iloraz odległości między elektrodami świecy zapłonowej i odległości między elektrodą środkową a rzutem punktu maksymalnego odchylenia toru łuku elektrycznego na prostą łączącą punkty zetknięcia łuku z elektrodami) w funkcji prędkości przepływu gazu przy różnych wartościach ciśnień dla świecy zapłonowej ISKRA

Rys. 41 przedstawia z kolei zmiany parametru l/b (iloraz odległości między elektrodami świecy zapłonowej i odległości między elektrodą środkową a rzutem punktu maksymalnego odchylenie toru łuku elektrycznego na prostą łączącą punkty zetknięcia łuku z elektrodami) dla świecy zapłonowej ISKRA w funkcji wypadkowej wartości lokalnej prędkości przepływu mieszanki w obszarze świecy zapłonowej dla pięciu analizowanych wartości ciśnienia. W tym przypadku, dla wartości lokalnej prędkości przepływu mieszanki w zakresie od 6 m/s do 10 m/s, zastosowana została średniokwadratowa aproksymacja punktowa wielomianem stopnia trzeciego, przy czym określono cztery segmenty danych (aproksymacja splajnami), w których indywidualnie dobierane zostały współczynniki wielomianu. Dla wartości lokalnej prędkości przepływu mieszanki mniejszej od 6 m/s i większej od 10 m/s założono stałą wartość parametru l/b równą jego wartości dla prędkości wynoszącej odpowiednio 6 m/s i 10 m/s (Tabela 4).

Rys. 42 przedstawia zmiany widzialnej średnicy ϕ łuku elektrycznego dla świecy zapłonowej ISKRA w funkcji wypadkowej wartości lokalnej prędkości przepływu mieszanki dla analizowanych wartości ciśnienia. W celu określenia równania opisującego charakter zmian średnicy ϕ łuku elektrycznego, dla wartości lokalnej prędkości przepływu mieszanki w zakresie od 6 m/s do 10 m/s, zastosowano średniokwadratową aproksymację punktową wielomianem stopnia pierwszego o współczynnikach przedstawionych w Tabela 5. Dla wartości lokalnej prędkości przepływu mieszanki mniejszej od 6 m/s i większej od 10 m/s założono stałą wartość średnicy ϕ łuku elektrycznego równą wartości tego parametru dla prędkości wynoszącej odpowiednio 6 m/s i 10 m/s.



Rys. 42. Zależność parametru ϕ (średnica łuku elektrycznego) w funkcji prędkości przepływu gazu przy różnych wartościach ciśnień dla świecy zapłonowej ISKRA



Rys. 43. Zależność parametru l/n (iloraz odległości między elektrodami świecy zapłonowej i liczby wyładowań w jednym cyklu zapłonu) w funkcji prędkości przepływu gazu przy różnych wartościach ciśnień dla świecy zapłonowej STITT

Rys. 43 przedstawia zmiany parametru l/n (iloraz odległości między elektrodami świecy zapłonowej i liczby wyładowań w jednym cyklu zapłonu) dla świecy zapłonowej STITT w funkcji wypadkowej wartości lokalnej prędkości przepływu mieszanki w obszarze świecy zapłonowej dla pięciu analizowanych wartości ciśnienia. W celu wyznaczenia równań opisujących charakter zmian parametru l/n , dla wartości lokalnej prędkości przepływu mieszanki w zakresie od 6 m/s do 10 m/s, zastosowana została średniokwadratowa aproksymacja punktowa wielomianem stopnia trzeciego, przy czym określono cztery segmenty danych (aproksymacja splajnami), w których indywidualnie dobierane zostały współczynniki wielomianu. Dla wartości lokalnej prędkości przepływu mieszanki mniejszej od 6 m/s i większej od 10 m/s założono stałą wartość parametru l/n równą jego wartości dla prędkości wynoszącej odpowiednio 6 m/s i 10 m/s (Tabela 6).

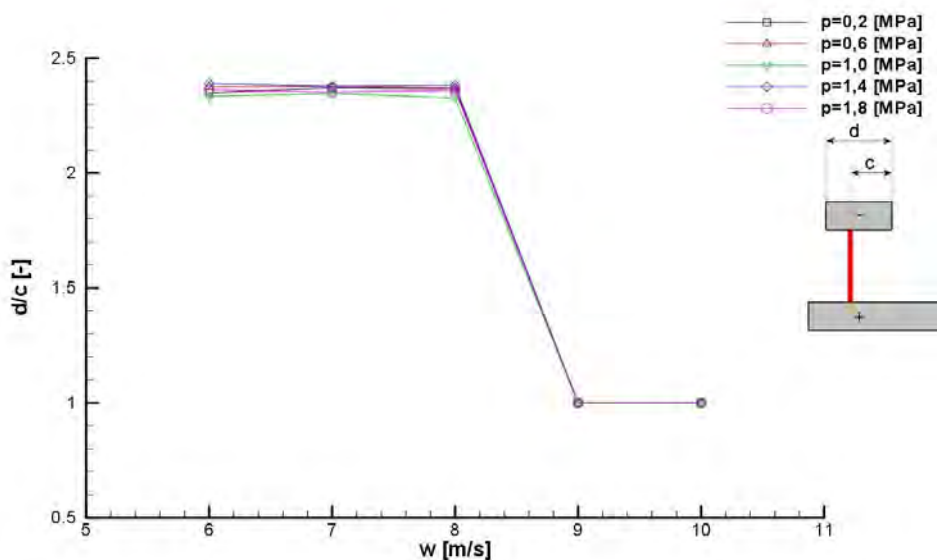
Na Rys. 44 przedstawione zostały zmiany parametru d/c (iloraz długości elektrody i odległości punktu zetknięcia łuku z elektrodą od jej krawędzi) dla świecy zapłonowej STITT w funkcji wypadkowej wartości lokalnej prędkości przepływu mieszanki w obszarze świecy zapłonowej dla pięciu analizowanych wartości ciśnienia. Z uwagi na marginalny wpływ ciśnienia na przebieg zmian omawianego parametru zdecydowano o pominięciu wpływu ciśnienia na ten parametr. Ponadto podzielono dane wartości prędkości na trzy przedziały (aproksymacja splajnami), w których indywidualnie dobierane zostały współczynniki wielomianu stopnia pierwszego średniokwadratowej aproksymacji punktowej jaka zastosowana została w tym przypadku (Tabela 7).

Tabela 4. Współczynniki wielomianu aproksymującego postaci $l/b(w) = A+B \cdot w+C \cdot w^2+D \cdot w^3$

Ciśnienie [MPa]	Analizowany zakres prędkości [m/s]	A	B	C	D
0,2	0 ÷ 6	2,38406E+000	0,00000E+000	0,00000E+000	0,00000E+000
	6 ÷ 7	3,24213E+000	-4,96604E-001	8,83983E-002	-4,91102E-003
	7 ÷ 8	-4,41681E-001	1,08217E+000	-1,37141E-001	5,82896E-003
	8 ÷ 9	5,75949E+000	-1,2432E+000	1,53539E-001	-6,28270E-003
	9 ÷ 10	-2,7315E+000	1,58707E+000	-1,60943E-001	5,36476E-003
	10 ÷ ∞	2,40965E+000	0,00000E+000	0,00000E+000	0,00000E+000
0,6	0 ÷ 6	2,37529E+000	0,00000E+000	0,00000E+000	0,00000E+000
	6 ÷ 7	3,11564E+000	-4,35955E-001	7,81408E-002	-4,34116E-003
	7 ÷ 8	1,98714E+000	4,76911E-002	9,04860E-003	-1,05105E-003
	8 ÷ 9	-2,7574E+000	1,82692E+000	-2,13355E-001	8,21575E-003
	9 ÷ 10	5,29018E+000	-8,55630E-001	8,47061E-002	-2,82354E-003
	10 ÷ ∞	2,38095E+000	0,00000E+000	0,00000E+000	0,00000E+000
1,0	0 ÷ 6	2,43902E+000	0,00000E+000	0,00000E+000	0,00000E+000
	6 ÷ 7	4,01661E+000	-8,40799E-001	1,44467E-001	-8,02595E-003
	7 ÷ 8	-2,2132E+000	1,82915E+000	-2,36955E-001	1,01370E-002
	8 ÷ 9	3,82485E+000	-4,35146E-001	4,60827E-002	-1,65623E-003
	9 ÷ 10	2,94902E+000	-1,43201E-001	1,36445E-002	-4,54816E-004
	10 ÷ ∞	2,42664E+000	0,00000E+000	0,00000E+000	0,00000E+000
1,4	0 ÷ 6	2,41718E+000	0,00000E+000	0,00000E+000	0,00000E+000
	6 ÷ 7	3,36544E+000	-5,20753E-001	9,06775E-002	-5,03764E-003
	7 ÷ 8	-1,1372E+000	1,40896E+000	-1,84995E-001	8,08964E-003
	8 ÷ 9	7,56011E+000	-1,8525E+000	2,22692E-001	-8,89732E-003
	9 ÷ 10	-3,1872E+000	1,72992E+000	-1,75359E-001	5,84531E-003
	10 ÷ ∞	2,42134E+000	0,00000E+000	0,00000E+000	0,00000E+000
1,8	0 ÷ 6	2,48140E+000	0,00000E+000	0,00000E+000	0,00000E+000
	6 ÷ 7	3,70903E+000	-6,50974E-001	1,11592E-001	-6,19953E-003
	7 ÷ 8	-5,59658E-001	1,17847E+000	-1,49757E-001	6,24564E-003
	8 ÷ 9	2,63319E+000	-1,88513E-002	-9,23267E-005	9,61038E-006
	9 ÷ 10	2,68081E+000	-3,47260E-002	1,67154E-003	-5,57178E-005
	10 ÷ ∞	2,44499E+000	0,00000E+000	0,00000E+000	0,00000E+000

Tabela 5. Współczynniki wielomianu aproksymującego postaci $\phi(w) = A+B \cdot w$ dla świecy ISKRA

Ciśnienie [MPa]	Analizowany zakres prędkości [m/s]	A	B
0,2	0 ÷ 6	4,20000E+000	0,00000E+000
	6 ÷ 10	5,40000E+000	-2,00000E-001
	10 ÷ ∞	3,40000E+000	0,00000E+000
0,6	0 ÷ 6	1,20000E+001	0,00000E+000
	6 ÷ 10	1,80000E+001	-1,00000E+000
	10 ÷ ∞	0,80000E+001	0,00000E+000
1,0	0 ÷ 6	1,80000E+001	0,00000E+000
	6 ÷ 10	2,40000E+001	-1,00000E+000
	10 ÷ ∞	1,40000E+001	0,00000E+000
1,4	0 ÷ 6	2,60000E+001	0,00000E+000
	6 ÷ 10	3,20000E+001	-1,00000E+000
	10 ÷ ∞	2,20000E+001	0,00000E+000
1,8	0 ÷ 6	3,30000E+001	0,00000E+000
	6 ÷ 10	4,50000E+001	-2,00000E+000
	10 ÷ ∞	2,50000E+001	0,00000E+000



Rys. 44. Zależność parametru d/c (iloraz długości elektrody i odległości punktu zetknięcia łuku z elektrodą od jej krawędzi) w funkcji prędkości przepływu gazu przy różnych wartościach ciśnień dla świecy zapłonowej STITT

Tabela 6. Współczynniki wielomianu aproksymującego postaci $l/n(w) = A+B \cdot w+C \cdot w^2+D \cdot w^3$

Ciśnienie [MPa]	Analizowany zakres prędkości	A	B	C	D
0,2	0 ÷ 6	5,74084E+002	0,00000E+000	0,00000E+000	0,00000E+000
	6 ÷ 7	-8,8132E+004	4,06943E+004	-6,1725E+003	3,09039E+002
	7 ÷ 8	5,80056E+004	-2,1936E+004	2,77470E+003	-1,1702E+002
	8 ÷ 9	-1,0426E+004	3,72559E+003	-4,3305E+002	1,66362E+001
	9 ÷ 10	3,04868E+003	-7,6609E+002	6,60257E+001	-1,8480E+000
	10 ÷ ∞	1,42230E+002	0,00000E+000	0,00000E+000	0,00000E+000
0,6	0 ÷ 6	6,10920E+002	0,00000E+000	0,00000E+000	0,00000E+000
	6 ÷ 7	-8,9601E+004	4,15034E+004	-6,3167E+003	3,17570E+002
	7 ÷ 8	7,15714E+004	-2,7570E+004	3,55098E+003	-1,5232E+002
	8 ÷ 9	-2,6905E+004	9,35794E+003	-1,0651E+003	4,00148E+001
	9 ÷ 10	-1,2221E+004	4,46349E+003	-5,2127E+002	1,98731E+001
	10 ÷ ∞	1,59400E+002	0,00000E+000	0,00000E+000	0,00000E+000
1,0	0 ÷ 6	5,66076E+002	0,00000E+000	0,00000E+000	0,00000E+000
	6 ÷ 7	-8,3768E+004	3,88566E+004	-5,9243E+003	2,98476E+002
	7 ÷ 8	7,35935E+004	-2,8584E+004	3,71005E+003	-1,6030E+002
	8 ÷ 9	-3,9870E+004	1,39647E+004	-1,6085E+003	6,13041E+001
	9 ÷ 10	5,06730E+003	-1,0143E+003	5,57927E+001	-3,38320E-001
	10 ÷ ∞	1,64650E+002	0,00000E+000	0,00000E+000	0,00000E+000
1,4	0 ÷ 6	6,05171E+002	0,00000E+000	0,00000E+000	0,00000E+000
	6 ÷ 7	1,96480E+004	-9,3559E+003	1,53174E+003	-8,3564E+001
	7 ÷ 8	-6,1170E+004	2,52804E+004	-3,4163E+003	1,52057E+002
	8 ÷ 9	7,46226E+004	-2,5641E+004	2,94898E+003	-1,1316E+002
	9 ÷ 10	-7,3924E+004	2,38740E+004	-2,5527E+003	9,06056E+001
	10 ÷ ∞	1,42700E+002	0,00000E+000	0,00000E+000	0,00000E+000
1,8	0 ÷ 6	5,80571E+002	0,00000E+000	0,00000E+000	0,00000E+000
	6 ÷ 7	1,56604E+004	-7,4599E+003	1,22999E+003	-6,7591E+001
	7 ÷ 8	-4,7946E+004	1,98000E+004	-2,6642E+003	1,17850E+002
	8 ÷ 9	4,22089E+004	-1,4008E+004	1,56173E+003	-5,8234E+001
	9 ÷ 10	-1,7035E+004	5,73997E+003	-6,3250E+002	2,30339E+001
	10 ÷ ∞	1,47600E+002	0,00000E+000	0,00000E+000	0,00000E+000

Tabela 7. Współczynniki wielomianu aproksymującego postaci $d/c(w) = A+B \cdot w$

Analizowany zakres prędkości	A	B
0 ÷ 8	2,37179E+000	0,00000E+000
8 ÷ 9	9,52756E+000	-9,47506E-001
9 ÷ ∞	1,00000E+000	0,00000E+000

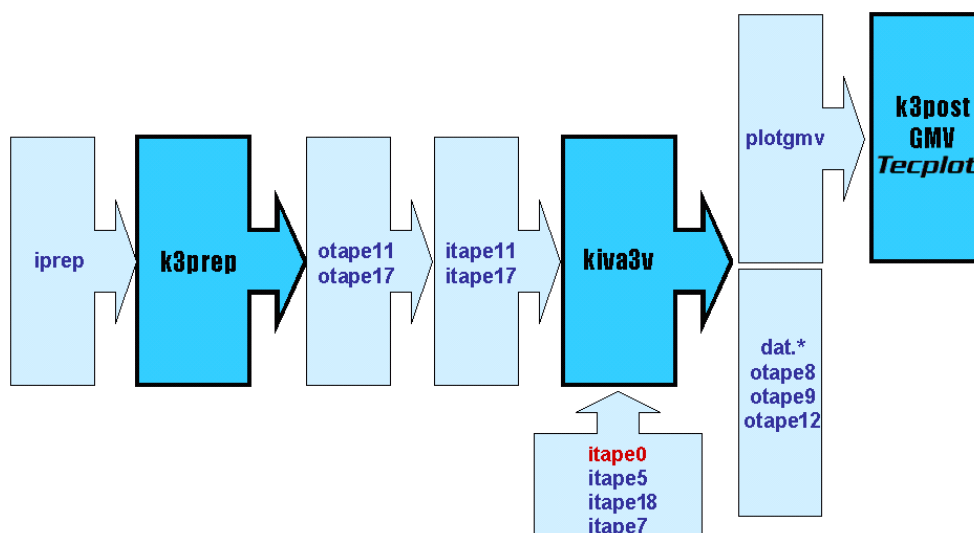
6.2. Model numeryczny

6.2.1. Struktura i charakterystyka programu KIVA

Na pakiet programowy KIVA-3V składają się [4], [5], [6], [7], [8]:

- preprocesor (*k3prep*) - generowanie siatki obliczeniowej,
- program główny (*kiva3v*),
- postprocesor (*k3post*) - graficzna interpretacja wyników obliczeń.

Schemat przetwarzania danych podczas obliczeń przez program KIVA-3V został przedstawiony na Rys. 45. Dane wejściowe do preprocesora generującego siatkę geometryczną są zadawane przez modelującego w pliku tekstowym o nazwie *iprep*, na którego podstawie preprocesor generuje pliki *otape11* i *otape17*. Pliki te, po zmianie nazwy odpowiednio na *itape11* i *itape17*, wraz z plikami *itape5* (parametry paliwa, wtrysk, zapłon, warunki początkowe i inne), *itape18* (ruch zaworów) oraz *itape7* (dane dotyczące ostatniego kroku z wcześniejszych obliczeń wykorzystywane w przypadku ich wznowienia) stanowią dane wejściowe do programu głównego. W wyniku modyfikacji kodu źródłowego programu (co uczyniono w ramach niniejszej pracy) niezbędne okazało się dostarczenie dodatkowych danych do kodu programu głównego w pliku *itape0*.



Rys. 45. Schemat przetwarzania danych w pakiecie KIVA-3V

Program główny generuje pliki *plotgmv* i *otape9* z danymi przeznaczonymi do wizualizacji otrzymanych wyników w postprocesorze, pliki z danymi dotyczącymi warunków panujących wewnątrz cylindra (*dat.**), plik *otape8* z zapisanymi wartościami uzyskanymi w ostatnim kroku obliczeniowym i plik *otape12* z ogólnymi informacjami dotyczącymi działania programu.

Wizualizacji otrzymanych wyników dokonać można za pomocą postprocesora, który niestety jest narzędziem bardzo ubogim i w praktyce nie jest wykorzystywany ze względu na swe ograniczone możliwości. Najczęściej wykorzystywanym jest program *General Mesh Viewer (GMV)* [86] cechujący się rozbudowanymi możliwościami w porównaniu ze standardowym postprocesorem. Jednak narzędziem najbardziej zaawansowanym i cechującym się największymi możliwościami dotyczącymi zarówno prezentacji jak i analizy wyników otrzymanych w trakcie badań symulacyjnych z zastosowaniem programu KIVA jest *Tecplot® 360* [111]. Program ten jest wyposażony w moduł *KivaData-Loader*, pozwalający importować pliki *plotgmv*, a przy powstaniu którego swój czynny udział wniósł również autor niniejszej pracy.

W trakcie obliczeń prowadzonych w pakiecie KIVA, w oparciu o metodę różnic skończonych, wyznaczane jest położenie wierzchołków komórek siatki, które jest zadana funkcją czasu, opisaną metodą Lagrangea, Eulera lub mieszaną. Ruch siatki może symulować rzeczywiste zmiany położenia tłoka w cylindrze silnika. Program może dokonywać obliczeń dla prostokątnego lub cylindrycznego układu współrzędnych.

Podstawą modelu cyklu roboczego zastosowanego w programie KIVA jest układ równań zachowania masy, pędu i energii, opisujący trójwymiarowe, nieustalone pole przepływu z reakcjami chemicznymi (spalanie). Program, w oparciu o metodę różnic skończonych, rozwiązuje trójwymiarowe, ogólne równania Naviera-Stokesa dla mieszaniny płynów ściśliwych. W każdym kroku czasowym wyznaczane są wartości zmiennych zależnych na podstawie wartości z kroku poprzedniego. Każdy krok obliczeniowy jest podzielony na dwie fazy. W pierwszej fazie nie uwzględnia się zjawiska konwekcji przez ścianki komórek, a ich wierzchołki przesuwają się zgodnie z prędkością czynnika. W drugiej fazie, przy zamrożonym polu przepływu i dla nowego położenia siatki, wyliczane jest pole przepływu z konwekcją przez ścianki komórek.

KIVA-3V umożliwia modelowanie procesu wtrysku paliwa będącego jednym z bardziej skomplikowanych zagadnień obliczeniowych ze względu na towarzyszące mu zjawiska takie jak wymiana masy, pędu i energii wtryskiwanych kropeł i gazu.

Program daje możliwość wyboru warunków brzegowych pozwalających na modelowanie obszaru obliczeniowego o granicach zamkniętych jak również o granicach, przez które czynnik wpływa bądź też wypływa. Warunki brzegowe mogą mieć ponadto charakter granic okresowych lub ścianek sztywnych, których istnieje kilka typów zależnych od prędkości i temperatury takich jak:

- ze swobodnym poślizgiem,
- bez poślizgu,
- z turbulentnym prawem ścianki,
- ze ścianką adiabatyczną,
- ze zróżnicowanym rozkładem temperatury na ścianie.

Według [112] w dziedzinie modelowania procesów zachodzących w silnikach tłokowych wykorzystuje się najczęściej turbulentne prawo ścianki w połączeniu ze zróżnicowanym rozkładem temperatury na ścianie.

Model inicjacji zapłonu zastosowany w programie opisany został szczegółowo w rozdziale 6.2.3.

6.2.2. Przykłady wykorzystania programu KIVA

Program KIVA-3V jest z powodzeniem stosowany w wielu liczących się ośrodkach badawczych i badawczo-wdrożeniowych na całym świecie. Umożliwia on między innymi obliczenia roboczego cyklu silnika ZI z wtryskiem paliwa ciekłego lub gazowego [30] oraz silnika tłokowego ZS z wtryskiem paliwa ciekłego lub gazowego [33].

W 2000 roku na Waseda University w Tokio, program KIVA zastosowali Kusaka i inni [72] do analizy formowania i rozkładu NO_x oraz HC w cylindrze dwupaliwowego silnika ZS w funkcji kąta obrotu wału korbowego.

Koncerny motoryzacyjne takie jak Isuzu [1], Mazda [62], Nissan [85], [118] oraz Mitsubishi [103], [124], [130] w pracach dotyczących bezpośredniego wtrysku paliwa do komory spalania GDI (Gasoline Direct Injection), jako metodę badawczą również zastosowały program KIVA.

Daimler-Benz AG wykorzystał m.in. ten program do modelowania procesu napełniania cylindra oraz przepływu w cylindrze, a wyniki modelowania zostały porównane z rezultatami badań eksperymentalnych [81].

W koncernie PSA (Peugeot-Citroën) [24] modelowaniu poddano przepływ i spalanie w silniku ZI zasilanym mieszankami ubogimi, zjawisko tworzenia ładunku w silniku dwusuwowym [29], zawirowanie ładunku w komorze spalania silnika oraz badano parametry turbulencji [74].

W laboratoriach General Motors program KIVA wykorzystany został do analizy przepływu przez kanał dolotowy z wtryskiem paliwa przez zawór dolotowy [64].

Mantel (Renault) [79] przedstawił trójwymiarowy model formowania i rozwoju płomienia wokół świecy zapłonowej. Analizował różne konfiguracje ustawienia świecy zapłonowej o standardowej geometrii względem przepływającej, homogenicznej mieszanki propanu z powietrzem w komorze spalania o stałej objętości. Autor, dzięki zastosowaniu metod komputerowych, wykazał, że na charakter rozwoju spalania, zainicjowanego wyładowaniem iskrowym pomiędzy elektrodami świecy zapłonowej, istotny wpływ ma geometria elektrody masowej. Ponadto formowanie i rozwój płomienia okazały się być zróżnicowane w zależności od kierunku przepływu oraz wartości lokalnej prędkości mieszanki względem tejże świecy zapłonowej.

Wykorzystując program KIVA Jarnicki, Teodorczyk, Golovitchev i Chomiak w pracy [47] przeprowadzili badania numeryczne wtrysku, zapłonu i spalania w silniku Volvo D12C. Zaznaczyć należy, że powyższe badania zostały przeprowadzone dzięki dostępności kodu źródłowego programu KIVA, co dało autorom możliwość wykorzystania własnych modeli. Wskazali oni na symulację komputerową, jako wartościową metodę doboru parametrów silnika bez przeprowadzania kosztownych modyfikacji jednostek testowych. Stwierdzili również, iż w celu otrzymania drogą modelowania składu spalin bliskiego rzeczywistości, konieczne jest zastosowanie rozszerzonego modelu chemii spalania. Autorzy pracy konkludują, że wyniki badań numerycznych należy wykorzystać do analiz porównawczych wielu konfiguracji, z których najbardziej optymalną poddać należy dalszym badaniom eksperymentalnym.

Porównanie wyników modelowania z wynikami badań eksperymentalnych bezpośredniego wtrysku w silniku ZS przeprowadzone zostało również w Istituto per Applicazioni della Matematica w Neapolu [2], przy czym modelowanie przeprowadzono w standardowym pakiecie KIVA oraz w wersji zmodyfikowanej. Modyfikacja polegała na zmianie części modelu wtrysku kropel paliwa i miała na celu osiągnięcie lepszej zgodności wyników badań numerycznych i eksperymentalnych. W rezultacie przeprowadzonych w pracy analiz, autorzy stwierdzili, że standardowa wersja programu KIVA wykazuje dobrą zgodność z wynikami badań eksperymentalnych, choć nie uwzględnia efektu odbicia kropel paliwa od ścianek cylindra. Wersja zmodyfikowana, poprzez uwzględnienie w/w efektu, symuluje rzeczywiste procesy w sposób jeszcze dokładniejszy.

Analiza spalania w silniku zasilanym olejem napędowym z dodatkiem wody przeprowadzona została z wykorzystaniem omawianego programu w 2001 roku na Uniwersytecie Tsinghua w Pekinie [119]. W pracy skupiono się na ograniczeniu zużycia paliwa oraz poprawieniu sprawności silnika.

W SINTEF Applied Thermodynamics w Norwegii [76] w pakiecie KIVA przeprowadzono analizę cyklu pracy dwusuwowego silnika okrętowego mającą na celu opracowanie metody zredukowania emisji CO₂ i NO_x. Również i w tej pracy zmodyfikowano kod programu rozszerzając go m.in. o własny model tworzenia siarki i tlenu azotu. Według autorów, wyniki obliczeń pozostawały w dobrej zgodności z wynikami badań silnikowych, z wyjątkiem stężenia CO w produktach spalania.

W Institut für Kolbenmaschinen [51] symulowano pole przepływu i spalanie w silniku z bezpośrednim wtryskiem benzyny do cylindra, przy czym zastosowano pro-

gram KIVA ze zmodyfikowanym modelem spalania. Rezultaty badań numerycznych z wykorzystaniem opracowanego modelu, porównane ze wstępnymi wynikami badań eksperymentalnych, okazały się być obiecujące, choć zwrócono uwagę na konieczność prowadzenia dalszych prac zmierzających w kierunku udoskonalenia analizowanego modelu spalania.

W roku 2003 w Swiss Federal Institute of Technology [93], przy pomocy programu KIVA, prowadzono badania numeryczne dotyczące dwustopniowego systemu spalania paliwa gazowego. Badania zmierzały do określenia metod ograniczenia emisji CO poniżej obowiązujących norm. Najlepszym sposobem realizacji postawionego celu okazała się być zmiana parametrów dotyczących wtrysku paliwa gazowego.

Program KIVA powszechnie stosowany jest również w Stanach Zjednoczonych Ameryki Północnej, gdzie badano m.in. wpływ kształtu komory spalania, umiejscowienia świecy zapłonowej oraz zawirowania ładunku na rozprzestrzenianie się płomienia. W pracy [129] analizowane były silniki gazowe Caterpillar G3400 i G3500, natomiast w pracy [131] był to silnik Sandia i silnik IFP zasilane propanem.

Program KIVA wykorzystany był także do modelowania procesów przepływowych w cylindrze i układzie dolotowym silnika [23] oraz do modelowania i analizy pola przepływu wokół zaworu dolotowego jak również wpływu lokalizacji gniazda zaworu na rozkład prędkości ładunku w cylindrze [107]. Modelowano także turbulencje w cylindrze silnika [52], [107].

Na podstawie badań wymiany ciepła w silniku tłokowym przeprowadzonych w pracach [37], [106] stwierdzono, że model wymiany ciepła programu KIVA daje dobrą zgodność wyników modelowania z wynikami badań doświadczalnych.

W Zakładzie Silników Lotniczych Politechniki Warszawskiej program KIVA stosowany był m.in. do symulacji procesu wtrysku paliwa ciekłego, spalania i emisji toksycznych składników spalin w silniki ZI [112]. Jako cel pracy założono zbadanie możliwości programu pod kątem jego wykorzystania do testowania wpływu zmian parametrów pracy silnika. Autorzy stwierdzili, że pomimo zastosowania w modelach numerycznych szeregu uproszczeń skutkujących nie najwyższą wiarygodnością uzyskanych wyników ilościowych, celowe jest prowadzenie badań numerycznych umożliwiających wstępny wybór optymalnego rozwiązania przed rozpoczęciem właściwych badań laboratoryjnych.

W roku 2001 analizie poddano podstawowe parametry pracy i toksyczność spalin silnika gazowego zasilanego mieszkankami ubogimi [54]. Na podstawie przeprowadzonych analiz stwierdzono, że program KIVA okazał się być dobrym narzędziem do jakościowych analiz wpływu parametrów pracy silnika na jego sprawność i emisję związków toksycznych.

W tym samym okresie, realizowano również prace, dotyczące obliczeń systemu z komorą wstępną i wtryskiem gazu [44]. Wyniki symulacji posłużyły jako wsparcie wniosku z badań doświadczalnych, mówiącego, iż zastosowanie systemu spalania o ładunku uwarstwionym jest jednym z możliwych rozwiązań, zapewniających właściwy zapłon paliwa gazowego podawanego do komory spalania w postaci wtrysku bezpośredniego.

Przeprowadzono także dwuwymiarową [46] i trójwymiarową [45] symulację wtrysku strugi metanu i spalania w komorze o stałej objętości. Na podstawie wyników obliczeń wykonano mapy układów masowego udziału metanu w komorze obrazujące przebieg procesu oraz położenie linii granicy palności, istotnej w aspekcie umiejscowienia świecy zapłonowej.

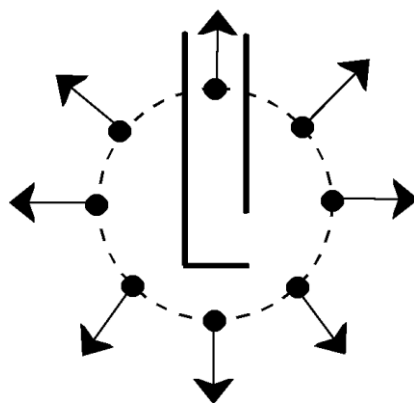
Firma PRO-MO wraz z naukowcami z Politechniki Krakowskiej wykorzystywała program KIVA do analizy rozkładu temperatury podczas spalania ładunku uwarstwionego w silniku z bezpośrednim wtryskiem benzyny (GDIE) [97].

W Instytucie Maszyn Tłokowych i Techniki Sterowania Politechniki Częstochowskiej również prowadzi się prace badawcze z wykorzystaniem programu KIVA, który zastosowano do modelowania zawirowania świeżego ładunku w komorze spalania silnika tłokowego [116], [115]. Ponadto analizowano spalanie mieszanek homogenicznych w silniku tłokowym z zapłonem wielopunktowym [60], [56] oraz tworzenie i spalanie heterogenicznych mieszanek palnych w silnikach ZI [43], [42], [41]. We wszystkich w/w przypadkach symulacja komputerowa okazała się być przydatnym narzędziem badawczym.

Literatura wskazuje na niewiele pozycji traktujących o zastąpieniu standardowego modelu wyładowania iskrowego inicjującego zapłon zastosowanego w programie KIVA, modelem rozszerzonym.

Jedną z nich jest opublikowana w 2001 roku praca Yasara [128], w ramach której opracowany został model, uwzględniający istnienie pola elektromagnetycznego w czasie trwania wyładowania iskrowego i jego wpływ na początkową propagację jądra płomienia oraz późniejsze spalanie. Pomimo faktu, że praca jest ważnym etapem w rozwoju modelowania wyładowania iskrowego i wywołanego nim zapłonu, nie można rzeczowo ocenić przydatności opracowanego modelu do badań dotyczących zapłonu w silniku ZI, gdyż w podsumowaniu autor zapowiada dopiero przeprowadzenie walidacji modelu z wynikami badań eksperymentalnych. Ponadto przedstawiony model nie uwzględnia zmian geometrii łuku elektrycznego oraz efektu jego zerwania wywołanych m.in. przepływem mieszanki w komorze spalania, choć autor sygnalizuje konieczność uwzględnienia tego aspektu w dalszych pracach nad rozwojem modelu.

Fan, Han i Reitz [30] opisują model zapłonu uwzględniający geometrię świecy zapłonowej. W celu uniezależnienia się od wymiarów siatki opisującej komorę spalania, autorzy modelowali świecę zapłonową za pomocą nieruchomych punktów materialnych znajdujących się w obszarze przez nią zajmowanym. Wartość współczynnika oporu (*drag coefficient*) tych punktów ustalona została na poziomie 1000 i dlatego tak modelowana świeca traktowana jest jako element powodujący zaburzenie przepływu w jej bezpośrednim sąsiedztwie. W zaproponowanym modelu zapłonu o nazwie DPIK (Discrete Particie Ignition Kernel), autorzy zakładają sferyczne jądro płomienia o początkowej średnicy 0,5 mm oraz, podobnie jak w modelu świecy zapłonowej, wykorzystują metodę bazującą na rozprzestrzeniających się promieniowo punktach materialnych (*particie markers*), co eliminuje konieczność stosowanie siatki obliczeniowej o bardzo małych wymiarach poszczególnych elementów (Rys. 46).



Rys. 46. Model Discrete Particie Ignition Kernel

W 2001 roku opublikowano pracę Duclosa i Colina [26] opisującą rozbudowany model *AKTIM* (*Arc and Kernel Tracking Ignition Model*), składający się z czterech podmodeli: podmodelu obwodu elektrycznego (odpowiada za określenie wartości energii elektrycznej przekazanej z układu zapłonowego), wyładowania iskrowego (wyznacza wartość napięcia między elektrodami), jądra płomienia (przekazywanie energii do mieszanki) oraz świecy zapłonowej (określenie wartości strat ciepła i zaburzenia przepływu wywołanego geometrią świecy zapłonowej). Z uwagi na czas trwania poszczególnych faz wyładowania iskrowego, przedstawiony w pracy model uwzględnia jedynie trzecią, najdłuższą fazę wyładowania, czyli fazę jarzeniową. Model wyładowania wykorzystuje metodę bazującą na opisie łuku elektrycznego za pomocą punktów materialnych rozprzestrzeniających się z uwzględnieniem parametrów przepływowych mieszanki w pobliżu świecy zapłonowej. Model ten uwzględnia również efekt zrywania łuku elektrycznego (wyładowanie wielokrotne). Metoda modelowania jądra płomienia oraz świecy zapłonowej jest zbliżona do metody wykorzystanej w przedstawionym wcześniej modelu DPIK, co eliminuje konieczność stosowania siatki obliczeniowej o bardzo małych wymiarach poszczególnych elementów. Według autorów, opracowany model cechuje dobra zgodność z wynikami badań eksperymentalnych i stanowi on dobrą bazę do przyszłego rozwoju.

Tan oraz Reitz [108] do opisu rozwoju frontu płomienia w trakcie zapłonu zastosowali model termodynamiczny również bazujący na punktach materialnych rozprzestrzeniających się z uwzględnieniem parametrów przepływowych mieszanki w pobliżu świecy zapłonowej (model DPIK). Autorzy wprowadzili następujące założenia:

- obliczenia rozpoczynają się po fazie przebiccia,
- jądro zapłonu jest sferą o promieniu wynoszącym 0,5 mm,
- front płomienia w jądrze zapłonu jest płaszczyzną oddzielającą część spaloną i niespaloną,
- brak wymiany ciepła pomiędzy powierzchnią jądra zapłonu i niespaloną mieszanką,
- ciśnienie na zewnątrz i wewnątrz jądra jest stałe,
- temperatura wewnątrz jądra jest stała.

6.2.3. Standardowy i rozszerzony model zapłonu

W programie KIVA, standardowy model zapłonu, a ściślej mówiąc wyładowania iskrowego inicjującego zapłon, realizowany jest przez wydzielanie dodatkowej energii w obszarze, będącym grupą komórek lub jedną komórką siatki [99], [[20]. Obszar ów, definiuje modelujący w pliku wejściowym *itape5*, poprzez podanie współrzędnych (*xignl1*, *xignr1*, *yignf1*, *yignd1*, *zignb1*, *zignent1*) prostopadłościanu, wewnątrz którego zawierać się mają wspomniane wcześniej komórki siatki. Istnieje możliwość określenia dwóch, niezależnych punktów inicjacji zapłonu.

Metoda ta prowadzi może do uzyskania mało dokładnych wyników modelowania procesu spalania zainicjowanego tak zdefiniowanym regionem inicjacji zapłonu, gdyż użytkownik, może przeszacować lub niedoszacować wymiary tego obszaru, a dokumentacja programu KIVA (poza przykładowymi plikami wejściowymi) nie zawiera bliższych informacji na temat definiowania wymiarów omawianego obszaru [21].

Ponadto, podczas definiowania wspomnianych współrzędnych, należy zwrócić szczególną uwagę na wielkość i położenie komórek siatki, ponieważ nieuwzględnienie tego aspektu, prowadzi może do otrzymania całkowicie błędnych wyników modelowania, z uwagi na brak warunków niezbędnych do inicjacji spalania.

Przed rozpoczęciem obliczeń, użytkownik musi określić ramy czasowe wyładowania iskrowego inicjującego zapłon poprzez podanie chwili początku i czasu trwania tegoż wyładowania. Wielkości te definiowane są również w pliku wejściowym *itape5* w kątach obrotu wału korbowego (*ca1ign*, *cadign*) lub na podstawie czasu obliczeń podawanego w *ms* (*t1ign*, *tdign*). Drugi wariant przydatny jest do modelowania spalania w komorach o stałej objętości.

W trakcie trwania hipotetycznego wyładowania iskrowego, energia wewnętrzna komórek zawierających się w omówionym wcześniej obszarze, zostaje z każdym krokiem czasowym zwiększona o współczynnik $1.0 + XIGNIT \cdot DT$, gdzie parametr *XIGNIT* reprezentuje energię, a *DT* krok czasowy obliczeń. Po osiągnięciu temperatury 1600 K, proces dostarczania energii jest przerywany, gdyż zakłada się, że front płomienia posiada energię wystarczającą do podtrzymania jego samoistnego rozprzestrzeniania i nie jest wymagane dostarczanie dodatkowej energii.

Podejście takie stanowi pewne uproszczenie, gdyż w rzeczywistym układzie zapłonowym takie zjawisko nie występuje.

Standardowy model wyładowania iskrowego inicjującego zapłon zaimplementowany w programie zawiera więc szereg uproszczeń i dlatego celem jest jego modyfikacja polegająca na opracowaniu modelu, w większym stopniu uwzględniającego zjawiska fizyczne zachodzące w silniku ZI podczas tego procesu.

Dlatego też opracowano rozszerzony model, uwzględniający ciśnienie i prędkość przepływu mieszanki między elektrodami świecy zapłonowej oraz omówiony w rozdziale 2 efekt zrywania wyładowania iskrowego.

Model rozszerzony oblicza obszar, do którego dostarczana jest energia w trakcie trwania wyładowania (tor wyładowania iskrowego), na podstawie geometrii elektrod (dane wprowadzane przez użytkownika) oraz wartości ciśnienia i parametrów przepływowych mieszanki pomiędzy elektrodami świecy zapłonowej w kroku czasowym poprzedzającym początek hipotetycznego wyładowania iskrowego.

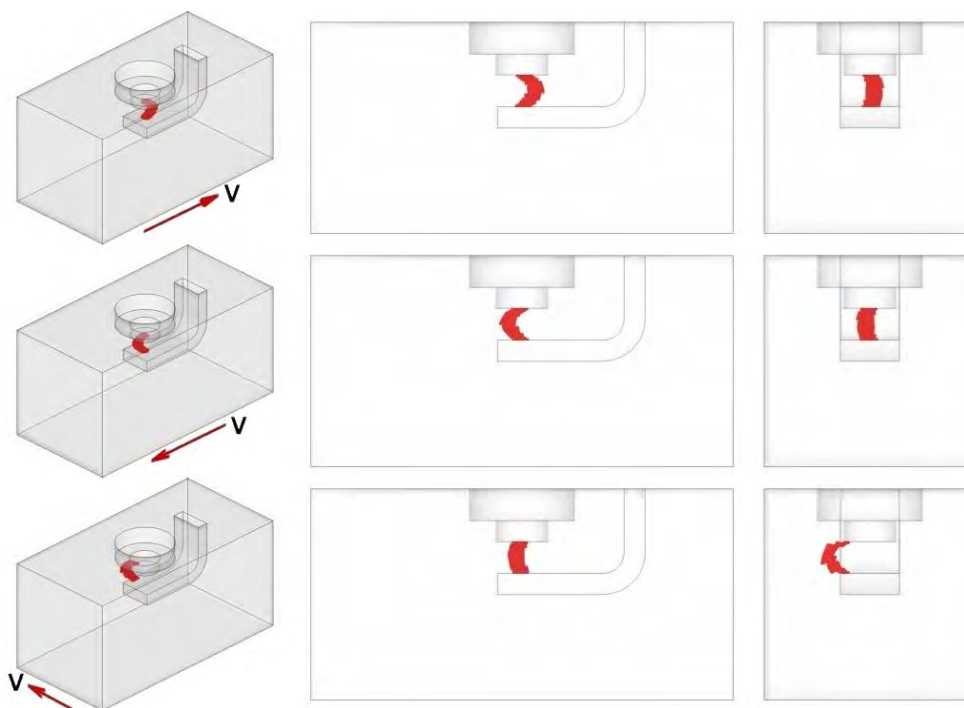
Kalkulacje te wykonywane są na podstawie przedstawionych w rozdziale 6.1 charakterystyk, otrzymanych w wyniku analizy danych eksperymentalnych dotyczących rejestracji optycznej wyładowania iskrowego w komorze ciśnieniowej przy założeniu, że kształt łuku elektrycznego od chwili przebicia do chwili wystąpienia emisji promieniowania elektromagnetycznego o długości fali z zakresu od 400 nm do 700 nm (pasmo widzialne) nie ulega istotnym zmianom.

Występujące w modelu standardowym niebezpieczeństwo błędnego zdefiniowania obszaru inicjacji zapłonu, jest więc w modelu rozszerzonym wyeliminowane.

Porównanie obszarów wyładowania iskrowego w komorze spalania o stałej objętości (szerzej opisanej w rozdziale 7.1), generowanych przez model standardowy (Rys. 47) i rozszerzony (Rys. 48), dla różnych zwrotów i kierunków wektora lokalnej prędkości przepływu mieszanki w pobliżu elektrod świecy zapłonowej, uwidacznia omówioną powyżej różnicę w ich działaniu.

Kolejna różnica pomiędzy analizowanymi modelami polega na sposobie wydzielania energii. Model rozszerzony wykorzystuje zależność przedstawioną na Rys. 43, i w konsekwencji (w przeciwieństwie do modelu standardowego) uwzględnia zjawisko zrywania wyładowania iskrowego spowodowanego zbyt intensywnym przepływem mieszanki pomiędzy elektrodami świecy zapłonowej.

Realizowane jest to poprzez przerwanie procesu zwiększania energii wewnętrznej komórek znajdujących się we wcześniej obliczonym obszarze wyładowania iskrowego w chwili wynikającej z opracowanego równania empirycznego $l/n(w) = A + B \cdot w + C \cdot w^2 + D \cdot w^3$ (Rys. 43 i Tabela 6). Czas trwania hipotetycznego wyładowania



Rys. 48. Obszar hipotetycznego wyładowania iskrowego generowany przez rozszerzony model dla różnych zwrotów lokalnej prędkości przepływu mieszanki

Opracowany model, w odróżnieniu od modelu standardowego, uwzględnia ciśnienie i prędkość przepływu mieszanki oraz efekt zrywania wyładowania i dlatego wyniki uzyskane podczas modelowania z wykorzystaniem rozszerzonego modelu są bardziej wiarygodne i (co wykazano w dalszej części pracy) bliższe wartościom rzeczywistym w porównaniu do modelu standardowego.

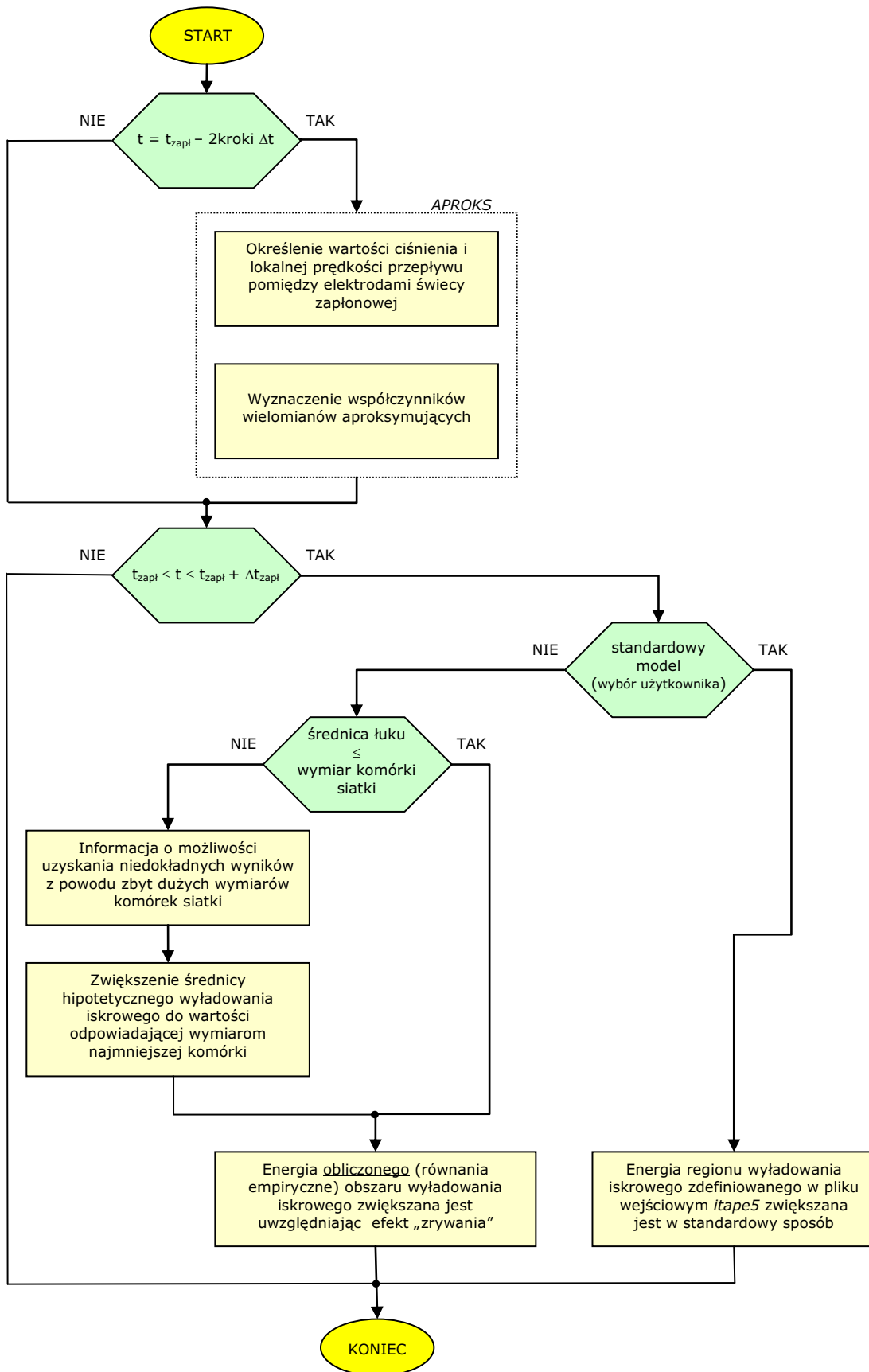
Model rozszerzony w chwili poprzedzającej początek wyładowania iskrowego o dwa kroki czasowe wywołuje procedurę *aprox* w celu określenia warunków początkowych (ciśnienie i wartość lokalnej prędkości przepływu mieszanki) panujących między elektrodami świecy zapłonowej (Rys. 49). Następnie na podstawie tych danych wyznaczane są współczynniki równań empirycznych określających wartości charakterystycznych parametrów łuku elektrycznego (Tabela 2 w rozdziale 5.3). Kolejnym zadaniem modelu jest wyznaczenie toru i średnicy łuku elektrycznego pomiędzy elektrodami świecy zapłonowej. Jeśli siatka geometryczna opisująca komorę spalania zbudowana jest z komórek o wymiarach większych niż obliczona średnica łuku elektrycznego, użytkownik informowany jest o konieczności zagęszczenia siatki w celu uzyskania bardziej wiarygodnych wyników obliczeń, a średnica łuku elektrycznego ustalana jest na wartość odpowiadającą wymiarom komórek siatki w obszarze pomiędzy elektrodami świecy zapłonowej. W chwili zapłonu model odpowiada za dostarczanie energii do komórek znajdujących się we wcześniej obliczonym obszarze wyładowania w przypadku rozszerzonego modelu zapłonu lub do obszaru zdefiniowanego w pliku wejściowym *itape5* w przypadku standardowego modelu zapłonu.

Syntetyczne porównanie cech i stopnia zaawansowania obu analizowanych w pracy modeli wyładowania iskrowego inicjującego zapłon zawarto w Tabeli 8.

Tabela 8. Porównanie cech standardowego i rozszerzonego modelu wyładowania iskrowego

	Standardowy model	Rozszerzony model
Wpływ pola prędkości między elektrodami świecy zapłonowej na geometrię łuku elektrycznego	✗	✓
Wpływ ciśnienia w komorze spalania na geometrię łuku elektrycznego	✗	✓
Wpływ kształtu elektrod świecy zapłonowej na geometrię łuku elektrycznego	✗	✓
Zrywanie łuku elektrycznego spowodowane zbyt intensywnym przepływem pomiędzy elektrodami	✗	✓
Pełzanie łuku elektrycznego po powierzchni elektrod świecy zapłonowej	✗	✓
Unoszenie łuku elektrycznego	✗	✓
Analiza wymiarów komórek siatki opisującej domenę obliczeniową	✗	✓
Zmiana średnicy łuku elektrycznego przy zbyt dużych wymiarach komórek siatki oraz informacja o konieczności jej zagęszczenia	✗	✓
Dysproporcje w wartościach energii wydzielonej w trakcie trwania kolejnych faz rzeczywistego wy-	✗	✗
Zjawiska elektrodynamiczne	✗	✗

✗ - model nie uwzględnia, ✓ - model uwzględnia



Rys. 49. Uproszczony schemat blokowy działania modelu rozszerzonego

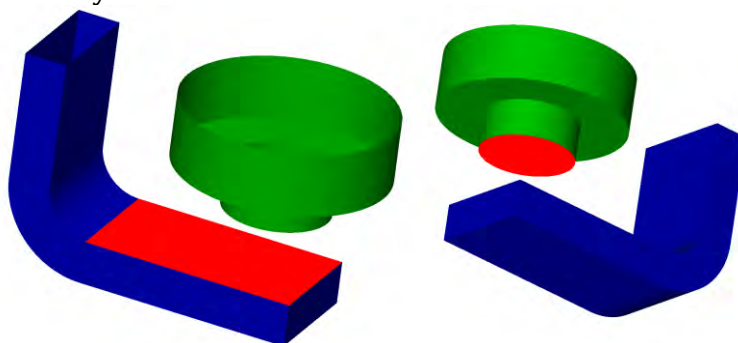
6.2.4. Implementacja modelu rozszerzonego do kodu programu

W celu zaimplementowania opracowanego w ramach pracy modelu zapłonu do kodu źródłowego programu KIVA-3V, każda procedura programu zapisana została w oddzielnym pliku, co bardzo istotnie wpłynęło na efektywność kompilacji, gdyż dotyczyła ona tylko aktualnie modyfikowanej procedury, a nie całego kodu programu. Kompilacja przeprowadzana była na 64-bitowym komputerze SUN z systemem operacyjnym Solaris z wykorzystaniem programu WorkShop i kompilatora f77.

Standardowo kod odpowiedzialny za realizowanie zapłonu w programie KIVA-3V znajduje się na końcu procedury chem. Dla potrzeb pracy został on usunięty z procedury chem i zapisany jako procedura ignition.

W dodatkowym pliku wejściowym itape0 określone są parametry pozwalające na wybór standardowego bądź rozszerzonego modelu zapłonu zastosowanego w trakcie obliczeń oraz wybór wielkości fizycznych zapisywanych do plików wyjściowych plotgmv*. Jednak najistotniejsze dane wejściowe definiowane w tym pliku, dotyczą wymiarów powierzchni elektrod świecy zapłonowej zaznaczonych na Rys. 50 kolorem czerwonym. Są to powierzchnie, z których rozwija się łuk elektryczny w trakcie trwania modelowanego wyładowania iskrowego.

Zdefiniowanie owych wymiarów jest konieczne w celu poprawnego obliczenia toru wyładowania iskrowego, gdyż opracowany model może być stosowany zarówno w przypadku, gdy w siatce geometrycznej opisującej komorę spalania uwzględniona jest świeca zapłonowa jak również w przypadku, w którym użytkownik nie uwzględnił tego aspektu podczas budowy siatki.



Rys. 50. Przykład definiowanych w pliku wejściowym itape0 powierzchni elektrod świecy zapłonowej (zaznaczone na czerwono)

Oprócz głównej modyfikacji programu polegającej na implementacji rozszerzonego modelu zapłonu, dokonano również szeregu innych zmian takich jak:

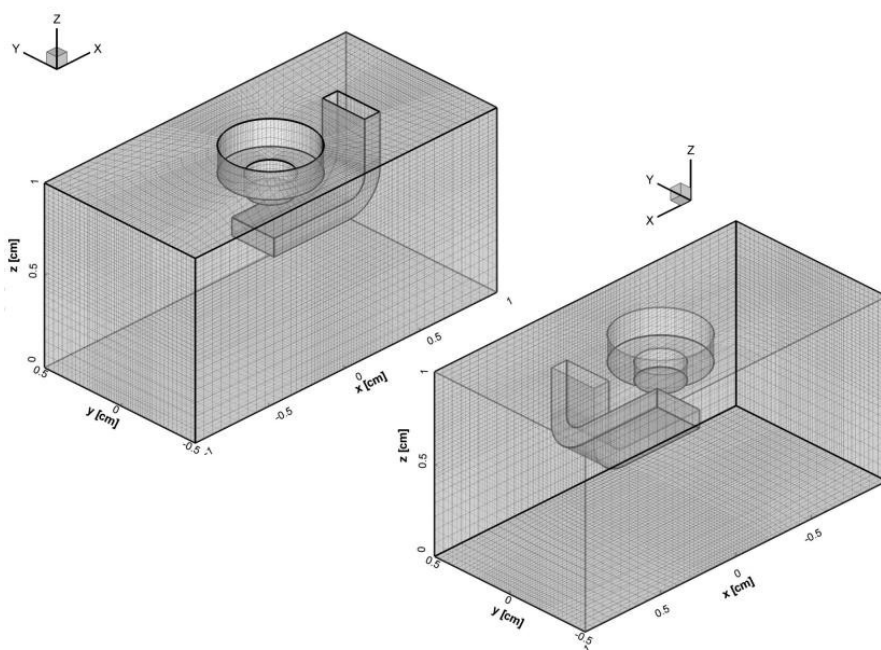
- zwiększenie liczby możliwych punktów zapłonu z dwóch do dziesięciu z możliwością zastosowania standardowego lub rozszerzonego modelu zapłonu [55], [57], [58],
- dodanie opcjonalnego zapisu do pliku wyjściowego *plotgmv* poniższych wielkości:
 - kinetyczna energia turbulencji,
 - skala turbulencji,
 - współczynnik ekwiwalencji,
 - udział spalonego ładunku,
 - koncentracja związków chemicznych takich jak: O₂, N₂, CO₂, H₂O, H, H₂, O, N, OH, CO, NO, C,
- możliwość wyłączenia zapisu pliku wyjściowego *otape9*,

- zmiana sposobu numerowania plików wyjściowych *plotgm.v.** umożliwiającą zapisanie większej liczby plików podczas obliczeń,
- zmiana sposobu zapisu czasu w plikach wyjściowych,
- modyfikacja pozwalająca czytać plik *itape0* zawierający dodatkowe dane wejściowe.

7. MODELOWANIE SPALANIA W KOMORZE O STAŁEJ OBJĘTOŚCI

7.1. Domena obliczeniowa

Geometria domeny obliczeniowej w programie KIVA-3V nie jest opisywana przez jeden blok komórek lecz poprzez większą liczbę bloków połączonych ze sobą w jednolity sposób z zastosowaniem odpowiednich warunków brzegowych deklarowanych na każdej z sześciu ścianek bloku. Każdy blok z kolei zbudowany jest z sześciennych komórek o wspólnych wierzchołkach (siatka strukturalna). Taka budowa siatki wprowadza szereg ograniczeń w trakcie jej projektowania. Ponadto kod programu niestety nie jest w stanie poprawnie pracować przy zbyt małych wymiarach komórek, gdyż zastosowany algorytm oraz precyzja zapisu liczb okazują się być nieprzystosowane do takich zadań. To wszystko sprawia, że budowa siatki geometrycznej w sposób szczegółowy opisującej złożoną geometrię staje się bardzo skomplikowana, a czasami nawet niemożliwa.



Rys. 51. Siatka opisująca geometrię domeny obliczeniowej odpowiadającej komorze spalania o stałej objętości

W celu porównania wyników modelowania procesu rozprzestrzeniania się frontu płomienia z wykorzystaniem standardowego i rozszerzonego modelu zapłonu przygotowana została siatka opisująca geometrię domeny obliczeniowej będącej wycinkiem komory spalania o stałej objętości wraz ze świecą zapłonową (Rys. 51). Siatka ta zbudowana jest z 91605 komórek i 221 bloków.

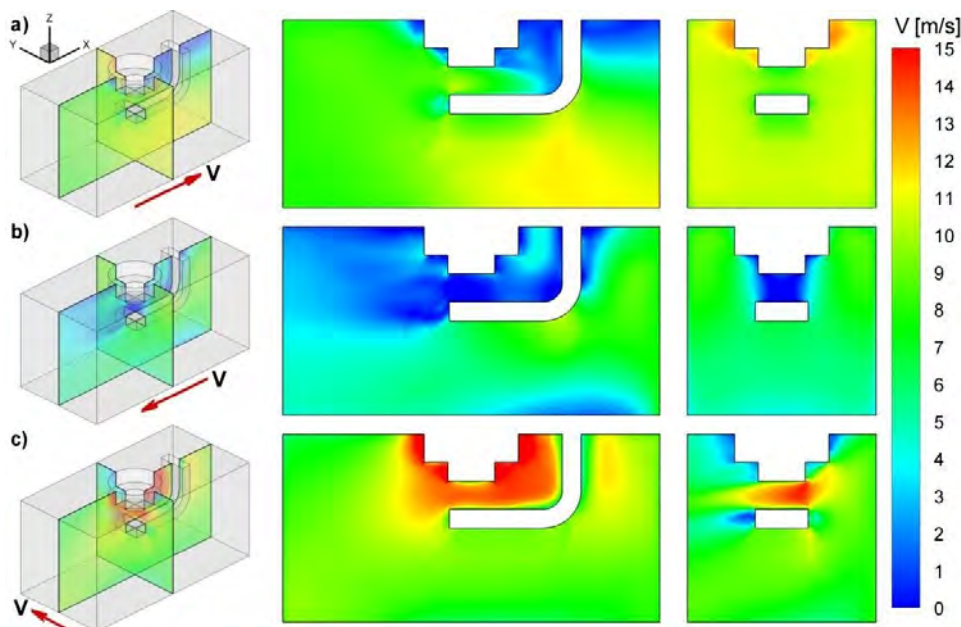
7.2. Warunki początkowe i brzegowe

Jako warunki początkowe zadeklarowane zostały temperatura i ciśnienie w komorze, odpowiadające temperaturze i ciśnieniu w silniku badawczym (opisany w rozdziale 8.1.1) w chwili wyładowania iskrowego. Warunki brzegowe zdefiniowane zostały jako

powierzchnie, przez które do objętości komory napływa i wypływa mieszanka z zadaną prędkością. Prędkość przepływu na brzegach domeny obliczeniowej określona została na poziomie 8 m/s , gdyż taka wartość wyznaczona została w pracy [116] przy pomocy sondy termoanemometrycznej umieszczonej w gnieździe świecy zapłonowej.

W chwili startu obliczeń założono jednolite pole prędkości w całej komorze jednak kształt świecy zapłonowej wprowadza zakłócenie. Po zaniknięciu stanów przejściowych spowodowanych zakłóceniem od kształtu elektrod [19], co trwa 1 ms licząc od chwili startu obliczeń, pole prędkości stabilizuje się, a średnia wartość wypadkowej prędkości przepływu w komorze o stałej objętości w zależności od usytuowania elektrody masowej względem kierunku natarcia mieszanki wynosi:

- $7,3 \text{ m/s}$ - mieszanka napływa w płaszczyźnie YZ zgodnie ze zwrotem osi X (Rys. 52 a),
- $6,9 \text{ m/s}$ - mieszanka napływa w płaszczyźnie YZ przeciwnie do zwrotu osi X (Rys. 52 b),
- $11,8 \text{ m/s}$ - mieszanka napływa w płaszczyźnie XZ zgodnie ze zwrotem osi Y (Rys. 52 c).
-



Rys. 52. Rozkład wartości wypadkowej, lokalnej prędkości przepływu dla różnych kierunków napływu mieszanki w komorze o stałej objętości

7.3. Wyniki modelowania spalania w komorze o stałej objętości

Modelowanie procesu spalania w komorze o stałej objętości przeprowadzono dla czterech wartości współczynnika nadmiaru powietrza, zmiennego w granicach od 1,2 do 1,8 z krokiem co 0,2 przy trzech różnych konfiguracjach zwrotów i kierunków wektora prędkości mieszanki zadeklarowanego jako warunek brzegowy (rozdział 7.2) oraz dla standardowego i rozszerzonego modelu wyładowania iskrowego inicjującego zapłon.

Na podstawie wyników badań silnikowych (rozdział 8.1.3) oraz literatury [117] określone zostały dane wejściowe do modelowania. Były to następujące wielkości: temperatura w chwili początku wyładowania iskrowego wynosząca 600 K , ciśnienie wynoszące $1,3 \text{ MPa}$ oraz czas trwania wyładowania wynoszący $0,9 \text{ ms}$, co odpowiada $5,4^\circ \text{OWK}$ silnika pracującego z prędkością obrotową 1000 obr/min . Pozostałe parametry wejściowe,

takie jak skład paliwa i współczynniki reakcji spalania, określone zostały na podstawie danych zawartych w przykładowych plikach wejściowych programu KIVA-3V.

Wpływ składu mieszanki na wartości powyższych warunków początkowych nie został uwzględniony, gdyż w identyczny sposób oddziałuje na wyniki uzyskane z wykorzystaniem obu modeli wyładowania iskrowego i w konsekwencji, uwzględnienie tego aspektu w porównania wyników otrzymanych z wykorzystaniem analizowanych modeli nie było konieczne.

Dane dotyczące parametrów wyładowania iskrowego, niezbędne do zadeklarowania w przypadku standardowego modelu, również określone zostały na podstawie danych zawartych w przykładowych plikach wejściowych oraz na podstawie literatury [43], [55], [60]. Natomiast w przypadku rozszerzonego modelu zadeklarowano w pliku wejściowym *itape0* dane dotyczące geometrii świecy zapłonowej.

Wyniki badań numerycznych przeprowadzonych z wykorzystaniem standardowego i rozszerzonego modelu przedstawione zostały w pracy jako przestrzenne rozkłady temperatury w analizowanej domenie obliczeniowej dla każdej badanej wartości współczynnika nadmiaru powietrza oraz dla różnych zwrotów prędkości mieszanki po czasie 1 ms od rozpoczęcia wyładowania iskrowego. Dane te zobrazowano jako powierzchnie o temperaturach wynoszących 800 K, 1700 K i 2200 K (zaznaczone odpowiednimi kolorami w przestrzeni domeny obliczeniowej). Wyniki obliczeń przedstawiono ponadto w formie przekrojów przecinających domenę obliczeniową w płaszczyznach XZ i YZ i przechodzących dokładnie przez jej środek. Na przekrojach tych wartości temperatury również zaznaczono przy pomocy odpowiedniego koloru.

Współczynnik nadmiaru powietrza równy 1,2

Zastosowanie rozszerzonego modelu zaowocowało szybszą propagację frontu płomienia w analizowanej objętości, w porównaniu do modelu standardowego, dla wektora prędkości mieszanki zgodnego z osią X i zdecydowanie szybszą dla wektora prędkości mieszanki przeciwnego do osi X. W przypadku wektora prędkości mieszanki skierowanego zgodnie z osią Y szybkość propagacji frontu płomienia uzyskana w trakcie modelowania z wykorzystaniem opracowanego modelu, okazała się wolniejsza w odniesieniu do modelu standardowego, co przedstawiono na Rys. 53 i Rys. 54.

Współczynnik nadmiaru powietrza równy 1,4

Przedstawione na Rys. 56 obliczenia dla współczynnika nadmiaru powietrza wynoszącego 1,4 z zastosowaniem rozszerzonego modelu, wykazały szybszą propagację frontu płomienia w analizowanej objętości, w porównaniu do modelu standardowego (Rys. 55), dla wektora prędkości mieszanki przeciwnego do osi X oraz wolniejszą dla wektora prędkości mieszanki skierowanego zgodnie z osią Y.

Dla wektora prędkości mieszanki skierowanego zgodnie z osią X szybkość propagacji frontu płomienia uzyskana w trakcie modelowania z wykorzystaniem obu analizowanych modeli okazała się porównywalna.

Współczynnik nadmiaru powietrza równy 1,6

Zastosowanie rozszerzonego modelu do obliczeń dla współczynnika nadmiaru powietrza wynoszącego 1,6 (Rys. 58) wykazało szybszą propagację frontu płomienia w analizowanej objętości, w porównaniu do modelu standardowego (Rys. 57), dla wektora prędkości mieszanki przeciwnego do osi X.

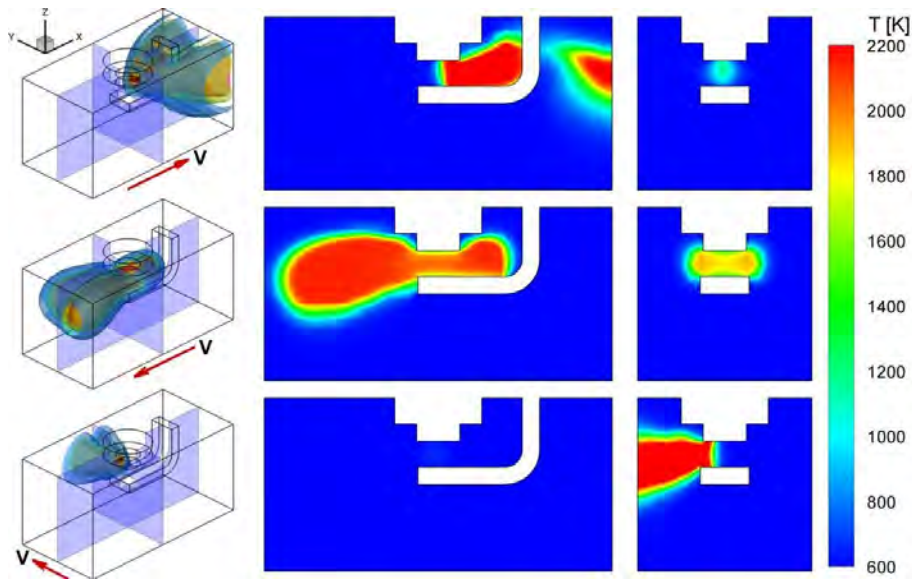
W przypadku wektora prędkości mieszanki skierowanego zgodnie z osią X szybkość propagacji frontu płomienia uzyskana w trakcie modelowania z wykorzystaniem obu analizowanych modeli okazała się porównywalna.

Dla wektora prędkości mieszanki skierowanego zgodnie z osią Y szybkość propagacji frontu płomienia uzyskana w trakcie modelowania z wykorzystaniem opracowanego modelu zapłonu była mniejsza w odniesieniu do modelu standardowego.

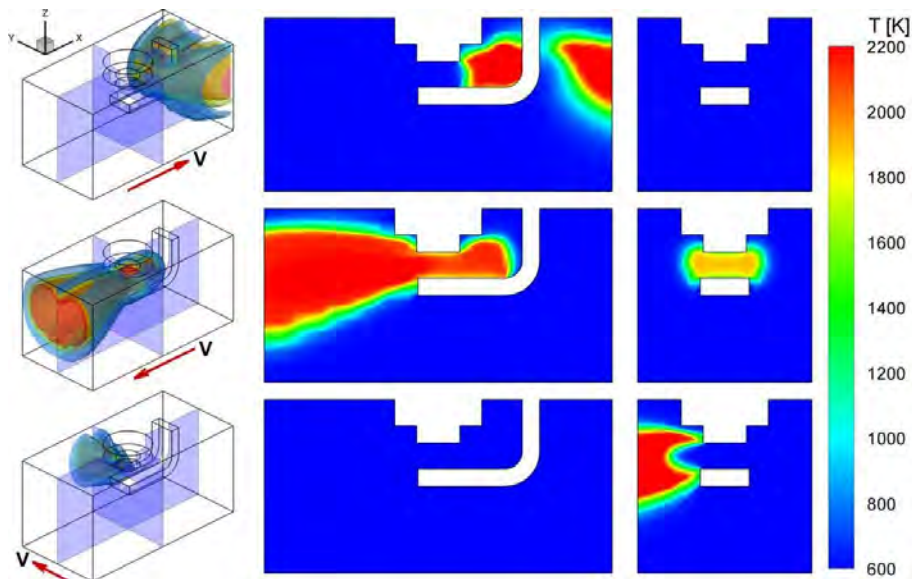
Współczynnik nadmiaru powietrza równy 1,8

Wykorzystanie rozszerzonego modelu zaowocowało szybszą propagacją frontu płomienia w analizowanej objętości, w porównaniu do modelu standardowego, dla wektora prędkości mieszanki zgodnego z osią X i przeciwnego do osi X.

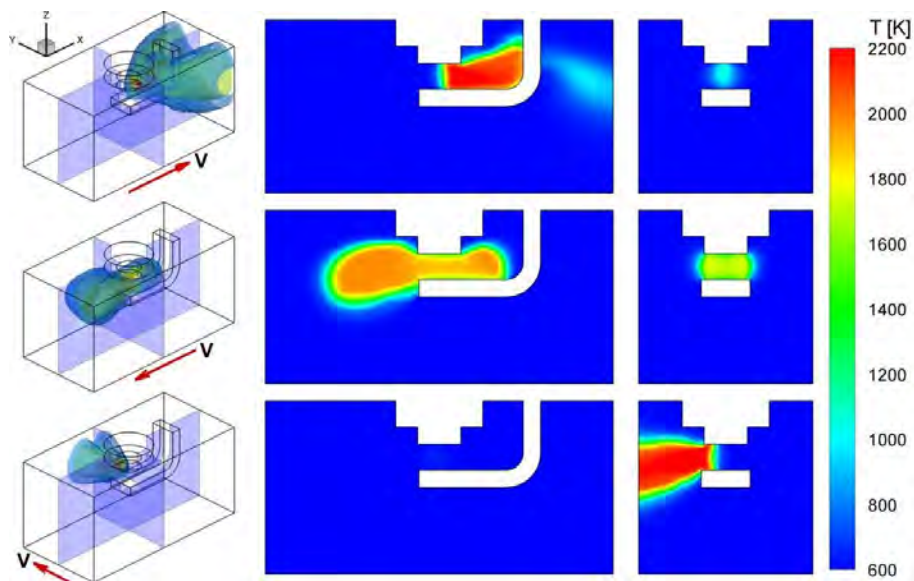
W przypadku wektora prędkości mieszanki skierowanego zgodnie z osią Y szybkość propagacji frontu płomienia uzyskana w trakcie modelowania z wykorzystaniem rozszerzonego modelu zapłonu okazała się wolniejsza w porównaniu z wynikami obliczeń przeprowadzonych z wykorzystaniem modelu standardowego, co zilustrowano na Rys. 59 i Rys. 60.



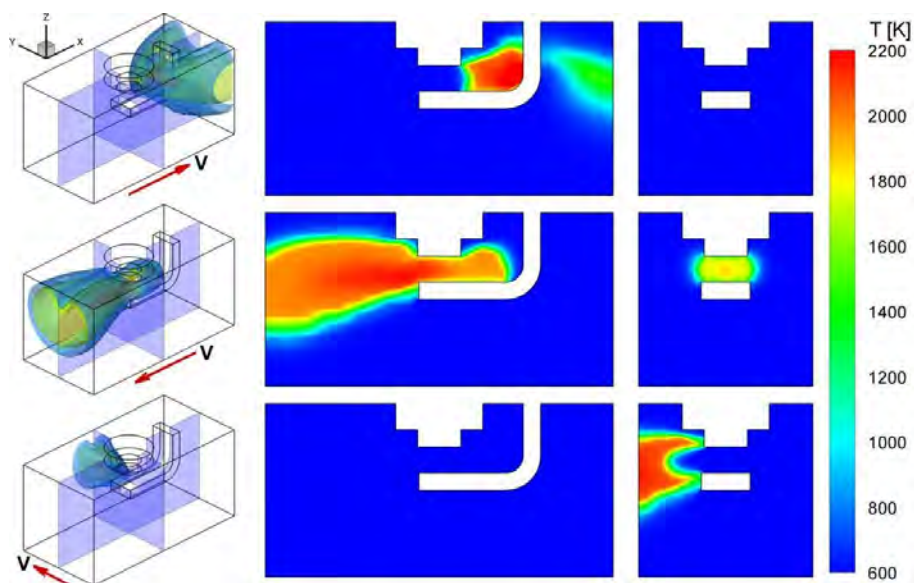
Rys. 53. Przestrzenny rozkład temperatury w domenie obliczeniowej dla $\lambda=1,2$ (standardowy model)



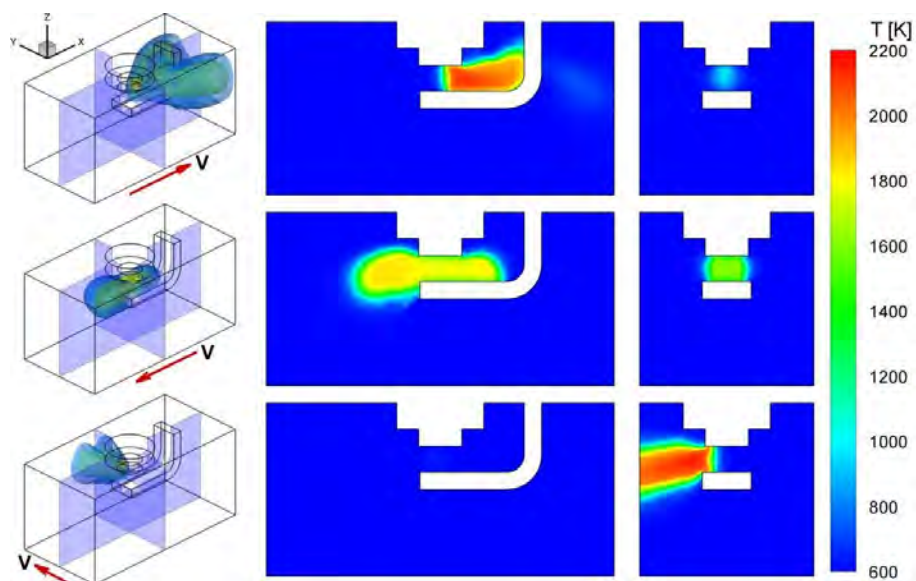
Rys. 54. Przestrzenny rozkład temperatury w domenie obliczeniowej dla $\lambda=1,2$ (rozszerzony model)



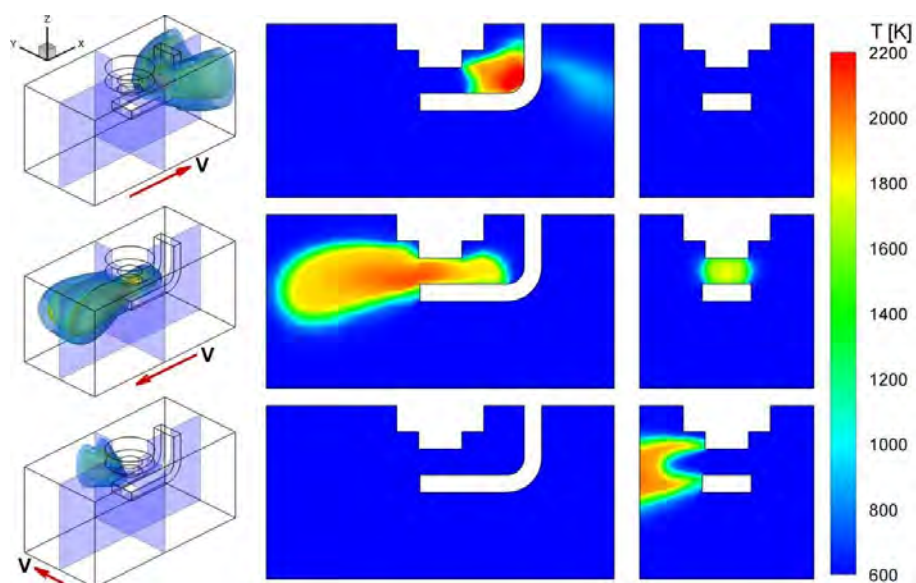
Rys. 55. Przestrzenny rozkład temperatury w domenie obliczeniowej dla $\lambda=1,4$ (standardowy model)



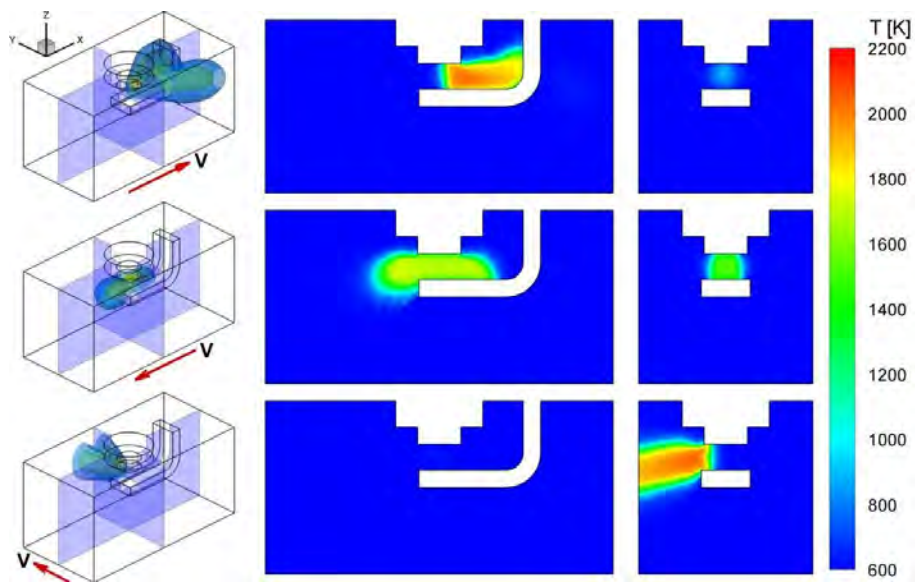
Rys. 56. Przestrzenny rozkład temperatury w domenie obliczeniowej dla $\lambda=1,4$ (rozszerzony model)



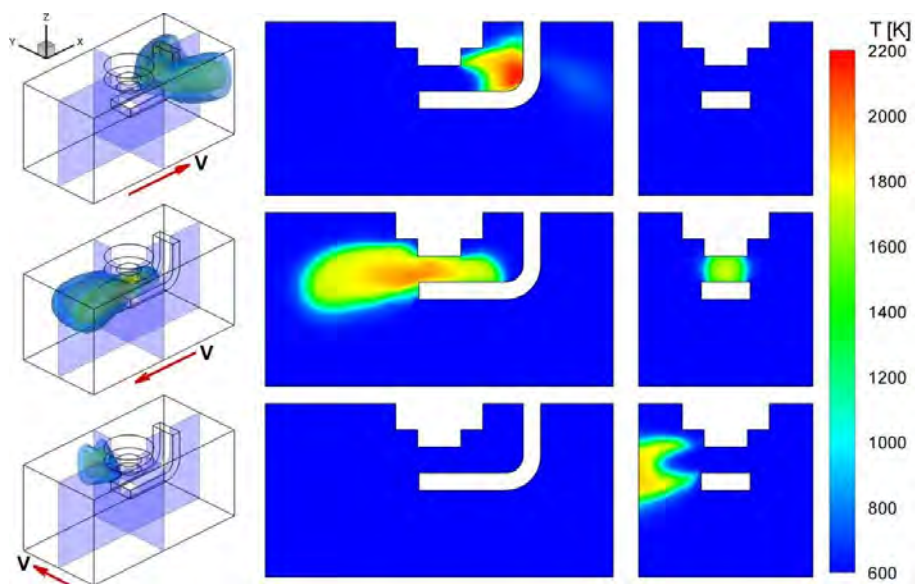
Rys. 57. Przestrzenny rozkład temperatury w domenie obliczeniowej dla $\lambda=1,6$ (standardowy model)



Rys. 58. Przestrzenny rozkład temperatury w domenie obliczeniowej dla $\lambda=1,6$ (rozszerzony model)



Rys. 59. Przestrzenny rozkład temperatury w domenie obliczeniowej dla $\lambda=1,8$ (standardowy model)



Rys. 60. Przestrzenny rozkład temperatury w domenie obliczeniowej dla $\lambda=1,8$ (rozszerzony model)

7.4. Podsumowanie modelowania spalania w komorze o stałej objętości

Przeprowadzone badania numeryczne wykazały, że położenie elektrody masowej świecy zapłonowej względem wypadkowej prędkości przepływu mieszanki odgrywa istotną rolę w procesie rozwoju i propagacji wczesnego frontu płomienia.

W wyniku oddziaływania geometrii świecy zapłonowej w przestrzeni pomiędzy jej elektrodami, średnia wartość wypadkowej, lokalnej prędkości przepływu, w zależności od usytuowania elektrody masowej względem kierunku natarcia mieszanki, wynosiła od 86% do 147% wartości prędkości przepływu dla komory bez świecy zapłonowej.

W celu uzyskania wiarygodnych wyników badań numerycznych cyklu pracy silnika tłokowego należy uwzględnić geometrię świecy zapłonowej w trakcie budowy siatki geometrycznej komory spalania, ponieważ jej wpływ na przebieg rozwoju płomienia i na wyniki badań numerycznych ma istotne znaczenie.

Celowym jest również podjęcie próby wyznaczenia zależności pomiędzy lokalizacją i ustawieniem świecy zapłonowej względem kierunku przepływu mieszanki, gdyż czynniki te bezpośrednio wpływają na rozprzestrzenianie się jądra płomienia w komorze spalania.

Jak widać z przeprowadzonych badań numerycznych, wyniki modelowania procesu spalania w komorze o stałej objętości przeprowadzonego dla trzech zwrotów wektora prędkości mieszanki oraz dla czterech wartości współczynnika nadmiaru powietrza wykazały istotne różnice pomiędzy analizowanymi modelami.

Zastosowanie rozszerzonego modelu zaowocowało zmianą szybkości propagacji frontu płomienia w analizowanej objętości w porównaniu do modelu standardowego. Wynika to z faktu, że model opracowany w ramach pracy uwzględnia więcej parametrów w porównaniu do modelu standardowego i dlatego wyniki uzyskane podczas modelowania z wykorzystaniem rozszerzonego modelu są bardziej wiarygodne i (co wykazano w rozdziale 8.4) bliższe wartościom rzeczywistym.

W przypadku standardowego modelu nieodpowiedni dobór parametrów wejściowych dotyczących wyładowania iskrowego, może doprowadzić do bardzo istotnych różnic w wynikach symulacji, co nie może mieć miejsca w przypadku rozszerzonego modelu, który w/w parametry wyznacza na podstawie aktualnych wartości ciśnienia i prędkości mieszanki oraz wymiarów elektrod świecy zapłonowej (koniecznym jest jedynie wcześniejsze zadeklarowanie tych ostatnich).

8. PORÓWNANIE WYNIKÓW BADAŃ NUMERYCZNYCH I SILNIKOWYCH

8.1. Badania silnikowe

8.1.1. *Obiekt badań*

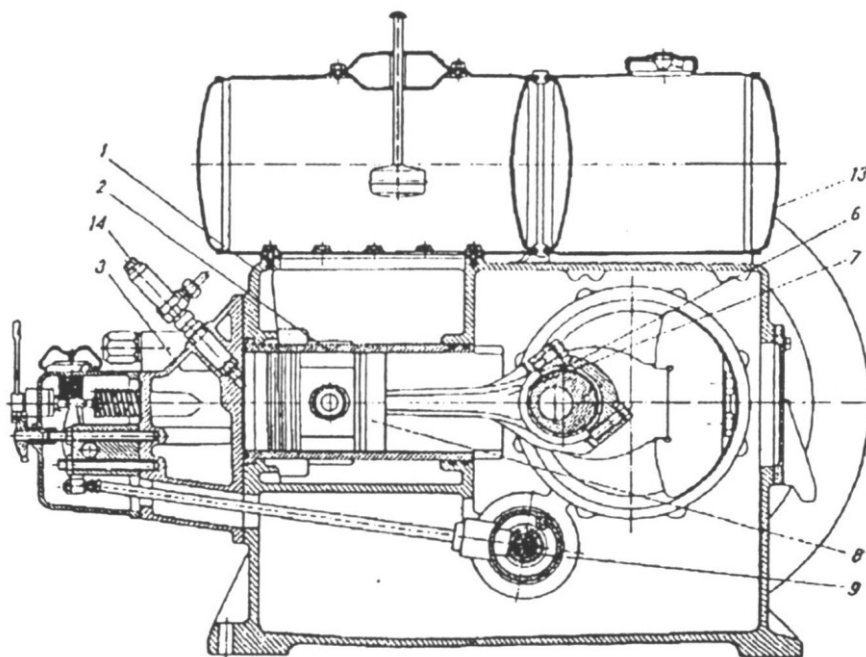
Silnik badawczy [60], [125] powstał na bazie seryjnego silnika S320ER, wyprodukowanego przez Andrychowską Wytwórnę Silników Wysokoprężnych ANDORIA. Jest to stacjonarna, wysokoprężna, czterosuwowa, wolnossąca, dwuzaworowa jednostka o poziomym układzie cylindra. Kadłub silnika wykonany z żeliwa stanowi jednolitą całość ze skrzynią korbową. W kadłubie osadzono mokrą tuleję cylindrową wykonaną z żeliwa. Głowicę cylindra, również wykonano z żeliwa i zaopatrzone w wymienne prowadnice zaworów i gniazda zaworowe. Tłok wykonano ze stopu aluminium z elipsoidalną komorą spalania. Czopy główne i korbowe wału hartowane powierzchniowo współpracują z panewkami wylanymi brązem ołowowym. Korbowód wykonano ze wzmocnionej stali węglowej, a w łeb korbowodu wprasowano tulejkę łożyskową z brązu fosforowego. Wałek rozrządu napędzany jest od wału korbowego za pomocą kół zębatych o zębach skośnych. Zawory z wysokogatunkowej stali stopowej zaopatrzone w dwie sprężyny o przeciwnych

zwojach. Wał korbowy, wałek rozrządu oraz dźwignie zaworów smarowane są pod ciśnieniem, natomiast tuleje oraz pozostałe elementy układu korbowego i rozrządu smarowane są rozbryzgowo podczas pracy silnika. System chłodzenia polega na odparowaniu wody oraz promieniowaniu ścian zbiornika wodnego osadzonego na kadłubie. Podstawowe parametry techniczne silnika S320ER przedstawia Tabela 9, natomiast jego schemat pokazany został na Rys. 61.

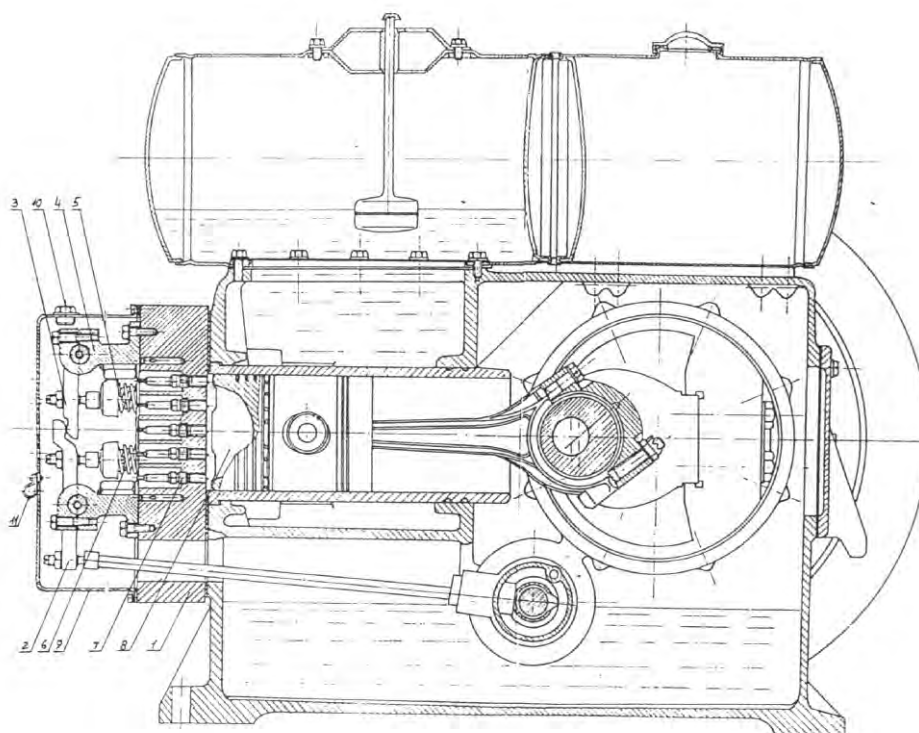
W ramach pracy [59] została zaprojektowana głowica, która pozwala zastosować cztery zawory (dwa ssące i dwa wydechowe) oraz do dziewięciu świec zapłonowych. Wykonano ją z jednolitej płyty stalowej o wymiarach 300x200x67 mm. Zastosowano nowe dźwignie zaworowe, pozwalające jednocześnie otwierać dwa zawory, a pozostałe elementy układu rozrządu, takie jak prowadnice i sprężyny pochodzą z seryjnego silnika trakcyjnego FSO 1500, natomiast same zawory z silnika ANDORIA – 1CA90. W celu optymalnego chłodzenia głowicy wykonano osiem wierconych kanałów wzdłużnych o średnicy 8 mm każdy i połączono je szeregiem otworów poprzecznych o średnicach od 4 do 10 mm. Schemat silnika badawczego z nową głowicą przedstawia Rys. 62. W tak zmienionym silniku wykonano półkulistą komorę spalania w tłoku w celu uzyskania stopnia sprężania wynoszącego 8,5.

Tabela 9. Podstawowe parametry techniczne silnika S320ER [125]

Typ silnika	wysokoprężny, czterosuwowy
Liczba cylindrów	1
Układ cylindra	poziomy
Średnica cylindra	120 mm
Skok tłoka	160 mm
Pojemność skokowa	1810 cm ³
Kąt otwarcia zaworu ssącego	697°OWK
Kąt zamknięcia zaworu ssącego	220°OWK
Kąt otwarcia zaworu wydechowego	494°OWK
Kąt zamknięcia zaworu wydechowego	17°OWK



Rys. 61. Schemat seryjnego silnika S320ER [125]:
1 - kadłub, 2 - tuleja cylindrowa, 3 - głowica, 6 - panewka korbowodu,
7 - korbowód, 8 - tłok, 9 - wał rozrządu, 13 - zbiornik paliwa, 14 - wtryskiwacz



Rys. 62. Silnik S320ER po modyfikacji [59]:
1 - głowica, 2 - dźwigenka zaworowa duża, 3 - dźwigenka zaworowa mała,
4 - wspornik osi, 5 - sprężyna zewnętrzna, 6 - sprężyna wewnętrzna,
7 - świeca zapłonowa, 8 - tłok, 9 - osłona, 10 - korek wlewu oleju,
11 - uchwyt przewodu wysokiego napięcia

Silnik sprzęgnięto z asynchronicznym silnikiem elektrycznym 2Sf 200L6/4A firmy CELMA, który podczas obciążenia pracował jako generator napięcia z prędkością nad-synchroniczną, co pozwoliło na pracę silnika spalinowego ze stałą prędkością obrotową wynoszącą 1000 obr/min.

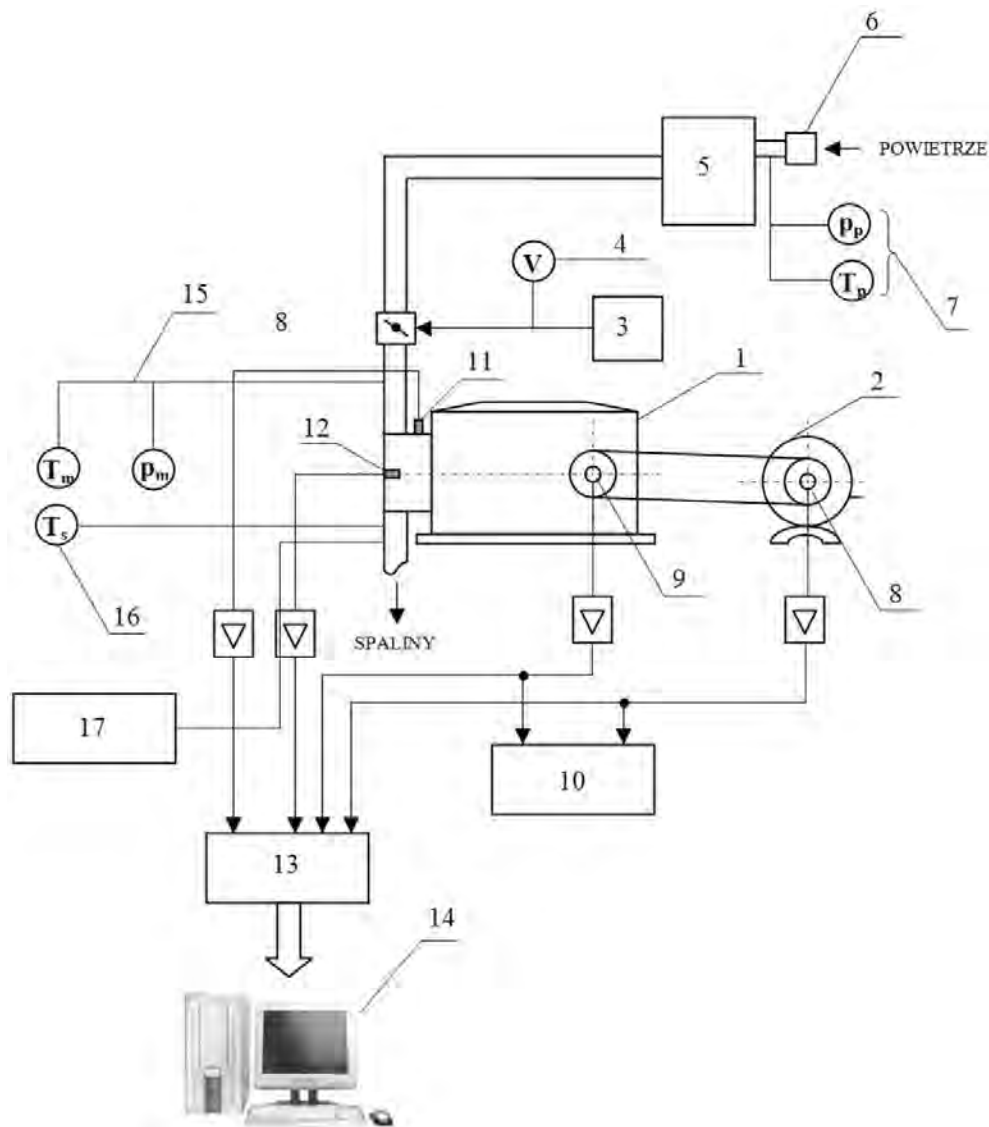
Silnik wyposażono w mikroprocesorowy układ zapłonowy z gromadzeniem energii w indukcyjności cewki z procesorem Motorola MC3334P szczegółowo opisany w [35].

W silniku zastosowano dwuprzelotowy gaźnik marki JIKOV 32 SEDR o średnicach gardzieli wynoszących odpowiednio: $d_{g1} = 24 \text{ mm}$ oraz $d_{g2} = 22 \text{ mm}$. W celu regulacji wartości współczynnika nadmiaru powietrza wykonano dysze paliwowe oraz powietrzne o różnych średnicach przelotu, zmieniających się od 0,6 do 2,2 mm. Ustalenie składu mieszanki polegało na wymianie poszczególnych dysz, a kontrola współczynnika λ odbywała się przy wykorzystaniu analizatora spalin.

8.1.2. Elementy stanowiska pomiarowego

Schemat stanowiska pomiarowego przedstawia Rys. 63. Zostało ono zbudowane w oparciu o następujące układy pomiarowe:

- pomiar zużycia powietrza:
 - zbiornik wyrównawczy,
 - przepływomierz Rootsa,
 - fotoelektryczny nadajnik impulsów z cyfrowym układem zliczającym obroty wirnika przepływomierza,
 - termometr cyfrowy QARK typ ETT-2 o zakresie pomiarowym do 200 °C z termoparą CZAKI seria 200 NiCr-NiAl;
- pomiar zużycia paliwa ciekłego:
 - miernica objętościowa,
 - areometr do pomiaru gęstości,
 - stoper;
- nadajnik kąta obrotu wału korbowego:
 - nadajnik kąta OWK wraz ze wzmacniaczem,
 - cyfrowy układ zliczający;
- rejestracja ciśnienia indykowanego:
 - piezoelektryczny czujnik ciśnienia KISTLER SN 6061 ze wzmacniaczem ładunku typ KISTLER 5011,
 - karta przetwornika A/C typ LC-020-0812,
 - komputer klasy PC;
- pomiar temperatury mieszanki i spalin:
 - termometry cyfrowe QARK typ ETT-2 o zakresach pomiarowych do 200 °C (mieszanka) i do 600 °C (spaliny) z termoparami CZAKI serii 200 NiCr-NiAl;
- pomiar toksyczności spalin oraz współczynnika λ :
 - pięciogazowy analizator spalin RADIOTECHNIKA typ AI9600 o następujących zakresach pomiarowych i dokładnościach [89]:
 - CO w zakresie 0 ÷ 10% z dokładnością $\pm 0,06\%$,
 - CO₂ w zakresie 0 ÷ 20% z dokładnością $\pm 0,5\%$,
 - CH w zakresie 0 ÷ 20000 ppm z dokładnością $\pm 12 \text{ ppm}$,
 - O₂ w zakresie 0 ÷ 22% z dokładnością $\pm 0,1\%$,
 - NO_x w zakresie 0 ÷ 4000 ppm z dokładnością: $\pm 32 \text{ ppm} - 0 \div 1000 \text{ ppm}$, $\pm 60 \text{ ppm} - 1001 \div 2000 \text{ ppm}$ i $\pm 120 \text{ ppm} - 2001 \div 4000 \text{ ppm}$,
 - λ w zakresie 0 ÷ 2 z rozdzielczością 0,001.



Rys. 63. Schemat stanowiska pomiarowego: 1 - silnik badawczy, 2 - asynchroniczny silnik elektryczny, 3 - zbiornik paliwa ciekłego, 4 - objętościowa miernica paliwa ciekłego, 5 - zbiornik wyrównawczy powietrza, 6 - zwężka do pomiaru zużycia powietrza, 7 - pomiar temperatury i ciśnienia powietrza, 8 - nadajnik kąta obrotu wirnika silnika elektrycznego, 9 - nadajnik kąta obrotu wału korbowego silnika spalinowego, 10 - układ zliczający, 11 - trójosiowy czujnik drgań, 12 - czujnik ciśnienia, 13 - karta przetwornikowa A/D, 14 - komputer PC, 15 - pomiar temperatury i ciśnienia mieszanki, 16 - pomiar temperatury spalin, 17 - analizator spalin

Uzupełnienie systemu pomiarowego stanowiło specjalistyczne oprogramowanie wykonane w Instytucie Maszyn Tłokowych i Techniki Sterowania. Do rejestracji wielkości szybkozmiennych służył program LCTXR [36], który pozwalał na zapis ciśnienia w cylindrze względem znacznika kąta obrotu wału korbowego z częstotliwością 6 kHz. Przy opracowywaniu wyników pomiarów pomocny był program SILNIK32 [18], który pozwalał opracować wykresy indykatorowe silnika badawczego. Program ten oparty jest na modelu zero-wymiarowym dwustrefowym, zakładającym występowanie dwóch stref podczas spalania w cylindrze: strefy spalin i strefy świeżego ładunku. Model oddzielnie oblicza stan termodynamiczny spalin i stan termodynamiczny ładunku niespalonego. Wylicza temperaturę każdego obszaru oraz temperaturę uśrednioną dla obu przestrzeni, nie uwzględniając wymiany ciepła między strefami.

8.1.3. Wyniki badań silnikowych

Badania silnikowe przeprowadzono dla mieszanek ubogich o wartościach współczynnika nadmiaru powietrza wynoszących 1,2, 1,4, 1,6 oraz 1,8. Bogatsze mieszanki nie były stosowane z uwagi na występowanie spalania stukowego w silniku badawczym. Jako paliwo wykorzystana została benzyna bezołowiowa o liczbie oktanowej wynoszącej 98. Dla wyżej wspomnianych wartości współczynnika nadmiaru powietrza przeprowadzona została rejestracja ciśnienia w cylindrze przy pełnym otwarciu przepustnicy i dla stałej prędkości obrotowej wynoszącej 1000 obr/min. Rejestracja ciśnienia przeprowadzona została dla 80 kolejnych cykli pracy silnika.

Wartości kąta wyprzedzenia zapłonu, dla każdego z analizowanych składów mieszanki, przyjęto na podstawie wcześniejszych prac dotyczących badanego silnika [60]. W badaniach tych przeprowadzono optymalizację kąta wyprzedzenia zapłonu dążąc do uzyskania maksymalnej wartości pracy indykowanej L_i bez wchodzenia w obszar spalania stukowego, które dla $\lambda=1,2$ występowało przy 352°OWK , dla $\lambda=1,4$ przy 344°OWK , dla $\lambda=1,6$ przy 342°OWK , natomiast dla $\lambda=1,8$ nie zarejestrowano spalania stukowego w analizowanym zakresie kąta wału korbowego.

W oparciu o te dane przyjęto następujące wartości kąta wyprzedzenia zapłonu: dla $\lambda=1,2$ przyjęto kąt 354°OWK , dla $\lambda=1,4$ kąt 352°OWK , dla $\lambda=1,6$ kąt 350°OWK a dla $\lambda=1,8$ zastosowano kąt wynoszący 348°OWK .

Zmiana składu mieszanki w trakcie pomiarów realizowana była z wykorzystaniem wcześniej skalibrowanych, wymiennych dysz gaźnika, odpowiadających określonym wartościom składu mieszanki.

Pomiar składu mieszanki przeprowadzono na podstawie pomiarów zużycia paliwa wykonanych z zastosowaniem miernicy objętościowej o objętości 103 cm^3 oraz pomiarów zużycia powietrza wykonanych przepływomierzem Roots'a z uwzględnieniem gęstości paliwa i powietrza.

Badania mające na celu określenie składu mieszanki przeprowadzono w trzech seriach pomiarowych, a skład ostateczny określono jako średnią arytmetyczną z tych pomiarów, zaokrągloną do pierwszego miejsca po przecinku. Zaznaczyć należy, że różnice w wartościach składu mieszanki zarejestrowanych w każdej z trzech serii pomiarowych, odniesione do przyjętej wartości ostatecznej nie przekroczyły 2%.

Dodatkowo skład mieszanki kontrolowano z wykorzystaniem analizatora spalin, jednak jako wiarygodne przyjęto wartości obliczone na podstawie pomiarów zużycia paliwa i powietrza.

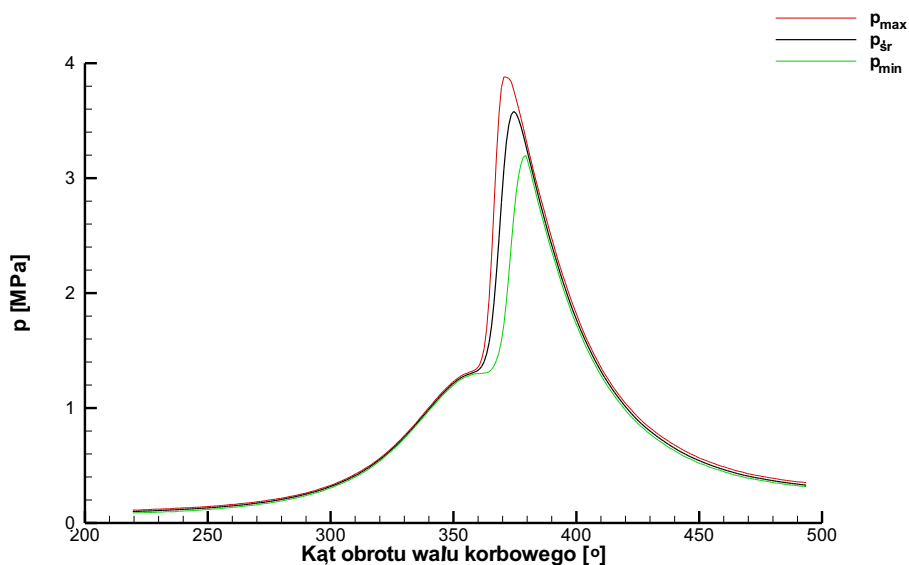
Rzeczywisty skład chemiczny paliwa nie był znany, lecz do przeprowadzonych w ramach pracy badań silnikowych wykorzystano etylinę 98 pochodzącą z jednej dostawy, co wyeliminowało niebezpieczeństwo różnic w składzie chemicznym paliwa.

Zamieszczone charakterystyki (Rys. 64 - Rys. 67) obrazują przebieg zmian ciśnienia w komorze spalania silnika opisanego w 8.1.1 w funkcji kąta obrotu wału korbowego w przedziale od 220° (kąt zamknięcia zaworów ssących) do 494° (kąt otwarcia zaworów wydechowych).

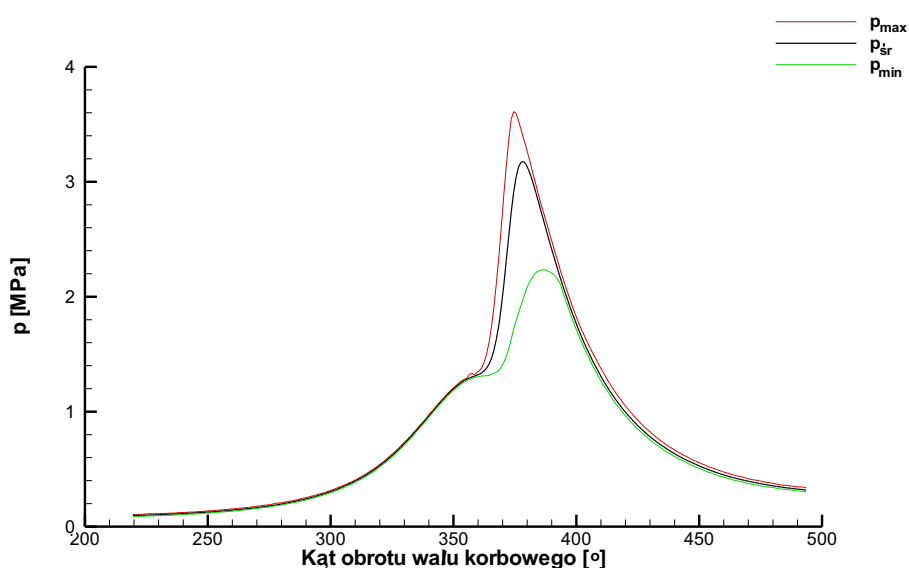
Dla każdej analizowanej wartości współczynnika nadmiaru powietrza przedstawiona została obwiednia, reprezentująca minimalne i maksymalne wartości ciśnienia zarejestrowane w trakcie pomiarów dla danego kąta obrotu wału korbowego oraz wartość uśredniona z wszystkich 80 cykli pracy silnika.

Reprezentatywny dla badań jest przebieg średni z 80 cykli (na wykresach zaznaczony czarną linią), natomiast linie p_{min} i p_{max} (stanowiące obwiednię wszystkich przebiegów zarejestrowanych w badanej serii pomiarowej) dają orientacyjny pogląd na powtarzalność kolejnych cykli pracy silnika badawczego.

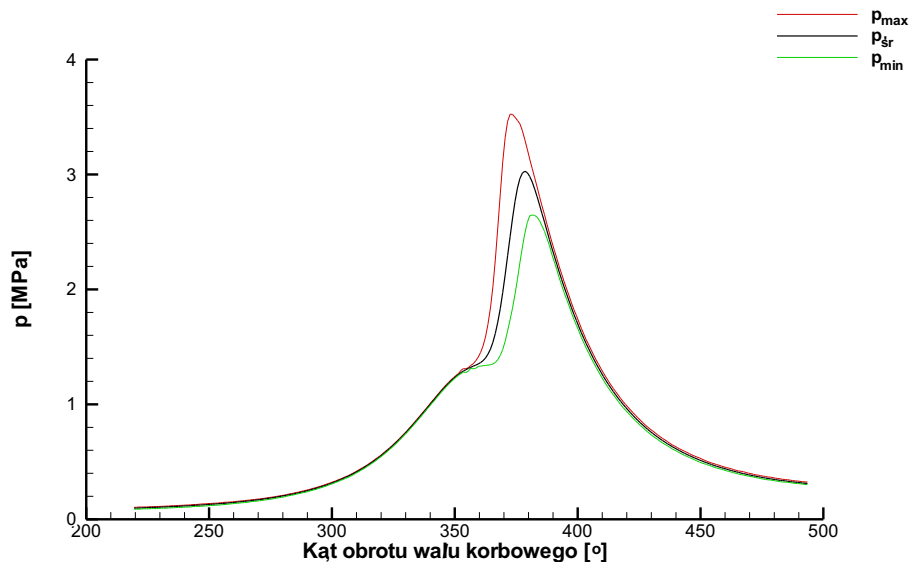
Ponadto, w opisie wykresów, podana została wartość pracy indykowanej L_i uzyskana w trakcie obliczeń przeprowadzonych w programie SILNIK32 [18]. Jest to wartość uśredniona dla wszystkich 80 cykli pracy silnika.



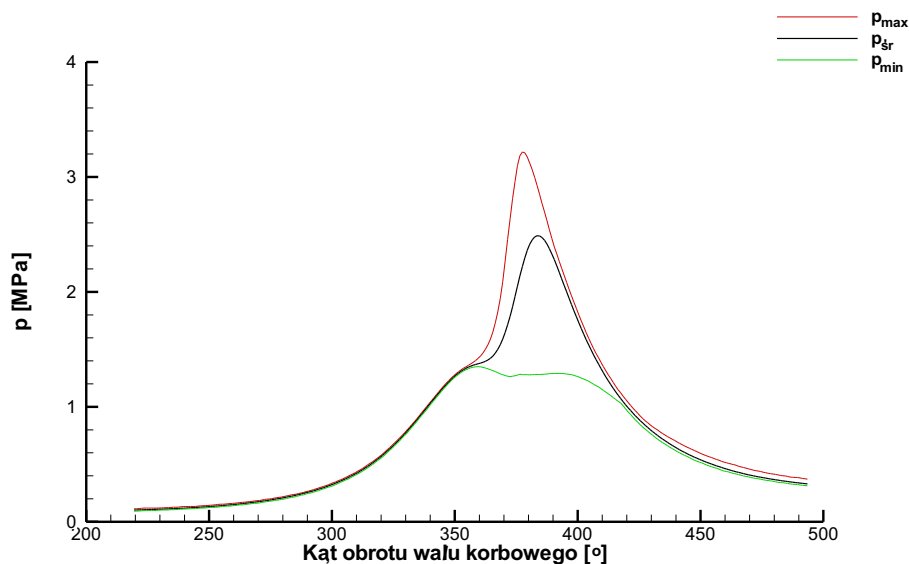
Rys. 64. Przebieg zmian ciśnienia maksymalnego, średniego oraz minimalnego w cylindrze badanego silnika dla $\lambda=1,2$, $L_i=0,61$ MJ/m³



Rys. 65. Przebieg zmian ciśnienia maksymalnego, średniego oraz minimalnego w cylindrze badanego silnika dla $\lambda=1,4$, $L_i=0,58$ MJ/m³



Rys. 66. Przebieg zmian ciśnienia maksymalnego, średniego oraz minimalnego w cylindrze badanego silnika dla $\lambda=1,6$, $L_i=0,54 \text{ MJ/m}^3$

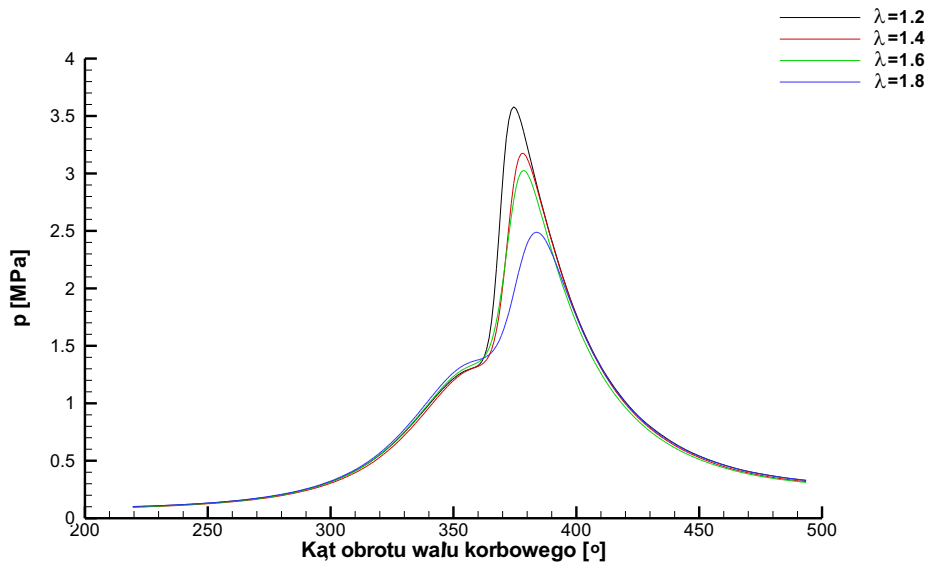


Rys. 67. Przebieg zmian ciśnienia maksymalnego, średniego oraz minimalnego w cylindrze badanego silnika dla $\lambda=1,8$, $L_i=0,53 \text{ MJ/m}^3$

8.1.4. Podsumowanie badań silnikowych

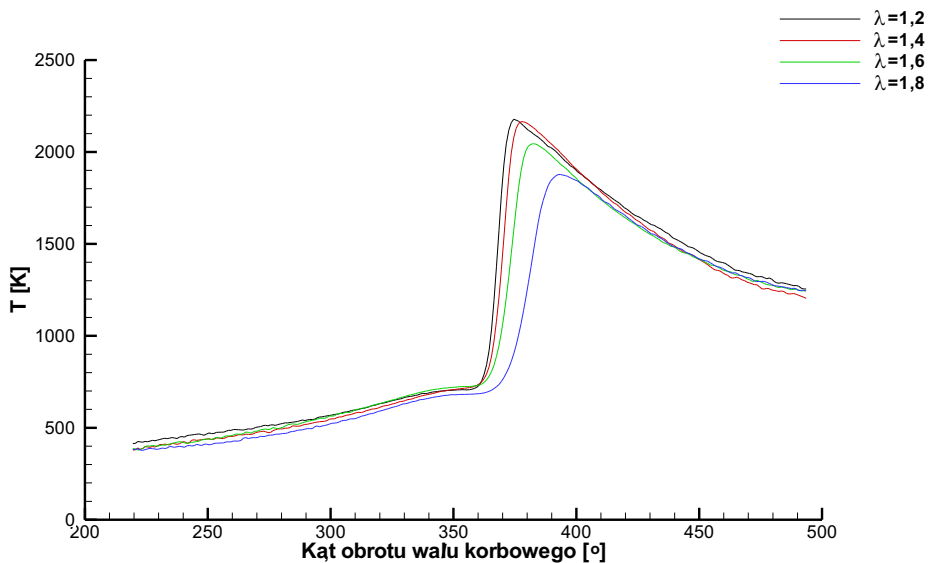
Na Rys. 68 przedstawiono przebiegi zmian ciśnienia średniego w cylindrze badanego silnika dla wszystkich analizowanych wartości współczynnika nadmiaru powietrza. Zgodnie z oczekiwaniami największą wartością średniego ciśnienia maksymalnego cechuje się przebieg dla $\lambda=1,2$. Wartość ta wynosi $3,58 \text{ MPa}$ i osiągnięta została dla kąta obrotu wału korbowego równego 375° . Najniższą wartość średniego ciśnienia maksymalnego wystąpiła dla $\lambda=1,8$ i wynosiła ona $2,49 \text{ MPa}$ przy 384° OWK . Przebieg ciśnienia średniego dla $\lambda=1,4$ osiągnął maksimum wynoszące $3,18 \text{ MPa}$ przy 379° OWK , natomiast dla $\lambda=1,6$ maksimum ciśnienia wystąpiło przy tym samym kącie obrotu wału korbowego lecz wyniosło $3,03 \text{ MPa}$.

Otrzymane przebiegi ciśnienia są zbliżone do wyników badań eksperymentalnych przeprowadzonych na tym samym silniku badawczym w ramach pracy [60].



Rys. 68. Przebiegi zmian ciśnienia średniego w cylindrze badanego silnika dla wszystkich analizowanych wartości współczynnika nadmiaru powietrza

Przebiegi temperatury w funkcji kąta obrotu wału korbowego dla analizowanych wartości współczynnika nadmiaru powietrza przedstawione na Rys. 69 są wynikiem obliczeń przeprowadzonych w programie SILNIK32 [18]. Jest to wartość uśredniona dla wszystkich 80 cykli pracy silnika. Maksimum temperatury wynoszące 2178 K przy 375°OWK miało miejsce dla $\lambda=1,2$. Wraz ze wzrostem współczynnika nadmiaru powietrza wartość maksymalnej temperatury spadała i osiągnięta była później. Dla $\lambda=1,4$ wyniosła 2165 K przy 378°OWK, natomiast dla $\lambda=1,6$ wyniosła 2045 K przy 383°OWK. Najniższa temperatura maksymalna wystąpiła dla $\lambda=1,8$ i wyniosła 1878 K przy 394°OWK.



Rys. 69. Przebiegi zmian temperatury średniej w cylindrze badanego silnika dla wszystkich analizowanych wartości współczynnika nadmiaru powietrza

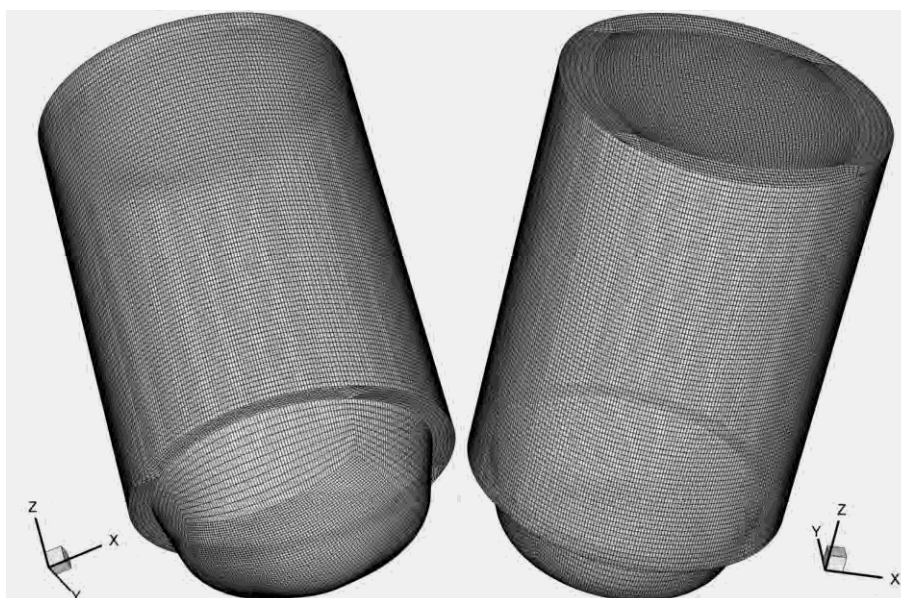
8.2. Badania numeryczne

8.2.1. Domena obliczeniowa

W celu porównania wyników modelowania procesu rozprzestrzeniania się frontu płomienia, wykorzystując standardowy i rozszerzony model wyładowania iskrowego inicjującego zapłon, z wynikami badań silnikowych przygotowana została siatka opisująca geometrię komory spalania omówionego w rozdziale 8.1.1 silnika S320ER.

Siatka ta, przedstawiona na Rys. 70, zbudowana jest z 1 538 024 komórek i 10 bloków. Taka liczba komórek okazała się być maksymalną liczbą, przy której kod programu działał poprawnie. Zwiększenie liczby komórek, a tym samym zmniejszenie ich wymiarów, powodowało błędne działanie programu wynikające m.in. z zastosowanej precyzji zapisu liczb.

Przygotowana została również siatka uwzględniająca geometrię świecy zapłonowej zainstalowanej w komorze spalania, jednak algorytm programu KIVA-3V odpowiedzialny za zmianę lokalizacji węzłów siatki wraz z wynikającą z ruchu tłoka zmianą jej wymiarów, nie był w stanie poprawnie realizować swojego zadania w przypadku takiej geometrii. Dlatego też do dalszych analiz wykorzystana została siatka bez świecy zapłonowej.



Rys. 70. Siatka opisująca geometrię domeny obliczeniowej odpowiadającej komorze spalania silnika S320ER w WZP (w celu zwiększenia czytelności na rysunku przedstawiono jedynie co drugą linię siatki)

8.2.2. Warunki początkowe i brzegowe

Modelowanie procesu spalania w komorze silnika S320ER przeprowadzono dla czterech wartości współczynnika nadmiaru powietrza zmiennego w granicach od 1,2 do 1,8 z krokiem co 0,2.

Prędkość obrotowa silnika zadeklarowana została na poziomie 1000 obr/min, czyli zgodnie z prędkością silnika badawczego.

Wartości kąta wyprzedzenia zapłonu wybrane zostały identycznie jak w trakcie badań silnikowych (dążąc do uzyskania maksymalnej wartości pracy indykowanej L_i bez wchodzenia w obszar spalania stukowego), a więc dla $\lambda=1,2$ przyjęto kąt 354°OWK , dla $\lambda=1,4$ kąt 352°OWK , dla $\lambda=1,6$ kąt 350°OWK a dla $\lambda=1,8$ zastosowano kąt wynoszący 348°OWK .

Kąt trwania hipotetycznego wyładowania iskrowego określony został na poziomie $5,4^{\circ}OWK$. Wartość ta została wybrana na podstawie rejestracji napięcia po stronie wtórnej układu zapłonowego zastosowanego w badanym silniku, z której wynika, że średni czas trwania wyładowania iskrowego wynosił $0,9\text{ ms}$, co odpowiada $5,4^{\circ}OWK$ silnika pracującego z prędkością obrotową równą 1000 obr/min .

Skład paliwa, współczynniki reakcji spalania jak również temperaturę ścian cylindra, głowicy oraz denka tłoka (450 K) określono na podstawie danych zawartych w przykładowych plikach wejściowych programu KIVA-3V oraz na podstawie literatury [43], [55], [57], [58], [60]. Wartości te były identyczne zarówno dla standardowego jak i rozszerzonego modelu.

Program KIVA-3V pozwala określić wstępne zawirowanie mieszanki w komorze spalania jako ciało sztywne lub wybrać profil zawirowania opisany parametrem *swipro* przyjmującym wartości z zakresu $0 \div 3,84$. Wartość rekomendowana przez twórców programu wynosi $3,11$ i taka właśnie wartość zastosowana została w trakcie obliczeń.

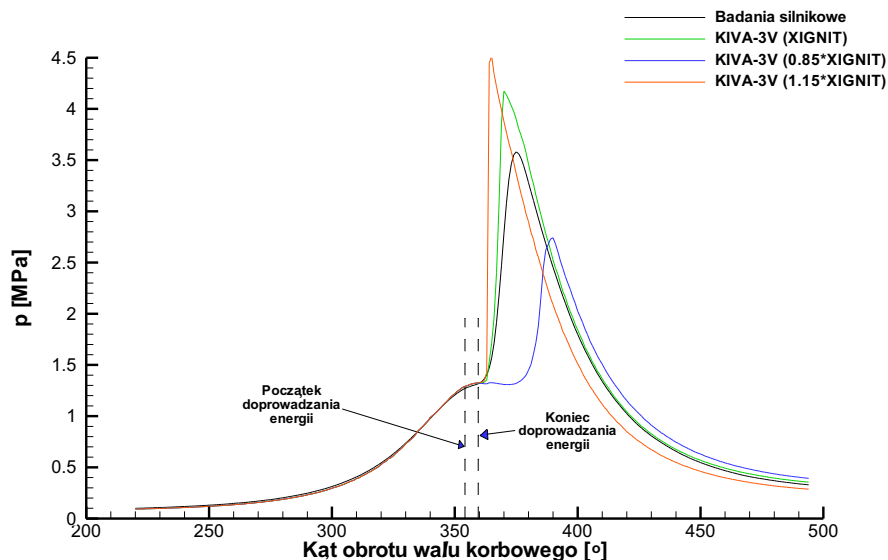
Z uwagi na fakt, iż świeca zapłonowa znajduje się w osi cylindra, dla każdego jej ustawienia (obrót wokół osi z), prędkość mieszanki pomiędzy elektrodami zawsze będzie identyczna.

W przypadku modelu rozszerzonego zadeklarowano wymiary powierzchni elektrod świecy zapłonowej, z których rozwija się łuk elektryczny na podstawie pomiarów geometrii świecy zapłonowej firmy BOSCH zainstalowanej w silniku badawczym.

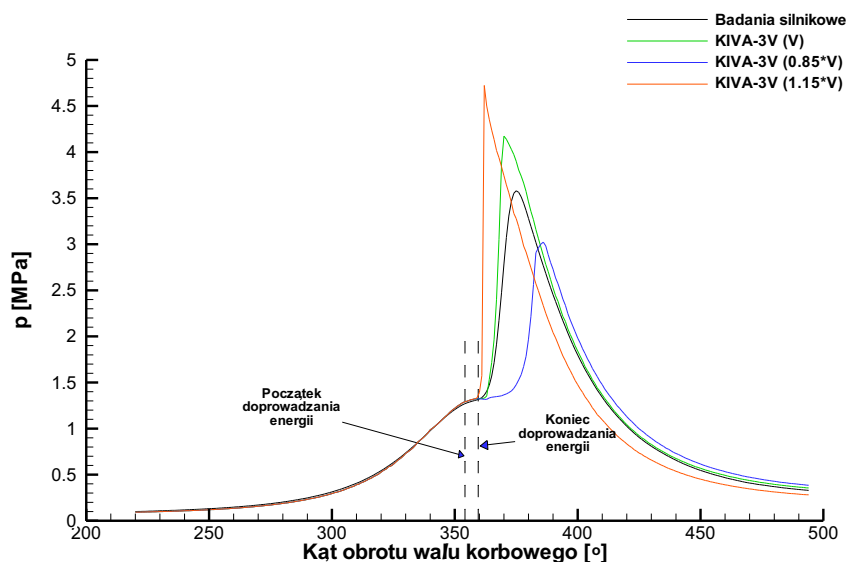
Dla modelu standardowego, w przeciwieństwie do modelu rozszerzonego, niezbędne jest określenie wymiarów geometrycznych obszaru aktywowanego w czasie trwania hipotetycznego wyładowania iskrowego oraz parametru *XIGNIT* (szerzej opisany w rozdziale 6.2.3). Wartości te zostały w pracy określone na podstawie wcześniejszych badań prowadzonych w IMTiTS [19], [20], [21], [99].

Zaznaczyć należy, że nawet niewielka zmiana wartości parametry *XIGNIT*, w sposób istotny zmienia przebieg procesu spalania. Na Rys. 71 przedstawiono przykładowy przebieg ciśnienia (linia czarna) zarejestrowany w trakcie badań silnikowych (rozdział 8.1) i zestawiono go z przebiegami ciśnienia uzyskanym w trakcie modelowania dla trzech wartości parametru *XIGNIT*: wartość zastosowana w pracy (linia zielona), wartość o 15% mniejsza (linia niebieska) i wartość o 15% większa (linia pomarańczowa).

Również zmiana objętości obszaru aktywowanego w trakcie trwania hipotetycznego wyładowania iskrowego pociąga za sobą istotne zmiany w przebiegu ciśnienia. Zobrazowano to na Rys. 72, gdzie przedstawiono przykładowy przebieg ciśnienia (linia czarna) zarejestrowany w trakcie badań silnikowych (rozdział 8.1) wraz z przebiegami ciśnienia uzyskanym w trakcie modelowania dla trzech objętości V w/w obszaru: wartość zastosowana w pracy (linia zielona), wartość o 15% mniejsza (linia niebieska) i wartość o 15% większa (linia pomarańczowa).



Rys. 71. Przykładowe przebiegi ciśnienia dla różnych wartości parametru XIGNIT porównane z przebiegiem zarejestrowanym w trakcie badań silnikowych



Rys. 72. Przykładowe przebiegi ciśnienia dla różnych objętości V obszaru aktywowanego w trakcie trwania hipotetycznego wyładowania iskrowego porównane z przebiegiem zarejestrowanym w trakcie badań silnikowych

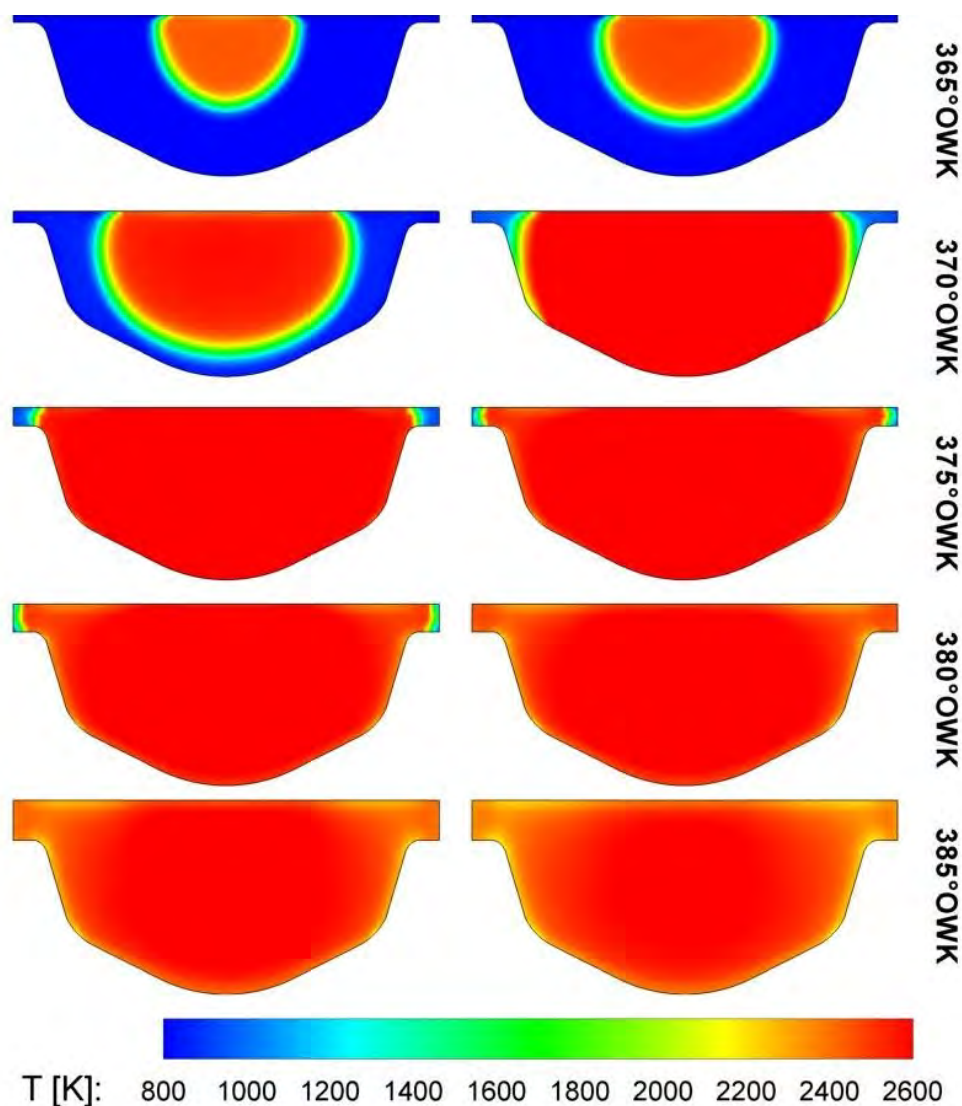
8.2.3. Wyniki modelowania spalania w komorze silnika S320ER

Wyniki badań numerycznych przeprowadzonych dla każdej badanej wartości współczynnika nadmiaru powietrza z wykorzystaniem standardowego i rozszerzonego modelu wyładowania iskrowego inicjującego zapłon, przedstawione zostały jako przestrzenne rozkłady temperatury w analizowanej domenie obliczeniowej, w płaszczyźnie XZ przechodzącej przez środek symetrii komory spalania w chwili odpowiadającej $365^{\circ}OWK$, $370^{\circ}OWK$, $375^{\circ}OWK$, $380^{\circ}OWK$ oraz $385^{\circ}OWK$.

Przedstawione rozkłady temperatury zostały omówione z uwzględnieniem różnic pomiędzy wynikami uzyskanymi z wykorzystaniem obu analizowanych modeli.

Podane zostały wartości temperatury maksymalnej i temperatury średniej w domenie obliczeniowej w chwili odpowiadającej 370°OWK, otrzymane w wyniku modelowania z zastosowaniem porównywanych modeli wyładowania iskrowego.

8.2.3.1. Współczynnik nadmiaru powietrza równy 1,2

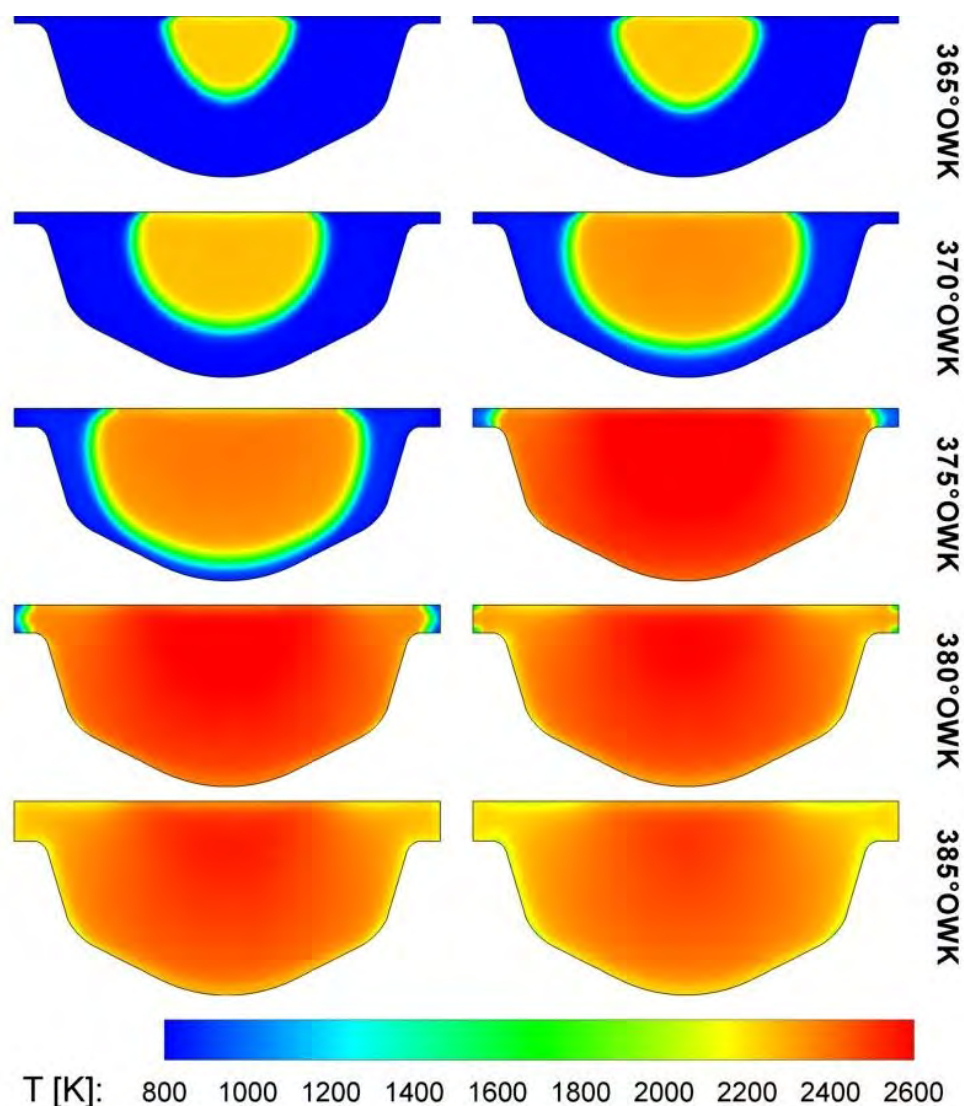


Rys. 73. Przestrzenny rozkład temperatury w domenie obliczeniowej dla $\lambda=1,2$ (rozszerzony model po lewej, standardowy model po prawej)

Wykorzystanie opracowanego w ramach pracy modelu, wykazało wolniejszą propagację frontu płomienia w analizowanej komorze spalania w porównaniu do modelu standardowego.

Maksymalna temperatura w domenie obliczeniowej przy 370°OWK wynosiła 2879 K dla modelu standardowego i 2581 K dla modelu rozszerzonego. Temperatura średnia w domenie obliczeniowej w tej samej chwili wynosiła odpowiednio 2537 K i zaledwie 1408 K, co świadczy o zdecydowanie wcześniejszym rozwoju spalania mieszanki w przypadku modelu standardowego.

8.2.3.2. Współczynnik nadmiaru powietrza równy 1,4

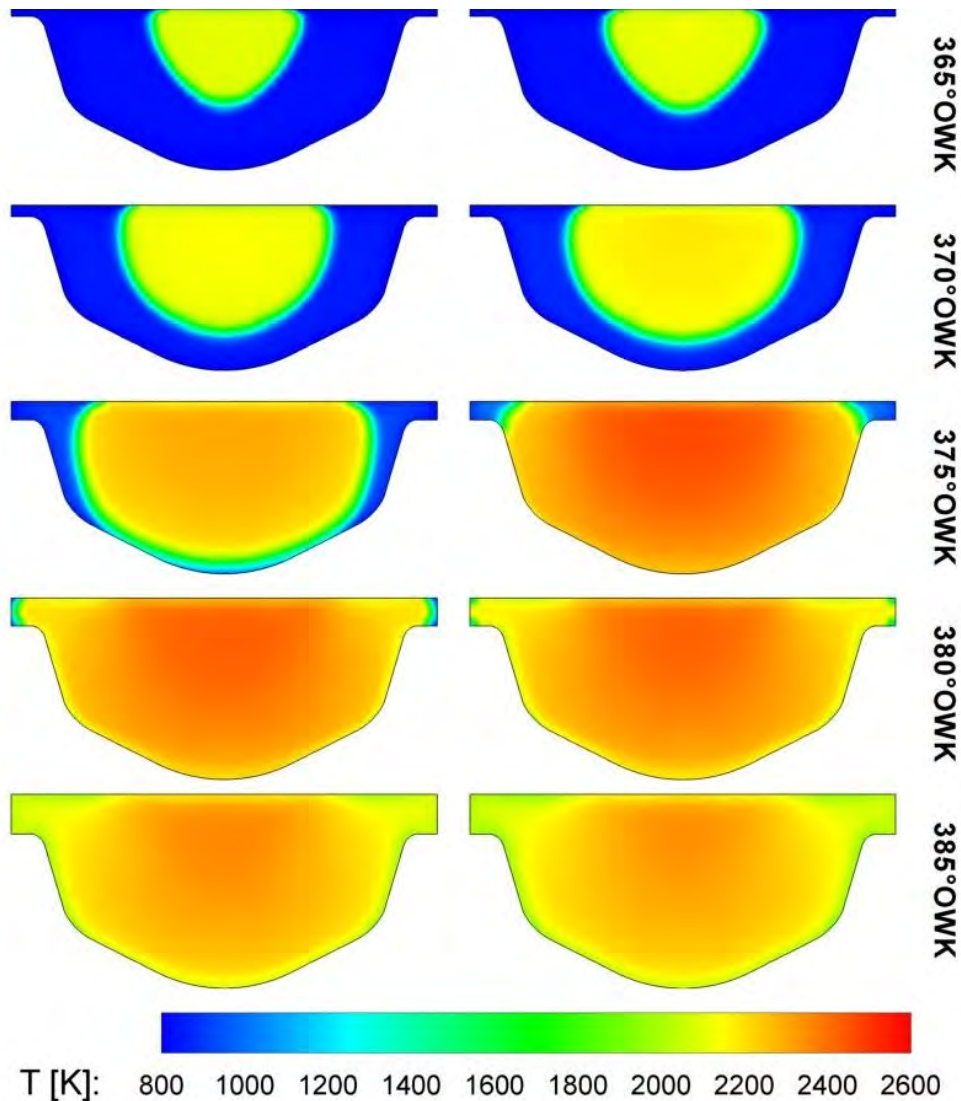


Rys. 74. Przestrzenny rozkład temperatury w domenie obliczeniowej dla $\lambda=1,4$ (rozszerzony model po lewej, standardowy model po prawej)

Dla współczynnika nadmiaru powietrza wynoszącego 1,4 zastosowanie opracowanego w ramach pracy modelu, również zaowocowało wolniejszą propagacją frontu płomienia w analizowanej objętości w porównaniu do modelu standardowego.

Maksymalna temperatura w domenie obliczeniowej przy 370°OWK wynosiła 2361 K dla modelu standardowego i 2273 K dla modelu rozszerzonego. Temperatura średnia w domenie obliczeniowej w tej samej chwili wynosiła odpowiednio 1261 K i 976 K, co świadczy o wcześniejszym rozwoju spalania mieszanki w przypadku modelu standardowego.

8.2.3.3. Współczynnik nadmiaru powietrza równy 1,6

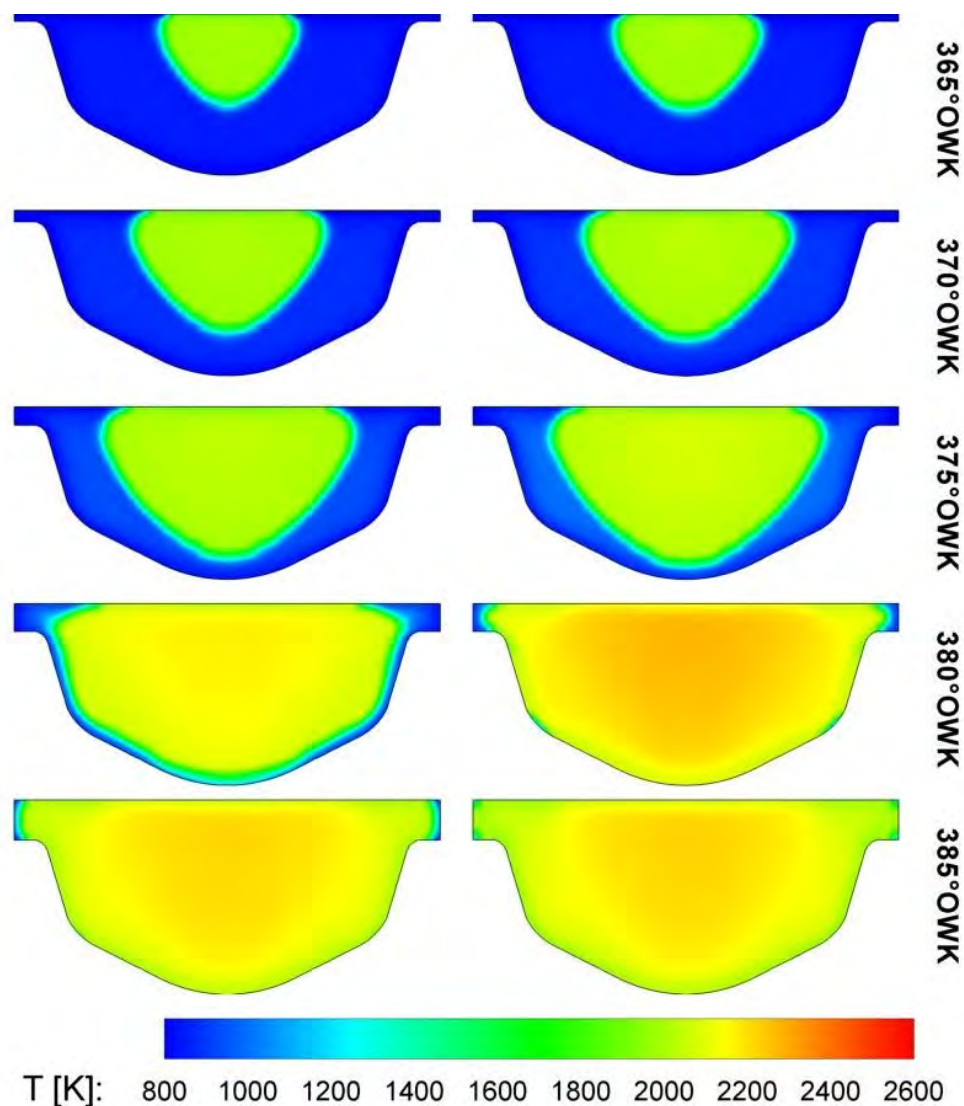


Rys. 75. Przestrzenny rozkład temperatury w domenie obliczeniowej dla $\lambda=1,6$ (rozszerzony model po lewej, standardowy model po prawej)

Modelowanie procesu spalania w komorze silnika badawczego przy współczynniku nadmiaru powietrza równym 1,6 ujawniło, iż przebieg rozwoju frontu płomienia jest zbliżony dla obu analizowanych modeli, choć dla modelu standardowego propagacja płomienia jest nieco szybsza w porównaniu do modelu rozszerzonego.

Maksymalna temperatura w domenie obliczeniowej przy 370°OWK wynosiła 2194 K dla modelu standardowego i 2153 K dla modelu opracowanego w ramach pracy. Temperatura średnia w domenie obliczeniowej w tej samej chwili wynosiła odpowiednio 1174 K i 1044 K.

8.2.3.4. Współczynnik nadmiaru powietrza równy 1,8



Rys. 76. Przestrzenny rozkład temperatury w domenie obliczeniowej dla $\lambda=1,8$ (rozszerzony model po lewej, standardowy model po prawej)

Modelowanie procesu spalania w komorze silnika badawczego przy współczynniku nadmiaru powietrza równym 1,8 zaowocowało zbliżonymi przebiegami rozwoju frontu płomienia dla obu analizowanych modeli zapłonu.

Maksymalna temperatura w domenie obliczeniowej przy 370°OWK wynosiła 2035 K dla modelu standardowego i 2011 K dla modelu opracowanego w ramach pracy. Temperatura średnia w domenie obliczeniowej w tej samej chwili wynosiła odpowiednio 994 K i 953 K.

8.2.4. Podsumowanie badań numerycznych

W wyniku modelowania procesu spalania w komorze silnika S320ER przeprowadzonego dla czterech wartości współczynnika nadmiaru powietrza wykazane zostały istotne różnice pomiędzy analizowanymi w pracy modelami wyładowania iskrowego inicjującego zapłon, polegające na różnym rozkładzie temperatury w domenie obliczeniowej oraz różnych wartościach średnich i maksymalnych tej wielkości.

Zastosowanie rozszerzonego modelu zaowocowało wolniejszą propagacją frontu płomienia w analizowanej objętości, w porównaniu do modelu standardowego, dla war-

tości współczynnika nadmiaru powietrza wynoszących 1,2, 1,4 i 1,6, przy czym, dla mieszanki najmniej zubożonej różnica była najbardziej wyraźna, natomiast dla $\lambda=1,6$, różnica w szybkości propagacji frontu płomienia była nieznaczna. Dla $\lambda=1,8$ modelowanie procesu spalania w komorze silnika badawczego wykazało, iż przebieg rozwoju frontu płomienia jest zbliżony dla obu analizowanych modeli.

8.3. Zestawienie wyników przeprowadzonych badań

W celu porównania wyników modelowania procesu rozprzestrzeniania się frontu płomienia, wykorzystując standardowy i rozszerzony model hipotetycznego wyładowania iskrowego, z wynikami badań silnikowych, przedstawiono charakterystyki obrazujące przebiegi ciśnienia i temperatury w komorze spalania w funkcji obrotu wału korbowego w przedziale od $220^{\circ}OWK$ do $494^{\circ}OWK$. Przebiegi te przedstawiono również w przedziale obejmującym zaledwie $20^{\circ}OWK$ w celu wyraźnego pokazania rozbieżności w wartościach maksymalnych analizowanych wielkości i kątach wystąpienia tych wartości. Zaznaczono również początek i koniec wyładowania iskrowego inicjującego proces zapłonu.

Porównania dokonano dla mieszanek ubogich o wartościach współczynnika nadmiaru powietrza wynoszących 1,2, 1,4, 1,6 oraz 1,8.

Dla każdej analizowanej wartości współczynnika nadmiaru powietrza przedstawiony został przebieg ciśnienia średniego dla kolejnych 80 rejestrowanych cykli pracy silnika oraz przebieg ciśnienia uzyskany w trakcie obliczeń w programie KIVA-3V z wykorzystaniem obu analizowanych w pracy modeli.

Przebiegi temperatury w funkcji obrotu wału korbowego są wynikiem obliczeń przeprowadzonych w programach SILNIK32 [18] oraz KIVA-3V, przy czym ten pierwszy bazował na wynikach badań silnikowych (wartości uśrednione dla 80 kolejnych cykli pracy silnika).

Podane wartości ciśnienia maksymalnego zarejestrowane w trakcie pomiarów są wartościami uśrednionymi dla 80 kolejnych cykli pracy silnika, natomiast maksymalne wartości ciśnienia i temperatury obliczone programem KIVA-3V są wartościami uśrednionymi dla całej domeny obliczeniowej.

Ponadto porównania wyników badań eksperymentalnych i numerycznych z wykorzystaniem obu modeli wyładowania iskrowego dokonano w oparciu o charakterystyki obrazujące masowy udział ładunku spalonego X w funkcji kąta obrotu wału korbowego obliczony w programie [98] z zastosowaniem metody opracowanej przez Rassweilera i Withrowa [40].

Udział ładunku spalonego rozumiany jest jako funkcja charakteryzująca przebieg wydzielania ciepła i definiowana równaniem (43) w postaci stosunku ciepła wydzielonego w procesie spalania do chwili n (Q_n), i całkowitego ciepła wydzielonego w trakcie trwania w/w procesu (Q).

$$X = \frac{Q_n}{Q} \quad (43)$$

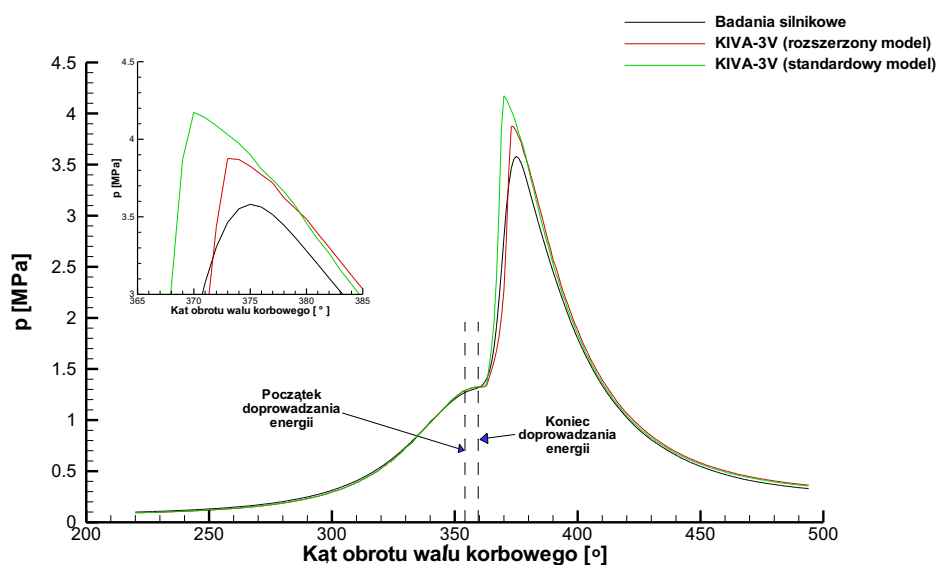
Na charakterystykach przedstawiających udział ładunku spalonego X w funkcji kąta obrotu wału korbowego zaznaczono również początek i koniec wyładowania iskrowego (pionowe linie przerywane) oraz punkt początku procesu spalania, definiowany jako kąt obrotu wału korbowego, przy którym udział ciepła wydzielonego do ciepła całkowitego przekroczył 0,5%. Punkt ten zaznaczono pionową linią ciągłą w kolorze czarnym (badania silnikowe), czerwonym (modelowanie, model rozszerzony) i zielonym (modelowanie, model standardowy).

8.3.1. Współczynnik nadmiaru powietrza równy 1,2

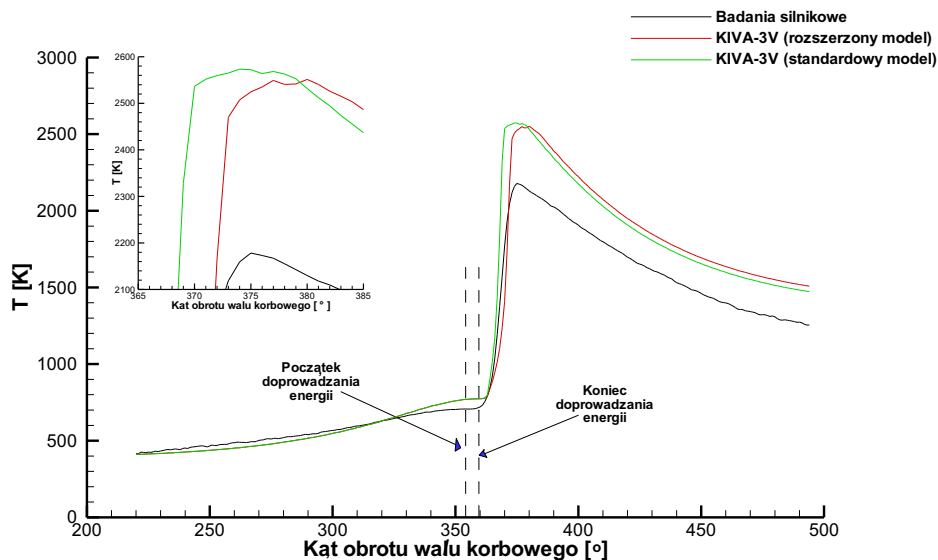
Porównanie wyników badań eksperymentalnych (rozdział 8.1) oraz wyników modelowania (rozdział 8.2) przeprowadzonych przy najmniej zubożonej z analizowanych mieszanek paliwowo-powietrznych wykazało, iż maksymalne zarejestrowane w trakcie badań silnikowych ciśnienie wynosiło $3,58 \text{ MPa}$ i wystąpiło przy 375°OWK . Temperatura maksymalna obliczona programem SILNIK32 [18] na podstawie badań silnikowych wynosiła 2178 K i również wystąpiła przy 375°OWK .

W przypadku badań numerycznych z zastosowaniem standardowego modelu, ciśnienie maksymalne wynosiło $4,17 \text{ MPa}$ i wystąpiło przy 370°OWK . Temperatura maksymalna osiągnęła wartość 2568 K i wystąpiła przy 377°OWK .

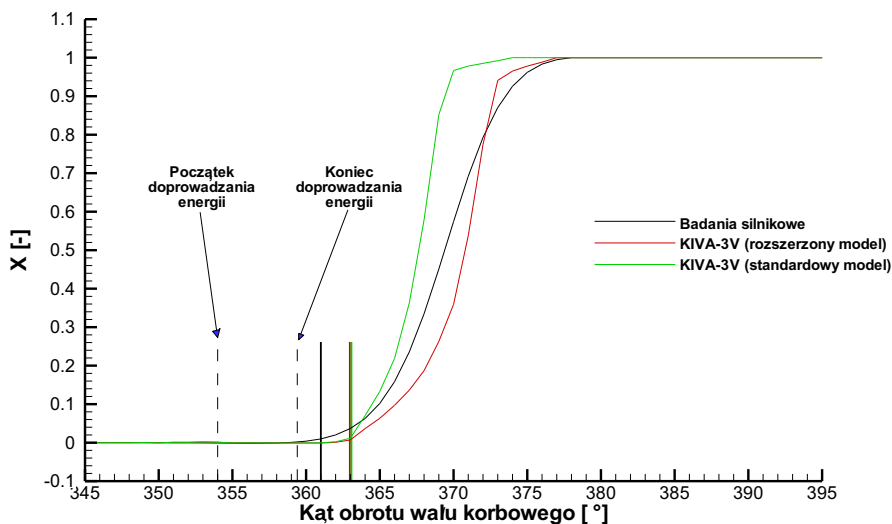
Z kolei w trakcie badań numerycznych z zastosowaniem opracowanego w ramach pracy modelu, ciśnienie maksymalne wynosiło $3,88 \text{ MPa}$ i wystąpiło przy 373°OWK . Temperatura maksymalna osiągnęła wartość 2551 K i wystąpiła przy 380°OWK .



Rys. 77. Przebieg zmian ciśnienia średniego w cylindrze silnika badawczego oraz ciśnienia obliczonego z wykorzystaniem obu analizowanych modeli dla $\lambda=1,2$



Rys. 78. Przebieg zmian temperatury średniej w cylindrze silnika badawczego oraz temperatury obliczonej w programie KIVA-3V z wykorzystaniem obu analizowanych modeli dla $\lambda=1,2$



Rys. 79. Przebieg zmian udziału ładunku spalonego obliczony na podstawie wyników badań silnikowych i numerycznych z wykorzystaniem obu analizowanych modeli dla $\lambda=1,2$

Z powyższych danych wynika, że ciśnienie maksymalne oraz kąt jego wystąpienia jak również temperatura maksymalna uzyskane z wykorzystaniem modelu rozszerzonego cechują się lepszą zgodnością z wynikami badań silnikowych, w porównaniu do modelu standardowego. Jedynie kąt wystąpienia temperatury maksymalnej uzyskany z zastosowaniem standardowego modelu, okazał się być bliższy danym eksperymentalnym.

Maksymalny jednostkowy przyrost ciśnienia dla silnika rzeczywistego wystąpił dla kąta OWK wynoszącego $370^{\circ}OWK$ i wynosił $0,31 MPa/^{\circ}OWK$. Dla modelu standardowego maksymalny jednostkowy przyrost ciśnienia wystąpił przy $369^{\circ}OWK$ i wynosił $0,82 MPa/^{\circ}OWK$, natomiast dla modelu rozszerzonego wynosił $0,66 MPa/^{\circ}OWK$ i zanotowany został przy $372^{\circ}OWK$.

Analogiczne różnice pomiędzy badaniami eksperymentalnymi i numerycznymi zauważyć można również analizując przebiegi temperatury, gdyż maksymalny jednostkowy przyrost temperatury dla silnika rzeczywistego wystąpił przy 369 °OWK i wynosił 197 K/°OWK. Dla modelu standardowego również wystąpił przy 369 °OWK i wynosił 499 K/°OWK, natomiast dla modelu rozszerzonego wynosił 432 K/°OWK i zanotowany został przy 372 °OWK.

Przedstawione przebiegi ujawniają różnicę pomiędzy wynikami badań eksperymentalnych i numerycznych polegającą na nieco bardziej przewlekłym początku spalania, oraz znacznie większym jednostkowym przyroście ciśnienia uzyskanego drogą obliczeń w porównaniu z jednostkowym przyrostem ciśnienia w komorze spalania silnika rzeczywistego.

Efekt ten widoczny jest dla obu analizowanych w pracy modeli, choć w przypadku modelu rozszerzonego, jednostkowy przyrost ciśnienia jest mniejszy niż w modelu standardowym, a więc bliższy wynikom badań eksperymentalnych.

Początek spalania określony na podstawie wyników badań silnikowych wystąpił przy 361 °OWK, natomiast w przypadku modelowania z wykorzystaniem obu modeli miał miejsce przy 363 °OWK, czyli 2 °OWK później.

8.3.2. Współczynnik nadmiaru powietrza równy 1,4

Dla mieszanki paliwowo-powietrznej o współczynniku nadmiaru powietrza 1,4 maksymalne zarejestrowane w trakcie badań silnikowych ciśnienie wynosiło 3,18 MPa i wystąpiło przy 379°OWK. Temperatura maksymalna obliczona programem SILNIK32 [18] na podstawie badań silnikowych wynosiła 2165 K i wystąpiła przy 378°OWK.

W przypadku badań numerycznych z zastosowaniem standardowego modelu, ciśnienie maksymalne wynosiło 3,60 MPa i wystąpiło przy 374°OWK. Temperatura maksymalna osiągnęła wartość 2391 K i wystąpiła przy 378°OWK. Podane wartości są wartościami uśrednionymi dla całej domeny obliczeniowej.

W trakcie badań numerycznych z zastosowaniem opracowanego w ramach pracy modelu, ciśnienie maksymalne wynosiło 3,27 MPa i wystąpiło przy 378°OWK. Temperatura maksymalna osiągnęła wartość 2395 K i wystąpiła przy 381°OWK.

Z badań przeprowadzonych dla mieszanki paliwowo-powietrznej o współczynniku nadmiaru powietrza wynoszącym 1,4 wynika, że ciśnienie maksymalne oraz kąt jego wystąpienia uzyskane z wykorzystaniem rozszerzonego modelu, cechują się lepszą zgodnością z wynikami badań silnikowych w porównaniu do modelu standardowego.

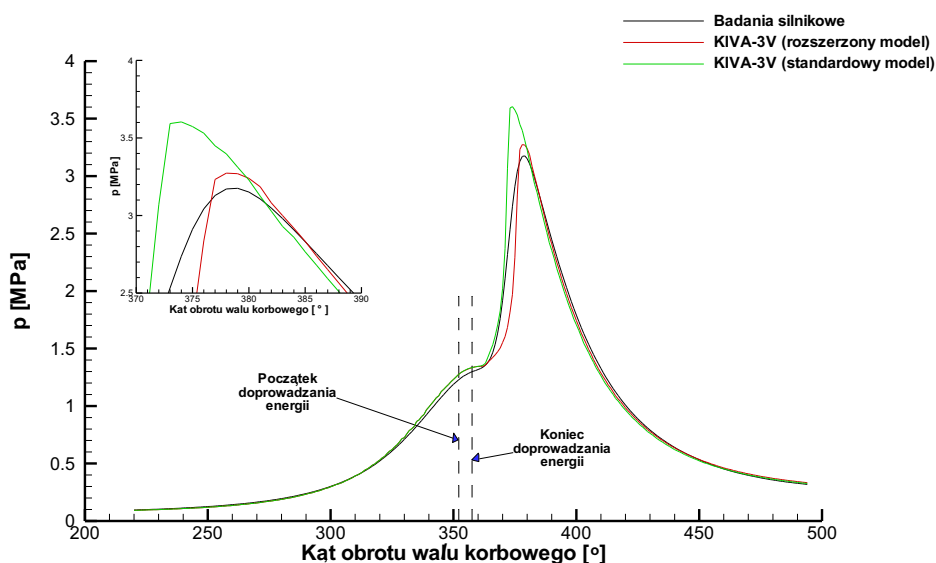
Różnica w wartości temperatury maksymalnej uzyskanej z wykorzystaniem obu modeli była nieznaczna, natomiast kąt wystąpienia temperatury maksymalnej uzyskany z wykorzystaniem standardowego modelu był bliższy wartości generowanej przez program SILNIK32 [19], wyznaczający przebieg zmian temperatury na podstawie wyników badań silnikowych.

Maksymalny jednostkowy przyrost ciśnienia dla silnika rzeczywistego wystąpił przy 373 °OWK i wynosił 0,22 MPa/°OWK. Dla modelu standardowego wystąpił przy 372 °OWK i wynosił 0,70 MPa/°OWK, natomiast dla modelu rozszerzonego wynosił 0,54 MPa/°OWK i zanotowany został przy 376 °OWK.

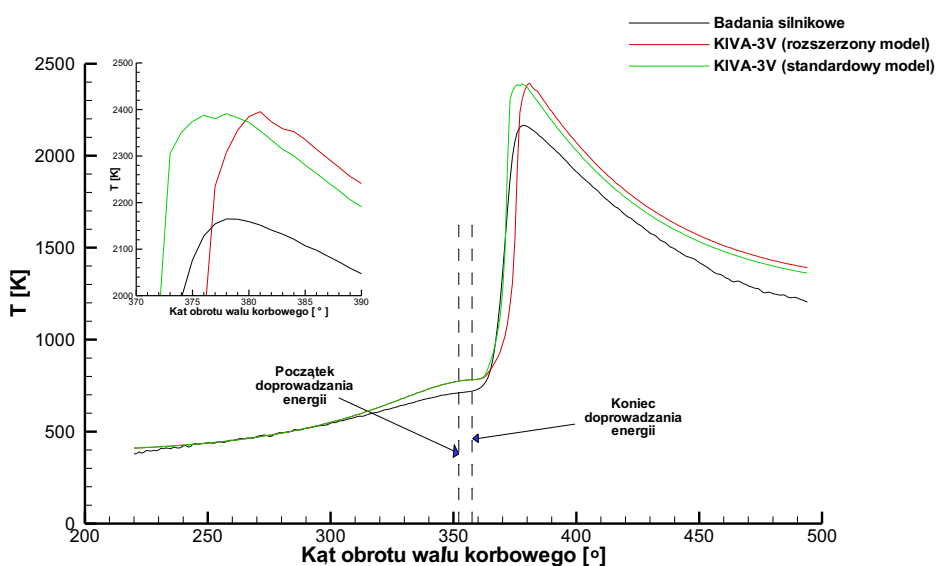
Analogiczne różnice pomiędzy badaniami eksperymentalnymi i numerycznymi zauważyć można również analizując przebiegi temperatury, gdyż maksymalny jednostkowy przyrost temperatury dla silnika rzeczywistego wystąpił przy 372 °OWK i wynosił 173 K/°OWK. Dla modelu standardowego wystąpił przy 372 °OWK i wynosił 458 K/°OWK, natomiast dla modelu rozszerzonego wynosił 390 K/°OWK i zanotowany został przy 376 °OWK.

Podobnie jak dla najbogatszej z analizowanych mieszanek, przebiegi ciśnienia i temperatury dla $\lambda=1,4$ również cechuje nieco bardziej przewlekły początek spalania, oraz znacznie większy jednostkowy przyrost ciśnienia w późniejszej fazie spalania, uzyskanego drogą obliczeń w porównaniu z jednostkowym przyrostem ciśnienia w komorze spalania silnika rzeczywistego (w przypadku modelu rozszerzonego, jednostkowy przyrost ciśnienia jest mniejszy niż w modelu standardowym, a więc bliższy wynikom badań eksperymentalnych).

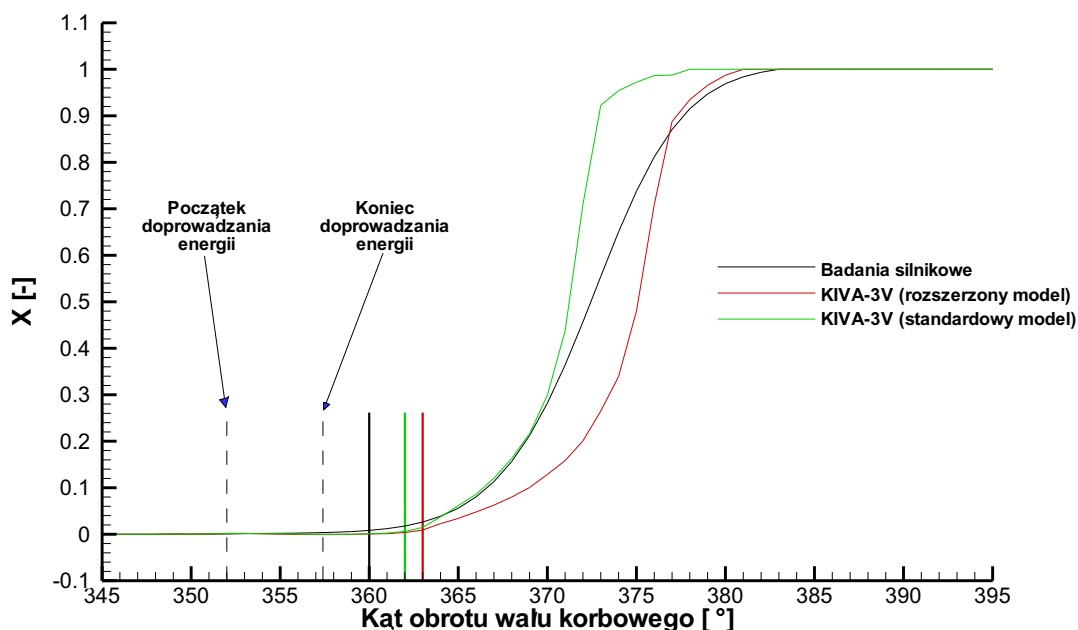
Początek spalania określony na podstawie wyników badań silnikowych wystąpił przy 360 $^{\circ}$ OWK, natomiast w przypadku modelowania z wykorzystaniem modelu standardowego miał miejsce przy 362 $^{\circ}$ OWK, a dla modelu rozszerzonego przy 363 $^{\circ}$ OWK.



Rys. 80. Przebieg zmian ciśnienia średniego w cylindrze silnika badawczego oraz ciśnienia obliczonego z wykorzystaniem obu analizowanych modeli dla $\lambda=1,4$



Rys. 81. Przebieg zmian temperatury średniej w cylindrze silnika badawczego oraz temperatury obliczonej w programie KIVA-3V z wykorzystaniem obu analizowanych modeli dla $\lambda=1,4$



Rys. 82. Przebieg zmian udziału ładunku spalonego obliczony na podstawie wyników badań silnikowych i numerycznych z wykorzystaniem obu analizowanych modeli dla $\lambda=1,4$

8.3.3. Współczynnik nadmiaru powietrza równy 1,6

Porównanie wyników badań eksperymentalnych oraz wyników modelowania przeprowadzonych przy $\lambda=1,6$ wykazało, iż maksymalne ciśnienie zarejestrowane w trakcie badań silnikowych wynosiło $3,03 \text{ MPa}$ i wystąpiło przy 379°OWK , natomiast temperatura maksymalna obliczona programem SILNIK32 [18] na podstawie badań silnikowych wynosiła 2045 K i wystąpiła przy 383°OWK .

W przypadku badań numerycznych z zastosowaniem standardowego modelu, ciśnienie maksymalne wynosiło $3,28 \text{ MPa}$ i wystąpiło przy 375°OWK , natomiast temperatura maksymalna osiągnęła wartość 2248 K i wystąpiła przy 378°OWK .

Z kolei w trakcie badań numerycznych z zastosowaniem modelu opracowanego w ramach pracy, ciśnienie maksymalne wynosiło $3,12 \text{ MPa}$ i wystąpiło przy 377°OWK . Temperatura maksymalna osiągnęła wartość 2239 K i wystąpiła przy 380°OWK .

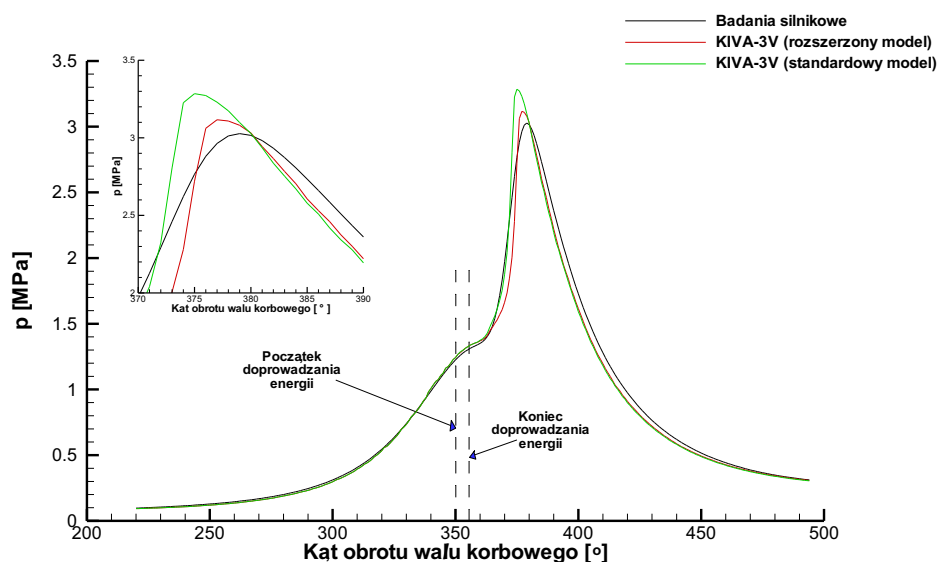
Dla mieszanki paliwowo-powietrznej o współczynniku nadmiaru powietrza wynoszącym 1,6, ciśnienie maksymalne i kąt jego wystąpienia oraz temperatura maksymalna i kąt jej wystąpienia, uzyskane z wykorzystaniem rozszerzonego modelu, wykazują lepszą zgodnością z wynikami badań silnikowych w porównaniu do modelu standardowego.

Maksymalny jednostkowy przyrost ciśnienia dla silnika rzeczywistego wystąpił przy 373°OWK i wynosił $0,17 \text{ MPa}/^\circ\text{OWK}$. Dla modelu standardowego maksymalny jednostkowy przyrost ciśnienia wystąpił przy 373°OWK i wynosił $0,48 \text{ MPa}/^\circ\text{OWK}$, natomiast dla modelu rozszerzonego wynosił $0,44 \text{ MPa}/^\circ\text{OWK}$ i zanotowany został przy 375°OWK .

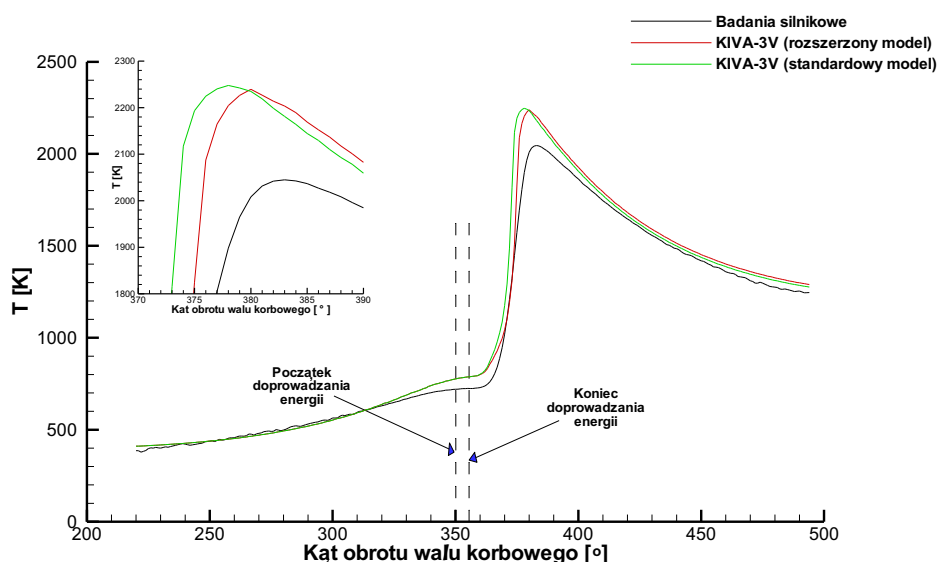
Analogiczne różnice pomiędzy badaniami eksperymentalnymi i numerycznymi zauważyć można również analizując przebiegi temperatury, gdyż maksymalny jednostkowy przyrost temperatury dla silnika rzeczywistego wystąpił przy 375°OWK i wynosił $125 \text{ K}/^\circ\text{OWK}$. Dla modelu standardowego wystąpił przy 373°OWK i wynosił $328 \text{ K}/^\circ\text{OWK}$, natomiast dla modelu rozszerzonego wynosił $316 \text{ K}/^\circ\text{OWK}$ i zanotowany został przy 375°OWK .

Różnica pomiędzy wynikami badań eksperymentalnych i numerycznych polegająca na znacznie większym jednostkowym przyroście ciśnienia uzyskanego drogą obliczeń w porównaniu z jednostkowym przyrostem ciśnienia w komorze spalania silnika rzeczywistego widoczna jest dla obu analizowanych modeli, jednak dla modelu rozszerzonego jest ona mniej znacząca niż dla modelu standardowego.

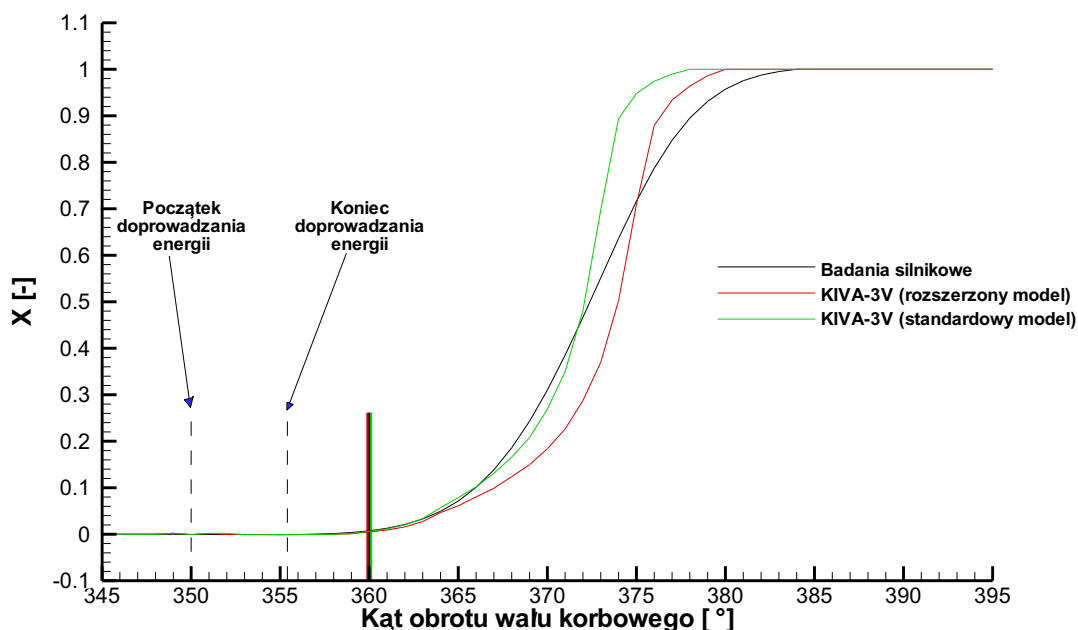
Początek spalania określony na podstawie wyników badań silnikowych oraz dla modelowania z wykorzystaniem obu modeli miał miejsce przy 360 °OWK.



Rys. 83. Przebieg zmian ciśnienia średniego w cylindrze silnika badawczego oraz ciśnienia obliczonego z wykorzystaniem obu analizowanych modeli dla $\lambda=1,6$



Rys. 84. Przebieg zmian temperatury średniej w cylindrze silnika badawczego oraz temperatury obliczonej w programie KIVA-3V z wykorzystaniem obu analizowanych modeli dla $\lambda=1,6$



Rys. 85. Przebieg zmian udziału ładunku spalonego obliczony na podstawie wyników badań silnikowych i numerycznych z wykorzystaniem obu analizowanych modeli dla $\lambda=1,6$

8.3.4. Współczynnik nadmiaru powietrza równy 1,8

Dla najuboższej z analizowanych mieszanek paliwowo-powietrznych, porównanie wyników badań eksperymentalnych z wynikami modelowania wykazało, iż maksymalne zarejestrowane w trakcie badań silnikowych ciśnienie wynosiło 2,49 MPa i wystąpiło przy 384°OWK. Temperatura maksymalna obliczona programem SILNIK32 [18] na podstawie badań silnikowych wynosiła 1878 K i wystąpiła przy 394°OWK.

W przypadku badań numerycznych z zastosowaniem standardowego modelu, ciśnienie maksymalne wynosiło 2,83 MPa i wystąpiło przy 380°OWK. Temperatura maksymalna osiągnęła wartość 2096 K i wystąpiła przy 384°OWK.

W trakcie badań numerycznych z zastosowaniem opracowanego w ramach pracy modelu, ciśnienie maksymalne wynosiło 2,62 MPa i wystąpiło przy 383°OWK, zaś temperatura maksymalna osiągnęła wartość 2059 K i wystąpiła przy 388°OWK.

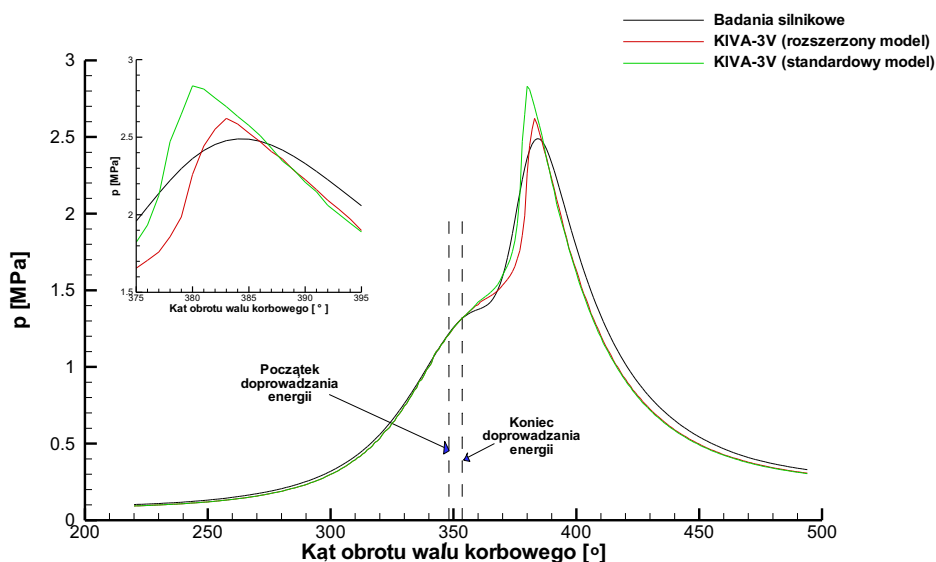
Z przedstawionych danych wynika, że ciśnienie maksymalne i kąt jego wystąpienia oraz temperatura maksymalna i kąt jej wystąpienia uzyskane z wykorzystaniem rozszerzonego modelu zapłonu, cechują się lepszą zgodnością z wynikami badań silnikowych, w porównaniu do modelu standardowego.

Maksymalny jednostkowy przyrost ciśnienia dla silnika rzeczywistego wystąpił przy 376°OWK i wynosił 0,09 MPa/°OWK. Dla modelu standardowego maksymalny jednostkowy przyrost ciśnienia wystąpił przy 378°OWK i wynosił 0,35 MPa/°OWK, natomiast dla modelu rozszerzonego wynosił 0,27 MPa/°OWK i zanotowany został przy 380°OWK.

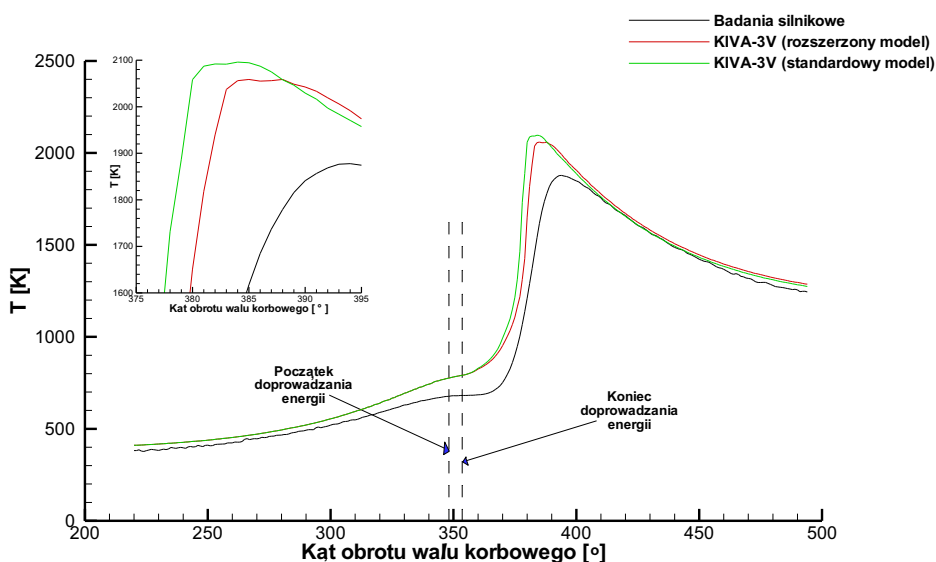
Analogiczne różnice pomiędzy badaniami eksperymentalnymi i numerycznymi zauważyć można również analizując przebiegi temperatury, gdyż maksymalny jednostkowy przyrost temperatury dla silnika rzeczywistego wystąpił przy 383°OWK i wynosił 84 K/°OWK. Dla modelu standardowego wystąpił przy 378°OWK i wynosił 266 K/°OWK, natomiast dla modelu rozszerzonego wynosił 226 K/°OWK i zanotowany został przy 380°OWK.

Przebiegi ciśnienia i temperatury dla mieszanki o współczynniku nadmiaru powietrza równym 1,8, podobnie jak dla pozostałych wartości składu mieszanki, ujawniają różnicę pomiędzy wynikami badań eksperymentalnych i numerycznych polegającą na znacznie większym jednostkowym przyroście ciśnienia, uzyskanego drogą obliczeń w porównaniu z jednostkowym przyrostem ciśnienia w komorze spalania silnika rzeczywistego. Zauważyć jednak należy, że dla modelu rozszerzonego różnica ta jest mniej znacząca niż dla modelu standardowego.

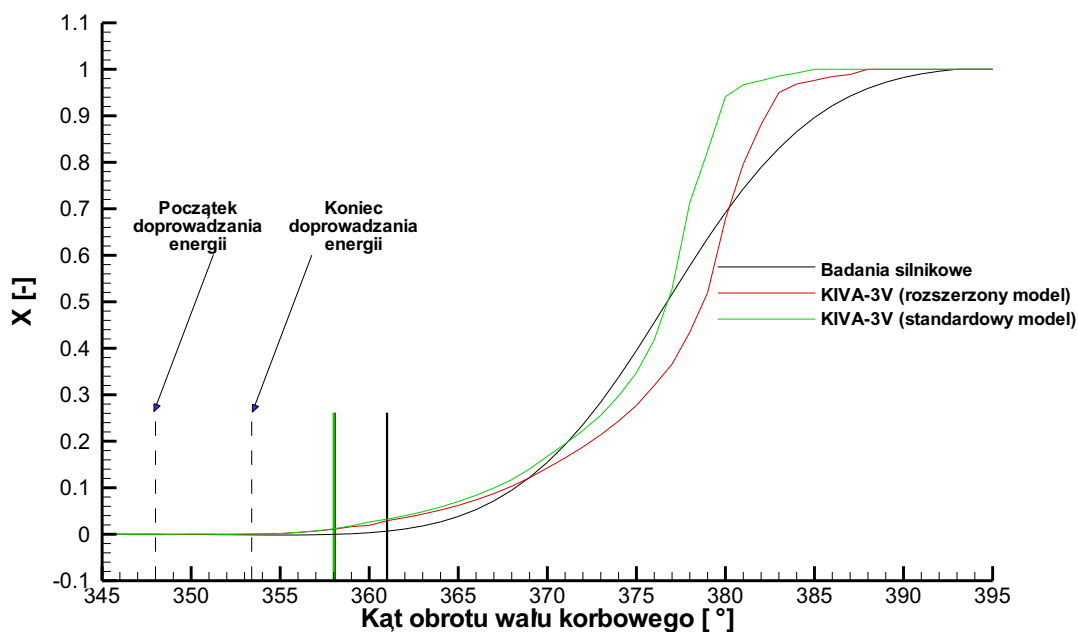
Początek spalania określony na podstawie wyników badań silnikowych wystąpił przy 361 °OWK, natomiast w przypadku modelowania z wykorzystaniem obu modeli miał miejsce przy 358 °OWK, czyli 3 °OWK wcześniej.



Rys. 86. Przebieg zmian ciśnienia średniego w cylindrze silnika badawczego oraz ciśnienia obliczonego z wykorzystaniem obu analizowanych modeli dla $\lambda=1,8$



Rys. 87. Przebieg zmian temperatury średniej w cylindrze silnika badawczego oraz temperatury obliczonej w programie KIVA-3V z wykorzystaniem obu analizowanych modeli dla $\lambda=1,8$



Rys. 88. Przebieg zmian udziału ładunku spalonego obliczony na podstawie wyników badań silnikowych i numerycznych z wykorzystaniem obu analizowanych modeli dla $\lambda=1,8$

8.4. Podsumowanie porównania wyników badań

Porównanie wyników modelowania procesu spalania w komorze silnika S320ER przeprowadzonego w programie KIVA-3V dla czterech wartości współczynnika nadmiaru powietrza, wykazało lepszą zgodność (w odniesieniu do wyników badań eksperymentalnych) wartości ciśnienia maksymalnego uśrednionego dla całej komory i kąta jego wystąpienia uzyskanych w trakcie obliczeń z zastosowaniem rozszerzonego modelu wyładowania iskrowego w porównaniu do modelu standardowego, dla wszystkich analizowanych składów mieszanki (Tabela 10).

Wartość maksymalnego jednostkowego przyrostu ciśnienia uśrednionego dla całej komory spalania badanego silnika uzyskana w trakcie modelowania okazała się być zdecydowanie większa od wartości otrzymanej w trakcie pomiarów (Tabela 11), jednak dla wszystkich analizowanych w pracy wartości współczynnika nadmiaru powietrza wyniki uzyskane z wykorzystaniem modelu rozszerzonego są bliższe wartościom rzeczywistym w porównaniu do wyników otrzymanych z wykorzystaniem modelu standardowego.

Różnice pomiędzy wartościami jednostkowego przyrostu ciśnienia uzyskanymi w trakcie badań silnikowych i badań numerycznych z zastosowaniem obu analizowanych w pracy modeli przypisać można niedoskonałości opisu propagacji płomienia, zawartego w programie KIVA. Model rozszerzony pozwala tę niedogodność nieznacznie zmniejszyć.

Tabela 10. Ciśnienie maksymalne uśrednione dla całej komory, kąt jego wystąpienia oraz błędy obliczenia wartości tych wielkości wykorzystując standardowy i rozszerzony model w odniesieniu do wyników badań silnikowych

		p_{max} [MPa]	$ \Delta p_{max} $ [MPa]	$ \delta p_{max} $ [%]	$\angle OWK$ [°]	$ \Delta \angle OWK $ [°]	$ \delta \angle OWK $ [%]
$\lambda=1,2$	Badania silnikowe	3,58	-	-	375	-	-
	KIVA-3V (rozszerzony model)	3,88	0,30	8,38	373	2	0,53
	KIVA-3V (standardowy model)	4,17	0,59	16,48	370	5	1,33
$\lambda=1,4$	Badania silnikowe	3,18	-	-	379	-	-
	KIVA-3V (rozszerzony model)	3,27	0,09	2,83	378	1	0,26
	KIVA-3V (standardowy model)	3,60	0,42	13,21	374	5	1,32
$\lambda=1,6$	Badania silnikowe	3,03	-	-	379	-	-
	KIVA-3V (rozszerzony model)	3,12	0,09	2,97	377	2	0,53
	KIVA-3V (standardowy model)	3,28	0,25	8,25	375	4	1,06
$\lambda=1,8$	Badania silnikowe	2,49	-	-	384	-	-
	KIVA-3V (rozszerzony model)	2,62	0,13	5,22	383	1	0,26
	KIVA-3V (standardowy model)	2,83	0,34	13,66	380	4	1,04

Model standardowy wykazał lepszą zgodność z wynikami badań eksperymentalnych w aspekcie kąta obrotu wału korbowego, przy którym występował maksymalny jednostkowy przyrost ciśnienia.

Tabela 11. Maksymalny jednostkowy przyrost ciśnienia uśrednionego dla całej komory, kąt jego wystąpienia oraz błędy obliczenia wartości tych wielkości wykorzystując standardowy i rozszerzony model w odniesieniu do wyników badań silnikowych

		$(dp/d\phi)_{max}$ [MPa/°]	$ \Delta(dp/d\phi)_{max} $ [MPa]	$ \delta(dp/d\phi)_{max} $ [%]	$\angle OWK$ [°]	$ \Delta \angle OWK $ [°]	$ \delta \angle OWK $ [%]
$\lambda=1,2$	Badania silnikowe	0,31	-	-	370	-	-
	KIVA-3V (rozszerzony model)	0,66	0,35	113	372	2	0,54
	KIVA-3V (standardowy model)	0,82	0,51	165	369	1	0,27
$\lambda=1,4$	Badania silnikowe	0,22	-	-	373	-	-
	KIVA-3V (rozszerzony model)	0,54	0,32	145	376	3	0,80
	KIVA-3V (standardowy model)	0,70	0,48	218	372	1	0,27
$\lambda=1,6$	Badania silnikowe	0,17	-	-	373	-	-
	KIVA-3V (rozszerzony model)	0,44	0,27	159	375	2	0,54
	KIVA-3V (standardowy model)	0,48	0,31	182	373	0	0,00
$\lambda=1,8$	Badania silnikowe	0,09	-	-	376	-	-
	KIVA-3V (rozszerzony model)	0,27	0,18	200	380	4	1,06
	KIVA-3V (standardowy model)	0,35	0,26	289	378	2	0,53

W przypadku maksymalnej temperatury, uśrednionej dla całej komory spalania silnika S320ER, różnice w osiągniętych wartościach tej wielkości w trakcie modelowania w programie KIVA-3V dla obu analizowanych modeli są od 9,49% ($\lambda=1,6$ rozszerzony model) do 17,91% ($\lambda=1,2$ standardowy model) większe od wartości obliczonych programem SILNIK32 [18] na podstawie wyników badań silnikowych, przy czym dla $\lambda=1,2$, $\lambda=1,6$ oraz $\lambda=1,8$ różnica ta jest mniejsza dla modelu rozszerzonego.

Różnica w wartości kąta wystąpienia temperatury maksymalnej obliczonej w pakiecie KIVA-3V i tej uzyskanej na podstawie badań silnikowych, przemawia na korzyść rozszerzonego modelu dla mieszanki o $\lambda=1,6$ oraz $\lambda=1,8$. Dla mieszanki o $\lambda=1,2$ oraz $\lambda=1,4$, różnica w wartości kąta wystąpienia temperatury maksymalnej obliczonej w pakiecie KIVA-3V i tej uzyskanej na podstawie badań silnikowych, przemawia na korzyść modelu standardowego.

Tabela 12. Temperatura maksymalna uśredniona dla całej komory, kąt jej wystąpienia oraz błędy obliczenia wartości tych wielkości wykorzystując standardowy i rozszerzony model w odniesieniu do wyników badań silnikowych

		T_{\max} [K]	$ \Delta T_{\max} $ [K]	$ \delta T_{\max} $ [%]	$\angle \text{OWK}$ [°]	$ \Delta \angle \text{OWK} $ [°]	$ \delta \angle \text{OWK} $ [%]
$\lambda=1,2$	Badania silnikowe	2178	-	-	375	-	-
	KIVA-3V (rozszerzony model)	2551	373	17,13	380	5	1,33
	KIVA-3V (standardowy model)	2568	390	17,91	377	2	0,53
$\lambda=1,4$	Badania silnikowe	2165	-	-	378	-	-
	KIVA-3V (rozszerzony model)	2395	230	10,62	381	3	0,79
	KIVA-3V (standardowy model)	2391	226	10,44	378	0	0,00
$\lambda=1,6$	Badania silnikowe	2045	-	-	383	-	-
	KIVA-3V (rozszerzony model)	2239	194	9,49	380	3	0,78
	KIVA-3V (standardowy model)	2248	203	9,93	378	5	1,31
$\lambda=1,8$	Badania silnikowe	1878	-	-	394	-	-
	KIVA-3V (rozszerzony model)	2059	181	9,64	388	6	1,52
	KIVA-3V (standardowy model)	2096	218	11,61	384	10	2,54

9. WNIOSKI

- Wzrost ciśnienia panującego w cylindrze w chwili wyładowania iskrowego wpływa wyraźnie na wzrost średnicy łuku elektrycznego, w mniejszym stopniu na kształt jego toru i jedynie nieznacznie na efekt zrywania łuku.
- Istnieje ścisła zależność wiążąca tor łuku elektrycznego z lokalną prędkością przepływu gazu w obszarze między elektrodami świecy zapłonowej. Wraz ze wzrostem prędkości, powiększa się wygięcie łuku elektrycznego, a tym samym zwiększa się jego długość.
- Położenie elektrod świecy zapłonowej względem wektora wypadkowej prędkości turbulentnego przepływu mieszanki odgrywa istotną rolę w procesie rozwoju

i propagacji wczesnego frontu płomienia, gdyż oddziałuje na wartość, zwrot i kierunek wektora lokalnej prędkości przepływu w pobliżu świecy zapłonowej.

- Przeprowadzone badania wykazały, że przebieg procesu spalania modelowany w programie KIVA-3V zależy od rodzaju przyjętego modelu wyładowania iskrowego inicjującego zapłon.
- Dla wszystkich analizowanych składów mieszanki, wartości ciśnienia maksymalnego i kąta jego wystąpienia uzyskane w trakcie modelowania procesu spalania w komorze silnika S320ER z zastosowaniem rozszerzonego modelu wyładowania iskrowego, były bliższe wynikom badań eksperymentalnych w porównaniu do modelu standardowego.
- Wartości maksymalnego jednostkowego przyrostu ciśnienia uzyskane w trakcie modelowania, są większe od wartości otrzymanych w trakcie pomiarów, jednak dla wszystkich analizowanych składów mieszanki, wyniki uzyskane z wykorzystaniem modelu rozszerzonego są bliższe wartościom rzeczywistym, w porównaniu do wyników otrzymanych z wykorzystaniem modelu standardowego. W odniesieniu do wyników badań eksperymentalnych, model standardowy wykazał lepszą zgodność wartości kąta obrotu wału korbowego, przy którym występował maksymalny jednostkowy przyrost ciśnienia.
- Porównanie wartości temperatury maksymalnej otrzymanej w wyniku modelowania z wartością obliczoną na podstawie wyników badań eksperymentalnych w programie SILNIK32 wykazało, iż dla $\lambda=1,2$, $\lambda=1,6$ oraz $\lambda=1,8$ różnica pomiędzy wynikami modelowania i eksperymentu jest mniejsza dla modelu rozszerzonego. Dla $\lambda=1,4$ oba modele generowały zbliżoną wartość temperatury maksymalnej. Różnica w wartości kąta wystąpienia temperatury maksymalnej, przemawia na korzyść rozszerzonego modelu dla mieszanki o $\lambda=1,6$ oraz $\lambda=1,8$. Dla mieszanki o $\lambda=1,2$ oraz $\lambda=1,4$, różnica ta, jest bardziej korzystna dla modelu standardowego.
- Badania numeryczne wykazały, że rozszerzony model wyładowania iskrowego, uwzględniający ciśnienie i pole prędkości mieszanki w pobliżu elektrod świecy zapłonowej, lepiej odwzorowuje proces inicjacji zapłonu niż model standardowy, który nie uwzględnia wpływu tych parametrów.
- Rozszerzony model wyładowania iskrowego określa wymiary obszaru aktywowanego w czasie inicjacji zapłonu na podstawie danych uzyskanych z badań eksperymentalnych. Pozwala to całkowicie wyeliminować mało wiarygodne rezultaty obliczeń generowane z zastosowaniem modelu standardowego i wynikające z niepoprawnego zdefiniowania w/w obszaru.
- Wyniki badań uzasadniają celowość stosowania modelu wyładowania iskrowego inicjującego zapłon mieszanki palnej, uwzględniającego wpływ ciśnienia i prędkości mieszanki w pobliżu elektrod świecy zapłonowej w chwili wyładowania iskrowego, co potwierdza tezę pracy.

10. LITERATURA

- [1] Adach T., Shu C.M., *Comparison of simulation and experimental results In cylinder air motion*, International Symposium COMODIA, 1990
- [2] Allocca L., Amato U., Bertoli C., Corcione F.E., *Comparison of models and experiments for diesel fuel sprays*, International Symposium COMODIA, 1990
- [3] Altronic Inc., *Altronic CPU-95: advanced digital ignition system for industrial engines*, Girard, 1996
- [4] Amsden A.A., *KIVA-3: a KIVA program with block-structured mesh for complex geometries*, Los Alamos National Laboratory, 1993
- [5] Amsden A.A., *KIVA-3V, a block-structured KIVA program for engines with vertical or canted valves*, Los Alamos National Laboratory, 1997
- [6] Amsden A.A., *KIVA-3V, release 2, improvements to KIVA-3V*, Los Alamos National Laboratory, 1999
- [7] Amsden A.A., *KIVA-3V: a block-structured computer program for 3-D flows with valves, chemical reactions and fuel sprays*, Los Alamos National Laboratory, 1997
- [8] Amsden A.A., O'Rourke P.J., Butler T.D., *a computer program for chemically reactive flows with sprays*, Los Alamos National Laboratory, 1989
- [9] Ballal .R., Lefebvre A.H., *The influence of flow parameters on minimum ignition energy and quenching distance*, 15th Symposium on Combustion, 1974
- [10] Birch S., Yamaguchi J., Demmler A., Jost K., *Mazda's multi-plug lean-burn engine*, Automotive Engineering, 1992
- [11] Blanc M.V., Guest P.G., von Elbe G., Lewis B., *Ignition of explosive gas mixtures by electric sparks. I. Minimum ignition energies and quenching distances of mixtures of methane, oxygen and inert gases*, Journal of Chemistry and Physics, 1947
- [12] Burgett R.R., Leptich J.M., Sangwan K.V.S., *Measuring the effect of spark plug and ignition system design on engine performance*, SAE Paper 720007, 1972
- [13] Cartellieri W., Chmela F.G., Kapus P.E., Tatschl R.M., *Mechanisms leading to stable and efficient combustion in lean burn gas engines*, International Symposium COMODIA, 1994
- [14] Checkel M.D., Thomas A., *Turbulent explosions in closed vessels*, I. Mech. E C57/83, 1983
- [15] Chomiak J., *Combustion: a study in theory, fact and application*, Gordon and Breach Science Publishers, 1990
- [16] Chomiak J., *Flame development from an ignition kernel in laminar and turbulent homogeneous mixtures*, 17th Symposium on Combustion, 1978
- [17] Cobine J.D., *Gaseous conductors*, McGraw-Hill Book Co. Inc., 1941
- [18] Cupiał K., *SILNIK32 wersja 2001.5 – program do opracowywania wykresów indykatorowych*, Instytut Maszyn Tłokowych i Techniki Sterowania, Częstochowa, 2002
- [19] Cupiał K., Sosnowski M., *Analysis of flame kernel formation around a spark plug at different flow condition*, XIV UKRAINIAN POLISH CONFERENCE "CAD in Machinery Design Implementation and Educational Problems", 2006
- [20] Cupiał K., Sosnowski M., *a New Ignition Model in Numerical Modelling of SI Engine*, VII International Scientific Conference GAS ENGINES 2006, 2006
- [21] Cupiał K., Sosnowski M., Jamrozik A., Kociszewski A., Tutak W., *Flame kernel formation around a spark plug of SI engine using KIVA 3V with standard and newly developed ignition model*, PTNSS KONGRES2007, International Congress on Combustion Engines, 2007

- [22] Dale J.D., Checkel M.D., Smy P.R., *Application of high energy ignition systems to engines*, Energy Combustion Science, 1997
- [23] Das S., Chmiel D.M., *Computational and experimental study of in-cylinder flow in a direct injection gasoline (DIG) engine*, Delphi Automotive Systems, Technical Center Rochester, New York
- [24] Delhaye B., Duverger T., *Modelling of internal flow and combustion in a four valve lean-burn SI engine*, The Fourth International Symposium COMODIA, 1998
- [25] Demmler A., *Mercedes-Benz new V6 engine*, Automotive Engineering, 1997
- [26] Duclos J., Colin O., *Arc and kernel tracking ignition model for 3D spark-ignition engine calculations*, The Fifth International Symposium on Diagnostics and Modeling of Combustion in Internal Combustion Engines COMODIA, 2001
- [27] Elsner J.W., Drobnik S., *Metrologia turbulencji przepływów*, Wydawnictwo Polskiej Akademii Nauk, 1995
- [28] Evans R.L., *Combustion chamber design for a lean-burn SI engine*, SAE Paper 921545, 1992
- [29] Fabre A., Ferreira C., *Three dimensional modeling of flow and mixture preparation in a two stroke engine*, International Symposium COMODIA, 1990
- [30] Fan L., Reitz R.D., Han Z., *Modeling of fuel preparation and stratified combustion in gasoline direct injection engine*, SAE Paper 1999-01-0175, 1999
- [31] Franke A., *Diagnostics of electrical phenomena in gases for the monitoring of spark-ignited combustion*, Lund Institute of Technology, Lund University, 2000
- [32] Geiger J., Pischinger S., Böwing R., Koß H.J., Thiemann J., *Ignition systems for highly diluted mixtures in SI-engines*, SAE Paper 1999-01-0799, 1999
- [33] Golovitchev V.I., Nordin N., Jarnicki R., Chomiak J., *3-D diesel spray simulations using a new detailed chemistry turbulent combustion model*, SAE Paper 00FL-447, 2000
- [34] Goto S., Nakayama S., Nishi Y., Ono Y., *Study on ignitron method for lean-mixture to improve thermal efficiency of gas engine*, The Fifth International Symposium on Diagnostics and Modeling of Combustion in Internal Combustion Engines COMODIA, 2001
- [35] Graas S., *Nowoczesne urządzenie zapłonowe do samochodu*, Radioelektronik nr 8, 1986
- [36] Gruca M., *LCTXR – program do rejestracji i analizy sygnałów*, Instytut Maszyn Tłokowych i Techniki Sterowania, Częstochowa, 2001
- [37] Han Z., Reitz R.D., *a temperature wall function formulation for variable-density turbulent flows with application to engine convective heat transfer modeling*, Journal of Heat Mass Transfer, 1997
- [38] Harrington J.A., Shishu R.C., Asik J.R., *a study of ignition system effects on power, emissions, lean misfire limit and EGR tolerance of a single-cylinder engine – multiple spark versus conventional single spark ignition*, SAE Paper 740188, 1974
- [39] Herweg R., Begleris P., Zettlitz A., Ziegler G.F.W., *Flow field effect on flame kernel formation in a S.I. engine*, SAE Paper 881639, 1988
- [40] Heywood J.B., *Internal combustion engine fundamentals*, McGraw-Hill Book Company, 1988
- [41] Jamrozik A., Kociszewski A., Sosnowski M., Tutak W., *Simulation of combustion in SI engine with prechamber*, XIV UKRAINIAN POLISH CONFERENCE “CAD in Machinery Design Implementation and Educational Problems”, 2006

- [42] Jamrozik A., Kociszewski A., Sosnowski M., Tutak W.; *Numerical analysis of pre-chamber in IC engine with two-stage combustion system geometry influence on engine cycle parameters*, EUROPEAN KONES 2006, 2006
- [43] Jamrozik A., *Tworzenie i spalanie heterogenicznych mieszanek palnych w silnikach ZI*, Praca doktorska, 2004
- [44] Jarnicki R., Bocian P., Rychter T., *Theoretical analysis of ignition of a gas fuel jet with the use of an ignition chamber*, Journal of KONES, 2001
- [45] Jarnicki R., Rychter T., Teodorczyk A., *Modelowanie bezpośredniego wtrysku paliwa gazowego do komory o stałej objętości*, 24th International Scientific Conference on Combustion Engines KONES, 1998
- [46] Jarnicki R., Rychter T., Teodorczyk A., *Symulacja numeryczna wtrysku gazu i spalania w komorze o stałej objętości*, Journal of KONES Internal Combustion Engines, 1999
- [47] Jarnicki R., Teodorczyk A., Golovitchev V.I., Chomiak J., *Numerical simulation of spray formation, ignition and combustion in a diesel engine using complex chemistry approach*, 2002
- [48] Jarosiński J., *Techniki czystego spalania*, Wydawnictwa Naukowo-Techniczne, 1996
- [49] Jeanvoine N., Jonsson R., Muecklich F., *Investigation of the arc and glow phase fractions of ignition discharges in air and nitrogen for Ag, Pt, Cu and Ni electrodes*, 28th ICPIG, 2007
- [50] Kalghatgi G.T., *Spark ignition, early flame development and cyclic variation in I.C. engines*, SAE Paper 870163, 1987
- [51] Kech J.M., Reissing J., Gindele J., Spicher U., *Analysis of the combustion process in a direct injection gasoline engine*, The Fourth International Symposium COMODIA, 1998
- [52] Kim Y., Lee S.H., Cho N.H., *Effect of fair motion on fuel spray characteristics in a gasoline direct injection engine*, SAE 1999-01-0177, 1999
- [53] Klajny R., et al, *Energetyka i ekologia*, Tempu Project S_JEP-12255-97, 1997
- [54] Klimkiewicz D., Sutkowski M., Januła J., Teodorczyk A., *Experimental and computational study of a lean burn natural gas engine*, Journal of KONES, 2001
- [55] Kociszewski A., Jamrozik A., Sosnowski M., Tutak W., *Numerical analysis of combustion in multi-spark plug engine*, XIV Ukrainian-Polish Conference on CAD in Machinery Design. Implementation and Educational Problems. CADMD`2006, 2006
- [56] Kociszewski A., Jamrozik A., Sosnowski M., Tutak W., *Numerical analysis of combustion in multi spark plug engine*, XIV UKRAINIAN POLISH CONFERENCE "CAD in Machinery Design Implementation and Educational Problems", 2006
- [57] Kociszewski A., Jamrozik A., Sosnowski M., Tutak W., *Symulacje procesu spalania w silniku wieloświecowym w programie KIVA-3V*, Silniki Spalinowe, 2007
- [58] Kociszewski A., Jamrozik A., Tutak W., Sosnowski M., *Computational Analysis and Experimental Research into Lean Mixture Combustion in Multi-Spark Plug SI Engine*, Journal of KONES Powertrain and Transport, 2006
- [59] Kociszewski A., *Silnik z zapłonem wielopunktowym*, Praca magisterska, Politechnika Częstochowska, 1996
- [60] Kociszewski A., *Spalanie mieszanek homogenicznych w silniku tłokowym z zapłonem wielopunktowym*, Praca doktorska, 2004
- [61] Kono et al, *Investigation on ignition ability of composite spark inflowing mixtures*, 20th Symposium on Combustion, The Combustion Institute, 1984

- [62] Kono S., *Study of the stratified charge and stable combustion in DI gasoline engines*, JSAE Review 16, 1995
- [63] Konopiński M., *Elektronika w technice motoryzacyjnej*, WKŁ, 1977
- [64] Kou T.W., Chang S., *Three-dimensional computations of flow and fuel injection in an engine intake port*, Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, 1991
- [65] Kowalewicz A., *Dynamics of spark ignition of two-phase mixtures*, Archiwum Procesów Spalania nr 1, 1970
- [66] Kowalewicz A., *Experimental investigation of probability of spark ignition of fuel droplet suspension in air stream*, Archiwum Budowy Maszyn XIV, 1967
- [67] Kowalewicz A., *Podstawy procesów spalania*, Wydawnictwa Naukowo-Techniczne, 2000
- [68] Kowalewicz A., *The probabilistic theory of spark ignition of fuel droplet suspension in air stream*, Fluid Dynamics Transactions vol.4, 1967
- [69] Kowalewicz A., *Wybrane zagadnienia samochodowych silników spalinowych*, Politechnika Radomska, 2002
- [70] Kowalewicz A., *Zapłon iskrowy mieszanek palnych*, Prace Instytutu Lotnictwa nr 27, 1966
- [71] Kuo K.K., *Principles of Combustion*, Willey Interscience Publication
- [72] Kusaka J., Okamoto T., Daisho Y., Kihara R., Saito T., *Combustion and exhaust gas emission characteristic of a diesel engine dual-fueled with natural gas*, JSAE Review 21, 2000
- [73] Latsch R., *The swirl-chamber spark plug: a means of faster, more uniform energy conversion in the spark-ignition engine*, SAE Paper 840455, 1984
- [74] Lebrère L., Dillies B., *Engine flow calculations using a Reynolds stress model in the KIVA-II code*, SAE 960636, 1996
- [75] Lewis B., von Elbe G., *Combustion, flames and explosions of gases*, Academic Press Inc., 1987
- [76] Lilleheie N.I., Pedersen E., *Numerical investigation of a marine two-stroke diesel engine using the eddy dissipation concept with NO- and auto-ignition model*, International Symposium COMODIA, 1994
- [77] Löhner K., Müller H., *Gemischbildung und Verbrennung im Ottomotor*, Springer-Verlag, 1967
- [78] Maly R., *Spark ignition: Its physics and effect on the IC process*, Fuel economy in road vehicle powered by spark ignition engines, Springer, 1984
- [79] Mantel T., *Three dimensional study of flame kernel formation around a spark plug*, SAE Paper 920587, 1992
- [80] Matzke W., *Projektowanie głowic silników trakcyjnych*, Wydawnictwa Komunikacji i Łączności, 1979
- [81] McLandres A., Emerson R., McDowell P., Rytland Ch., *Intake and in-cylinder flow modeling characterization of mixing and comparison with flow bench results*, SAE, 1996
- [82] Meyer R.C., Meyers D.P., King S.R., Liss W.E., *Effects of spark plug number and location in natural gas engines*, Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, 1992
- [83] Mirkowski J., *The numerical correction of the hot-wire anemometry signal in the studies of combustion engines*, Journal of KONES, 1994
- [84] Morgan J.D., *Principles of ignition*, Isaac Pitman & Sons Ltd., 1942
- [85] Ogawa H., Matsui Y., Kimura S., Kawashima J., *Three-dimensional computation of in-cylinder flow and combustion characteristics in diesel engines – effect of wall im-*

- pingement models of fuel droplet behavior on combustion characteristics*, JSAE Review 18, 1997
- [86] Ortega F.A., *GMV version 2.9, General Mesh Viewer*, Los Alamos National Laboratory, LAUR 95-2986, 1995
- [87] Pischinger R., Klell M., Sams T., *Thermodynamik der Verbrennungskraftmaschine*, SpringerWienNewYork
- [88] Poinot T., Veynante D., *Theoretical and Numerical Combustion*, Edwards, 2001
- [89] Pomykalski Z., *Elektrotechnika samochodów*, Wydawnictwa Komunikacji i Łączności, 1978
- [90] Quader A.A., *Lean combustion and the misfire limit in spark ignition engines*, SAE Paper 741055, 1974
- [91] Quader A.A., *What limits lean operation in spark ignition engines – flame initiation or propagation?* SAE Paper 760760, 1976
- [92] Robinet C., Higelin P., Moreau B., Pajot O., Andrzejewski J., *a new firing concept for internal combustion engines: l'APIR*, SAE Paper 1999-01-0621, 1999
- [93] Roethlisberger R.P., Favrat D., *Investigation of the prechamber geometrical configuration of a natural gas spark ignition engine for cogeneration: part I. Numerical simulation*, International Journal of Thermal Sciences 42, 2003
- [94] Rychter T.J., *Spalanie ubogich mieszanek w silnikach tłokowych Część I i II*, Technika motoryzacyjna nr 3 i 4, 1980
- [95] Samurai T., Iko M., Okamoto K., Shoji F., *Basic research on combustion chambers for lean burn gas engines*, SAE Paper 932710, 1993
- [96] Semenov N.N., *Thermal theory of combustion and explosion*, Technical Memorandum, National Advisory Committee for Aeronautics, 1942
- [97] Sendyka M., Cygnar M., Dacyl Ł., Mitianiec W., *Analysis of pressure and temperature traces during stratified charge combustion In gasoline direct injection engine (GDIE)*, Journal of KONES, 1999
- [98] Smereka M., *ANALIZA - program do analizy procesu wydzielania ciepła*, Instytut Maszyn Tłokowych i Techniki Sterowania, Częstochowa, 2008
- [99] Sosnowski M.; *Modelowanie procesu inicjacji zapłonu w silniku ZI*, Zeszyty Naukowe Politechniki Opolskiej, 2005
- [100] Stiesch G., *Modeling engine spray and combustion processes*, Springer, 2003
- [101] Strehlow R.A., *Combustion fundamentals*, McGraw-Hill Book Co.
- [102] Sułek M., *Nowoczesne konstrukcje silników samochodowych*, Auto-Technika Motoryzacyjna nr 5, 1997
- [103] Sułek M., *Silniki benzynowe z bezpośrednim wtryskiem paliwa*, Auto-Technika Motoryzacyjna nr 4, 1997
- [104] Swett C., *Spark ignition of flowing gases, I – energies to ignite propane-air mixtures in pressure range of 2 to 4 inches mercury absolute*, Research Memorandum, National Advisory Committee for Aeronautics, 1949
- [105] Swett C., *Spark ignition of flowing gases, II – effect of electrode parameters on energy required to ignite a propane-air mixture*, Research Memorandum, National Advisory Committee for Aeronautics, 1951
- [106] Taghavi R., Dupont A., Dupont J.F., *Aerodynamic and thermal analysis of an engine cylinder head using numerical flow simulation*, Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, 1990
- [107] Taghavi R., Dupont A., *Investigation of the effect of inlet port on the flow in a combustion chamber using multidimensional modeling*, Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, 1989

OCZEKIWANY ROZKŁAD DEUTERU MIĘDZYGWIAZDOWEGO W HELIOSFERZE

Dr inż. Sławomir Tarnopolski

**THE EXPECTED DISTRIBUTION OF INTERSTELLAR
DEUTERIUM IN THE HELIOSPHERE**

Sławomir Tarnopolski, DSc, MPhys

**ОЖИДАЕМОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ МЕЖЗВЕЗДНОГО
ДЕЙТЕРИЯ В ГЕЛИОСФЕРЕ**

Кандидат физ. наук Славомир Тарнопольски

Publikacja na podstawie pracy doktorskiej autora
Promotor pracy: dr hab. Maciej Bzowski

Spis treści

Wyjaśnienie zastosowanej terminologii	117
Wykaz używanych akronimów	118
1 Zarys fizyki heliosfery	119
1.1 Heliosfera	119
1.2 Otoczenie heliosfery	119
1.3 Oddziaływanie wiatru słonecznego z lokalnym obłokiem międzygwiazdowym	121
1.4 Modelowanie rozkładu gazu neutralnego w heliosferze	126
1.4.1 Klasyczny model gorący	128
1.4.2 Rozszerzenia modelu gorącego	130
1.5 Rola deuteru w badaniu Wszechświata	131
1.6 Oddziaływanie gazu galaktycznego z promieniowaniem i plazmą słoneczną	133
1.6.1 Efekt ciśnienia promieniowania	133
1.6.2 Rezonansowa wymiana ładunku	136
1.6.3 Fotojonizacja	136
1.6.4 Elektronowa jonizacja zderzeniowa	137
2 Model rozkładu neutralnego deuteru w heliosferze	139
2.1 Cel	139
2.2 Wymagania i ograniczenia	140
2.3 Metody	140
2.3.1 Trójwymiarowy model czasowy	140
2.3.2 Modelowanie ciśnienia promieniowania linii Lyman- α	143
2.3.3 Model pola jonizacji	153
3 Wpływ ciśnienia promieniowania na trajektorie atomów deuteru	162
4 Wpływ parametrów gazu międzygwiazdowego na oczekiwany rozkład deuteru w heliosferze	171
4.1 Wyniki dla jednej populacji	172
4.2 Wyniki dla dwóch populacji	175
5 Oczekiwany rozkład deuteru międzygwiazdowego w heliosferze	180
5.1 Przebiegi czasowe strumienia całkowitego w linii Lyman- α oraz pola jonizacji użyte podczas symulacji	180

5.2	Gęstości	182
5.3	Szybkości całkowite i prędkości radialne	190
5.4	Strumienie	197
5.5	Rozmycie termiczne	203
5.6	Odchylenie wiązek atomów deuteru i wodoru od kanonicznego kierunku napływu gazu	203
6	Oczekiwany rozkład deuteru międzygwiazdowego na orbicie Ziemi	227
6.1	Przebiegi czasowe strumienia całkowitego w linii Lyman- α oraz pola jonizacji użyte podczas symulacji	228
6.2	Gęstości	229
6.3	Szybkości całkowite i prędkości radialne	232
6.4	Strumienie	236
6.5	Rozmycie termiczne	239
6.6	Odchylenie wiązek atomów deuteru i wodoru od kanonicznego kierunku napływu gazu	243
6.7	Rozpoznanie możliwości obserwacyjnych misji IBEX	244
	Podsumowanie	250
A	Zastosowane metody numeryczne	251
A.1	Metody Rungego - Kuty	252
A.2	Metoda Romberga	254
	Bibliografia	257
	Skróty bibliograficzne cytowanych czasopism.	273

Summary

Deuterium is an important source of knowledge about the history and future of the Universe and the various astrophysical processes taking place in the Galaxy.

The subject of this research work is the neutral deuterium of interstellar origin presented in the heliosphere in the gaseous form. Measurements of the neutral deuterium distribution in the gas phase are carried out by the astrophysical methods cursed with large uncertainties. At present, it is possible to verify these results by in situ measurements carried out in the heliosphere by the Ulysses mission, or by the forthcoming IBEX mission.

In the literature, apart from the only known work from the end of 70th decade, there is no data on the distribution of neutral interstellar deuterium in the nearby heliosphere. The purpose of this study was to examine the abundance of neutral interstellar deuterium in relation to neutral hydrogen in the heliosphere and recognition of observation opportunities for present or future space missions. To this end, the theoretical distribution model of neutral interstellar deuterium and hydrogen in the heliosphere was built from scratch, using the latest models of radiation pressure in the Lyman- α line and ionization field and by means of it the similarities and differences in the distribution of the two gases were studied.

Theoretical model of gas distribution is based on the kinetic theory, in which the gas is described by the velocity distribution function as a function of seven independent variables: three spatial coordinates, three coordinates in the velocity phase space and time. The moments of distribution functions such as gas density, bulk velocity and thermal spread are obtained by integrating the distribution function in the velocity space.

The results of numerical simulations are the following: due to the differences in the radiation pressure acting on the hydrogen and deuterium atoms, the abundance of D/H is expected to increase deep into the heliosphere in relation to its value in the local interstellar cloud and acceleration of deuterium in relation to hydrogen up to about 50% in the vicinity of the Sun, which translates into more than four times greater energy of the deuterium atoms in relation to hydrogen atoms. These results give hope for the direct detection of neutral interstellar deuterium in the vicinity of the Sun.

Streszczenie

Deuter jest istotnym źródłem wiedzy o historii i przyszłości Wszechświata oraz różnych procesach astrofizycznych zachodzących w Galaktyce.

Przedmiotem badań niniejszej pracy jest neutralny deuter pochodzenia międzygwiazdowego obecny w heliosferze w postaci gazowej. Pomiar rozkładu neutralnego deuteru w fazie gazowej prowadzone są metodami astrofizycznymi obarczonymi dużymi niepewnościami. W chwili obecnej istnieje możliwość zweryfikowania tych wyników przez pomiary *in situ*, prowadzone w heliosferze przez misję ULYSSES bądź też przez nadchodzącą misję IBEX.

W literaturze, poza jedyną znaną pracą z końca lat 70-tych, brak jest danych dotyczących rozkładu neutralnego deuteru międzygwiazdowego w bliskiej heliosferze. Celem pracy było zbadanie obfitości neutralnego deuteru międzygwiazdowego w stosunku do neutralnego wodoru w heliosferze oraz rozpoznanie możliwości obserwacyjnych pod kątem obecnych lub przyszłych misji kosmicznych. W tym celu zbudowano od podstaw teoretyczny model rozkładu neutralnego deuteru i wodoru pochodzenia międzygwiazdowego w heliosferze, wykorzystujący najnowsze modele ciśnienia promieniowania w linii Lyman- α oraz pola jonizacji i za jego pomocą badano podobieństwa i różnice w rozkładzie obu gazów.

Model teoretyczny rozkładu gazu opiera się na teorii kinetycznej, w której gaz jest opisywany przez funkcję rozkładu prędkości będącą funkcją siedmiu zmiennych niezależnych: trzech współrzędnych przestrzennych, trzech współrzędnych w przestrzeni fazowej prędkości i czasu. Momenty funkcji rozkładu tj. gęstość gazu, prędkość masową oraz rozmycie termiczne uzyskuje się przez odpowiednie całkowanie funkcji rozkładu po przestrzeni prędkości.

Rezultaty symulacji numerycznych prowadzą do następujących wniosków: na skutek różnic w ciśnieniu promieniowania działającego na atomy deuteru i wodoru należy spodziewać się wzrostu obfitości D/H w głąb heliosfery w stosunku do wartości w lokalnym obłoku międzygwiazdowym oraz przyspieszenia deuteru w stosunku do wodoru aż do ok. 50% w pobliżu Słońca, co przekłada się na ponad czterokrotnie większą energię atomów deuteru w stosunku do atomów wodoru. Wyniki te dają nadzieję na bezpośrednią detekcję neutralnego deuteru pochodzenia międzygwiazdowego w otoczeniu Słońca.

Wyjaśnienie zastosowanej terminologii

Apeks – termin używany w znaczeniu kierunku napływu gazu międzygwiazdowego w układzie odniesienia związanym ze Słońcem (w odróżnieniu od kierunku apeksu Słońca względem pobliskich gwiazd),

atomy bezpośrednio – atomy, dla których kąt zakreślony podczas poruszania się wzdłuż trajektorii jest mniejszy niż 180° ,

atomy pośrednie – atomy, dla których kąt zakreślony podczas poruszania się wzdłuż trajektorii jest większy niż 180° ,

populacja pierwotna – atomy neutralne pochodzenia międzygwiazdowego,

populacja wtórna – wtórne atomy międzygwiazdowe, powstałe w obszarze pomiędzy heliopauzą a czołową falą heliosfery wskutek wymiany ładunku pomiędzy atomami populacji pierwotnej i plazmą,

prędkość (szybkość) masowa – prędkość (szybkość) masy gazu jako całości, jednostką której jest [km/s]; z ang. bulk velocity (speed),

prędkość/szybkość – wielkość wektorowa/skalarna,

znormalizowana obfitość deuteru w stosunku do wodoru – stosunek gęstości D do gęstości H znormalizowany do wartości X_D , gdzie X_D oznacza stosunek gęstości D/H w lokalnym obłoku międzygwiazdowym,

znormalizowany strumień deuteru – strumień deuteru policzony dla gęstości wodoru na końcowej fali uderzeniowej wiatru słonecznego 1 atom cm^{-3} oraz obfitości D/H=1,

znormalizowany strumień wodoru – strumień wodoru policzony dla gęstości wodoru na końcowej fali uderzeniowej wiatru słonecznego 1 atom cm^{-3} ,

rozmycie termiczne – z uwagi na odstępstwo lokalnej funkcji rozkładu gazu w heliosferze od rozkładu Maxwella, spowodowane wyłącznie procesami niszczenia gazu w heliosferze (które nie są zależne od lokalnej temperatury gazu), w niniejszej pracy zamiast terminu temperatura został użyty termin rozmycie termiczne. Jednostką rozmycia termicznego jest [km/s].

Wykaz używanych akronimów

ACR – anomalne promieniowanie kosmiczne (Anomalous Cosmic Rays)

BS – czołowa fala uderzeniowa heliosfery (Bow Shock)

CME – koronalne wyrzuty materii słonecznej (Coronal Mass Ejection)

ENA – energetyczne atomy neutralne (Energetic Neutral Atoms)

GCR – galaktyczne promieniowanie kosmiczne (Galactic Cosmic Rays)

HP – heliopauza (HelioPause)

LIC – lokalny obłok międzygwiazdowy w którym powstał Układ Słoneczny (Local Interstellar Cloud)

LISM – lokalny ośrodek międzygwiazdowy otaczający heliosferę (Local InterStellar Medium)

PUI – jony przechwycone (Pick-Up Ions)

SW – wiatr słoneczny (Solar Wind)

TS – końcowa fala uderzeniowa wiatru słonecznego (Termination Shock)

Rozdział 1

Zarys fizyki heliosfery

1.1 Heliosfera

Po raz pierwszy możliwość istnienia heliosfery jako obszaru otaczającego Słońce zaproponował Davis [1955], badając modulację promieniowania galaktycznego w przestrzeni międzyplanetarnej (pierwszy raz określenia heliosfera użył Dessler [1967]). Heliosfera powstaje na skutek ruchu względnego Słońca i otaczającej go przestrzeni międzygwiazdowej. Obecnie heliosferą nazywamy przestrzeń wypełnioną głównie gorącą, namagnesowaną, naddźwiękową i całkowicie zjonizowaną plazmą pochodzenia słonecznego, tzw. wiatrem słonecznym (SW^1), którego średnia prędkość na orbicie Ziemi wynosi ok. 400 km/s. SW został przewidziany na gruncie teorii przez Parkera [Parker, 1958] jako strumień naddźwiękowego gazu wypływającego z korony słonecznej radialnie na zewnątrz. Teoria Parkera została potwierdzona przez różnorodne eksperymenty kosmiczne, m.in. MARINER 2 [Neugebauer i Snyder, 1962]. Wiemy również, iż w heliosferze istnieją inne populacje jonów, elektronów oraz atomów neutralnych, pola elektromagnetyczne i fale plazmowe a także promieniowanie i pył pochodzenia międzygwiazdowego [Holzer, 1989].

1.2 Otoczenie heliosfery

Obecność przezroczystej materii międzygwiazdowej otaczającej Słońce została odkryta podczas badania poczerwienienia gwiazd [Fitzgerald, 1968]. Gorącą składową tej rzadkiej materii międzygwiazdowej jest tzw. Lokalny Bąbel (LB), którego rozmiary wynoszą ok. 100 parseków (1 parsek $\simeq 3.086 \times 10^{13}$ km). Powstał on kilka – kilkanaście milionów lat temu, niedaleko od dzisiejszej pozycji Słońca w Galaktyce [Smith i Cox, 2001, Maíz-Apellániz, 2001]. Otoczenie LB składa się z asocjacji masywnych gwiazd i pozostałości po supernowych, które w trakcie wybuchu rozrzuściły gęstą materię międzygwiazdową tworząc LB [Frisch, 1995, 2007]. Powstałe podczas wybuchu fale uderzeniowe spowodowały przesunięcie LB na pozycję w Galaktyce zajmowaną obecnie przez Słońce. Fale uderzeniowe skompresowały także molekularną materię międzygwiazdową, przyczyniając się do powstania masywnych gwiazd typu

¹Wykaz akronimów używanych w pracy znajduje się na stronie 118

OB zwanych obecnie Pasem Goulda. Środek pasa Goulda znajduje się ok. 100 parseków od Słońca [Grenier, 2004]. Słońce obecnie oddala się od środka pasa Goulda i podąża w kierunku tzw. asocjacji Skorpiona–Centaura. W trakcie wybuchów supernowych powstały też gigantyczne obszary neutralnego wodoru, tzw. superbąble. Jednym z takich superbąbli jest tzw. Północna Ostroga (Loop I), która powstała w skutek wybuchu supernowej w asocjacji Skorpiona–Centaura ok. miliona lat temu [de Geus, 1992]. Jest ona źródłem intensywnego promieniowania synchrotronowego oraz miękkiego promieniowania X. W chwili obecnej prawdopodobnie Północna Ostroga jest w trakcie łączenia się z LB [Egger i Aschenbach, 1995]. Północna Ostroga jest obszarem, który wpływa na strukturę pola magnetycznego w pobliżu Słońca. Pole magnetyczne Północnej Ostrogi składa się z pola równoległego B_{\parallel} i prostopadłego B_{\perp} do kierunku linii widzenia. Pole magnetyczne można wyznaczyć za pomocą polaryzacji światła gwiazd przez pył międzygwiazdowy, emisję synchrotronową, rotację Faradaya oraz efekt Zeemana [Leroy, 1999, Heiles, 2000, Frick i in., 2001]. Na podstawie danych z polaryzacji optycznej oraz emisji synchrotronowej wysnuto wniosek, iż pole magnetyczne LB leży w płaszczyźnie wyznaczonej przez Północną Ostrogę [Berkhuijsen i in., 1971, Heiles i Crutcher, 2005]. Natężenie pola magnetycznego mierzone jest w kierunku Północnej Ostrogi. Na podstawie danych Heiles i in. [1980] wyznaczyli uśrednioną wartość pola magnetycznego, która wynosi ok. $4 \mu G$, przy czym składowa B_{\parallel} jest mała i wynosi ok. $0.9 \pm 0.3 \mu G$ [Frick i in., 2001].

Rozkład gazu w LB diagnozuje się przy pomocy badania nadwyżki koloru [Lucke, 1978], ultrafioletowej obserwacji międzygwiazdowego wodoru w liniach gorących gwiazd [Frisch i York, 1983, Paresce, 1984, Redfield i Linsky, 2007], danych z radiowej emisji neutralnego wodoru oraz optycznych neutralnego sodu [Vergely i in., 2001], emisji promieniowania EUV z białych karłów oraz gwiazd typu M [Warwick i in., 1993] czy też obserwacji zjonizowanych atomów sodu [Sfeir i in., 1999, Lallement i in., 2003]. Oceny te różnią się między sobą, poza tym każdy z tych sposobów obarczony jest niepewnością, dlatego wydaje się, iż rozkład przestrzenny gazu w LB jest niejednorodny.

Równie ważnym parametrem dotyczącym LB jest pole promieniowania materii międzygwiazdowej. Wydaje się, iż w obrębie 5 parseków od Słońca występuje znaczący gradient pola jonizacji [Slavin i Frisch, 2002, 2007a,b], przy czym najlepiej zbadaną częścią widma jest daleki ultrafiolet (energie $\sim 7 - 13.6$ eV).

Obecnie sądzi się, iż Słońce znajduje się w jednym z rzadkich obszarów wewnątrz LB, w tzw. lokalnym ośrodku międzygwiazdowym (LISM). Nasza wiedza na temat LISM pochodzi z obserwacji prowadzonych wzdłuż bardzo długich linii widzenia do gwiazd. Sądzi się, iż temperatura LISM wynosi ok. 10^6 K [Lallement, 2007] natomiast gęstość ok. 0.001 cm^{-3} .

Najbardziej bliski nam obszar LISM nazywamy lokalnym obłokiem międzygwiazdowym (LIC). Obszar ten jest ciepłym, dość rzadkim, częściowo zjonizowanym i namagnesowanym obłokiem międzygwiazdowym, którego rozmiary sięgają kilku parseków. Z uwagi na brak pomiarów LIC prowadzonych in situ, nasza obecna wiedza na temat lokalnego obłoku międzygwiazdowego pochodzi w głównej mierze z analizy linii absorpcyjnych w widmach gwiazd, a także obserwacji neutralnych atomów (szczególnie wodoru i helu, w przyszłości także innych pierwiastków np. deuteru), tzw. jonów

unoszonych (PUI) oraz promieniowania kosmicznego (CR), które swobodnie penetrują Układ Słoneczny, przy czym charakterystyki ich w trakcie penetracji mogą ulegać dość poważnym modyfikacjom. Parametry LIC przedstawia Tab. 1.1.

1.3 Oddziaływanie wiatru słonecznego z lokalnym obłokiem międzygwiazdowym

Badania dotyczące oddziaływania pomiędzy SW a LIC rozpoczęły się na początku lat 60-tych [Parker, 1961, 1963]. Z uwagi na brak informacji dotyczących ośrodka międzygwiazdowego, prace Parkera dotyczyły trzech różnych sposobów oddziaływania SW z materią międzygwiazdową: oddziaływanie z nieruchomym ośrodkiem (bez pola magnetycznego), oddziaływanie z ośrodkiem poruszającym się z prędkością poddźwiękową (bez pola magnetycznego) oraz oddziaływanie z międzygwiazdowym polem magnetycznym przy zaniedbaniu dynamicznego ciśnienia materii międzygwiazdowej. W badaniach tych pojawiła się po raz pierwszy tzw. końcowa fala uderzeniowa wiatru słonecznego (TS), przeprowadzająca wiatr słoneczny z reżimu naddźwiękowego w poddźwiękowy oraz powierzchnia nieciągłości tangencjalnej, tzw. heliopauza (HP), separująca plazmę pochodzenia słonecznego od plazmy pochodzenia międzygwiazdowego. Pierwszym modelem oddziaływania SW i naddźwiękowego ośrodka międzygwiazdowego był model Baranova z 1970 roku [Baranov, 1990]. W modelu tym po raz pierwszy pojawiła się tzw. czołowa fala uderzeniowa heliosfery (BS), przeprowadzająca naddźwiękowy wiatr międzygwiazdowy w reżim poddźwiękowy. Tymczasem pod koniec lat 60-tych odkryto w przestrzeni międzyplanetarnej rozproszone promieniowanie słoneczne w liniach: wodorowej Lyman- α 1216 i helowej 584 Å [Bertaux i Blamont, 1971, Thomas i Krassa, 1971, 1974, Weller i Meier, 1974], przewidziane teoretycznie przez Bluma i Fahra [Fahr, 1968, Blum i Fahr, 1970]. Obserwacje te świadczyły niezbicie o istnieniu w przestrzeni międzyplanetarnej centrów rozpraszania ww. promieniowania, tzn. neutralnych atomów wodoru i helu pochodzenia międzygwiazdowego (dotychczas zakładano, że materia międzygwiazdowa jest całkowicie zjonizowana). Po raz pierwszy Wallis [1975] zwrócił uwagę, że plazma i atomy neutralne mogą oddziaływać ze sobą poprzez proces rezonansowej wymiany ładunku. Proces ten prowadzi po pierwsze do zmian w tzw. interfejsie heliosferycznym (obszar pomiędzy BS i TS), który staje się swego rodzaju „filtrem” dla neutralnych atomów pochodzenia międzygwiazdowego, po drugie w procesie tym powstają „nowe” jony, tzw. jony przechwycone (PUI). Są one bardzo ważnym, lecz trudnym do obserwacji źródłem informacji nt. procesów fizycznych zachodzących w heliosferze. Zostają one przechwycone przez pole magnetyczne niesione przez plazmę SW, lecz nie osiągają równowagi termodynamicznej z SW – tworzą jego dodatkową, odrębną składową. Powodują spowolnienie i podgrzanie oraz odstępstwo od symetrii sferycznej SW, a także oddziałują na interfejs heliosferyczny powodując zmianę jego struktury [Grzedzielski i Ratkiewicz, 1975]. Strumień jonów przechwycanych F_{PUI} można obliczyć w następujący sposób [Vasyliunas i Siscoe, 1976]:

Tabela 1.1: Parametry LIC

Parametr	Wartość/przewidywania
Dł. ekliptyczna (kier. napływu) [°]	254.7 ± 0.5^a (epoka 1950)
Szer. ekliptyczna (kier. napływu) [°]	5.3 ± 0.2^b (epoka 1950)
Szybkość heliocentryczna [km s ⁻¹]	26.3 ± 0.4^c 28.1^d
Temperatura [K]	6300 ± 340^e 6700^f
Gęstość atomów H [cm ⁻³]	0.2 ± 0.05^g 0.195 ± 0.02^h
Gęstość atomów He [cm ⁻³]	0.0148 ± 0.002^i
Gęstość protonów [cm ⁻³]	$0.03 - 0.1^j$ 0.04 ± 0.02^k
Gęstość elektronów [cm ⁻³]	0.07 ± 0.01^l
Pole magnetyczne [μ G]	0 – 3.8, kierunek nieznan ^m
Ciśnienie niskoenergetycznego GCR [dyn cm ⁻²]	$\sim (1.0 - 5.0) \times 10^{-13}$

^a[Witte, 2004]^b[Witte, 2004]^c[Witte, 2004, Möbius i in., 2004]^d[Frisch i in., 2002]^e[Witte, 2004, Möbius i in., 2004]^f[Lallement, 1996]^g[Gloeckler, 1996, Gloeckler i in., 1997]^h[Bzowski i in., 2007]ⁱ[Gloeckler i Geiss, 2001]^j[Gloeckler, 1996, Gloeckler i in., 1997]^k[Bzowski i in., 2007]^l[Slavin i Frisch, 2007b]^m[Slavin i Frisch, 2007a]

$$F_{PUI} = n_{PUI} v_{SW} = \frac{r_E^2}{r_{obs}^2 \tau_{rE}} \int_{R_\odot}^{r_{obs}} N(r', \theta) dr', \quad (1.1)$$

gdzie: n_{PUI} – gęstość PUI,
 v_{SW} – szybkość SW,
 r_E – 1 jednostka astronomiczna (j.a.),
 r_{obs} – odległość heliocentryczna punktu pomiarowego,
 τ_{rE} – średni czas życia atomów neutralnych w odległości r_E ,
 R_\odot – promień Słońca,
 $N(r', \theta)$ – gęstość atomów neutralnych.

Efekt rezonansowej wymiany ładunku pomiędzy atomami neutralnymi i plazmą został uwzględniony w modelu oddziaływania SW z LIC przez Baranov na początku lat 80-tych [Baranov, 1990]. Model ten posiadał jednakże kilka wad, m.in. nie wzięto w nim pod uwagę powstawania nowych atomów neutralnych w procesie rezonansowej wymiany ładunku. Kinetyczno-gazodynamiczny model pozbawionych tych wad został opracowany w 1993 roku przez Baranov i Malame [Baranov i Malama, 1993]. Rezultatem tego modelu jest następujący obraz oddziaływania SW-LIC:

Na skutek ruchu względnego Słońca i LIC powstaje naddźwiękowy wiatr międzygwiazdowy. Z uwagi na oddziaływanie ze sobą dwóch ośrodków naddźwiękowych, przed spotkaniem z wiatrem słonecznym składowa zjonizowana przechodzi w reżim poddźwiękowy przez BS w odległości ok. 300 j.a. od Słońca i opływa przeszkodę, jaką stanowi dla niej heliosfera. Wiatr słoneczny, również wyhamowany do prędkości poddźwiękowej przez TS w odległości ok. 100 j.a. od Słońca (16 grudnia 2004 Voyager 1 przeciął TS w odległości 94.01 j.a. od Słońca [Stone i in., 2005] a 9 września 2007 zrobił to także Voyager 2 [Richardson, 2007; informacja prywatna]), jest oddzielony od wiatru międzygwiazdowego heliopauzą, położoną ok. 150 j.a. od Słońca. Na heliopauzie spełniony jest warunek równowagi ciśnień pomiędzy plazmą słoneczną i międzygwiazdową, który dla tzw. nosa heliopauzy wygląda następująco²:

$$\rho(r)v_{SW}^2 = \rho_\infty v_\infty^2 + p_\infty, \quad (1.2)$$

gdzie: $\rho(r)$ – gęstość SW,
 ρ_∞ – gęstość ośrodka międzygwiazdowego,
 v_∞ – szybkość ośrodka międzygwiazdowego,
 p_∞ – ciśnienie ośrodka międzygwiazdowego.

Przy opisie oddziaływania SW-LIC należy wspomnieć o promieniowaniu kosmicznym. Zasadniczo promieniowanie kosmiczne dzieli się na tzw. składową galaktyczną (GCR) oraz składową anomalną (ACR). Wpływ GCR na strukturę interfejsu heliosferycznego został zbadany przez Myasnikova i in. [Myasnikov i in., 2000b,a]. Z badań tych wynika, że wpływ GCR jest zaniedbywalny w porównaniu z wpływem atomów neutralnych na interfejs heliosferyczny, z wyjątkiem BS, którego struktura może być

²Rzeczywisty tensor ciśnienia składa się z członów uwzględniających ciśnienie dynamiczne, mechaniczne, anizotropię ciśnienia oraz ciśnienie wynikające z obecności pola magnetycznego. Dla SW składowa dynamiczna jest dużo większa niż pozostałe, dlatego we wzorze 1.2 po stronie SW istnieje tylko ciśnienie dynamiczne.

modyfikowana przez GCR, dlatego model Baranova i Malamy jest poprawny dla opisu procesów zachodzących w heliosferze aż do BS. Wpływ ACR na TS oraz zewnętrzną heliosferę (obszar pomiędzy HP a BS) był badany m. in. przez Fahra i in. oraz Alexashova i in. [Fahr i in., 2000, Alexashov i in., 2004]. Anomalne promieniowanie kosmiczne powstaje na skutek jonizacji międzygwiazdowych atomów neutralnych w heliosferze przez procesy opisane w Roz. 1.6. Nowopowstałe jony (PUI) zostają przechwycone przez pole magnetyczne SW i unoszone wraz z nim w kierunku TS, przy czym część z tych jonów zostaje wstępnie przyspieszona w heliosferze. Dotychczas przypuszczano, że na TS jony te zostają znów przyspieszone (osiągają energię \sim MeV) i część z nich wraca do wnętrza heliosfery w postaci ACR. Niestety przypuszczenia te nie zostały potwierdzone przez dane pochodzące z przejścia Voyagera 1 przez TS [Burlaga i in., 2005, Decker i in., 2005, Gurnett i Kurth, 2005, Stone i in., 2005]. Do tej pory powstało kilka hipotez co do miejsca powstawania ACR, m.in. że na TS istnieją preferowane obszary przyspieszania PUI do energii ACR [Schwadron i McComas, 2003]. Inny sposób przyspieszania PUI do energii ACR został zaprezentowany przez McComasa i Schwadrona [McComas i Schwadron, 2006, Schwadron i McComas, 2006]. Linie pola magnetycznego w okolicy nosa TS tworzą punkt kontaktowy, który na skutek wyciągania linii pola magnetycznego przez SW poza TS przesuwają się na flanki TS. Dość długi czas przesuwania się punktu kontaktowego w kierunku odległych flank wystarcza do przyspieszania PUI do energii ACR. PUI podczas przyspieszania w okolicy TS modyfikują jego strukturę (powodują m.in. odsunięcie TS od Słońca), a także powodują spadek temperatury plazmy termicznej poza TS.

Jak widać z tych rozważań, obszar interfejsu heliosferycznego i procesy w nim zachodzące mają fundamentalne znaczenie dla fizyki całej heliosfery, w tym dla składowej neutralnej: w obszarze tym formują się trzy z czterech podstawowych populacji atomów neutralnych. Wyróżnia się cztery populacje atomów neutralnych, w zależności od miejsca ich powstania [Izmodenov, 2001]:

- populacja 1 – atomy powstające w obszarze naddźwiękowego wiatru słonecznego na skutek wymiany ładunku pomiędzy protonami SW i neutralnymi atomami międzygwiazdowymi, które przeniknęły pod TS bez oddziaływania w interfejsie heliosferycznym. Ich średnia szybkość jest porównywalna ze średnią szybkością SW i wynosi ok. 400–450 km/s,
- populacja 2 – atomy powstałe w obszarze między heliopauzą a falą końcową wiatru słonecznego, wskutek wymiany ładunku między atomami neutralnymi pochodzenia międzygwiazdowego a protonami wyhamowanego do prędkości poddźwiękowej i odpowiednio podgrzanego wiatru słonecznego oraz PUI (szybkości ok. 200–300 km/s),
- populacja 3 – wtórne atomy międzygwiazdowe, powstałe w obszarze pomiędzy heliopauzą a czołową falą heliosfery wskutek wymiany ładunku pomiędzy oryginalnymi atomami międzygwiazdowymi i protonami spowolnionymi pomiędzy HP a BS. Szybkość atomów tej populacji wynosi ok. 18–19 km/s. Atomy te tworzą w okolicy nosa heliopauzy obszar o podwyższonej koncentracji, tzw. ścianę wodorową [Baranov i in., 1991, Linsky i Wood, 1996],

- populacja 4 – oryginalne atomy międzygwiazdowe (szybkość atomów tej populacji wynosi ok. 26 km/s).

Populacja pierwsza, a także w pewnym stopniu populacja druga, wydostają się z heliosfery i oddziałują poprzez rezonansową wymianę ładunku z plazmą materii międzygwiazdowej powodując pewne spowolnienie oraz podgrzanie jej jeszcze przed BS. Jest to tzw. efekt Gruntmana [Gruntman i in., 2001], który prowadzi do zmniejszenia liczby Macha napływającego gazu międzygwiazdowego. Niewykluczone, że efekt ten wraz z polem magnetycznym może spowodować zmniejszenie liczby Macha do wartości poniżej jedności, co doprowadziłoby do zaniku BS i przeformowania interfejsu heliosferycznego do struktury z tylko jedną, wewnętrzną falą uderzeniową – TS.

Populacja druga pełni także rolę nośnika informacji o stanie fizycznym plazmy w obszarze, w którym powstała. Z uwagi na dużą energię, zasięg (~ 100 AU) oraz brak sprzężenia z polem magnetycznym, populacja ta swobodnie penetruje przestrzeń planetarną i jest głównym składnikiem gęstości wodoru międzyplanetarnego dla odległości heliocentrycznym mniejszych niż 1 j.a. [Gruntman i Izmodenov, 2004].

Niniejsza praca poświęcona jest wyłącznie modelowaniu rozkładu populacji 3 i 4 w heliosferze, z uwagi na dużą gęstość tych populacji oraz wysunięcie dopplerowskie poza zakres widmowy linii słonecznej Lyman- α a także zdecydowanie mniejszą gęstość dwóch pozostałych populacji.

W tym miejscu należy także wspomnieć o wpływie międzygwiazdowego pola magnetycznego na heliosferę. Pierwsze badania tego wpływu, w modelu czysto plazmowym bez atomów neutralnych wykonane zostały przez Ratkiewicz i in. [Ratkiewicz i in., 1998]. Wpływ pola magnetycznego na strukturę interfejsu heliosferycznego z uwzględnieniem atomów neutralnych został zbadany przez Alexashova i in. [Alexashov i in., 2000]. Pokazał on, iż wpływ pola magnetycznego równoległego do wektora prędkości względnej SW/LIC jest znacząco mały w porównaniu do modelu oddziaływania SW–LIC bez atomów wodoru neutralnego [Baranov i Zaitsev, 1995]. Pokazał także, iż wzrost natężenia pola magnetycznego od 0 do $3.5 \mu G$ nie wpływa na filtrację pierwotnej i wtórnej populacji wodoru międzygwiazdowego w interfejsie heliosferycznym, natomiast może wpływać na rozkład gęstości heliosferycznej populacji wtórnej, której gęstość może wzrosnąć ok. 1.5 razy przy wzroście natężenia pola od 0 do $3.5 \mu G$. Wpływ pola magnetycznego nachylonego względem położenia wektora prędkości względnej SW/LIC został zbadany przez Izmodenova i in. [Izmodenov i in., 2005, Pogorelov i Zank, 2006]. W tym przypadku obszar oddziaływania pomiędzy SW a LIC przestaje być osiowo symetryczny i staje się istotnie trójwymiarowy. Odkształcenia struktury interfejsu heliosferycznego od symetrii osiowej w obecności zewnętrznego pola magnetycznego pokazali już Ratkiewicz i in. [Ratkiewicz i in., 1998]; prace z wodorem neutralnym pokazują, że odkształcenie takie występuje także w tym przypadku. TS i HP zostają zepchnięte w kierunku Słońca, natomiast odległość Słońce–BS jest większa niż w przypadku braku pola magnetycznego. Wpływ międzygwiazdowego pola magnetycznego na odchylenie neutralnej wiązki wodorowej od kierunku napływu neutralnego helu międzygwiazdowego zbadali Pogorelov i Zank oraz Izmodenov i Alexashov [Pogorelov i Zank, 2006, Izmodenov i Alexashov, 2006]. Wykazali oni, iż wpływ natężenia i kierunku międzygwiazdowego pola magnetyczne-

go na odchylenie wiązek wodorowych w interfejsie heliosferycznym jest większy niż wpływ heliosferycznego pola magnetycznego i trójwymiarowego SW.

Z powodu szybszej jonizacji atomów neutralnych o mniejszych prędkościach, początkowa (w „nieskończoności”) maxwellowska funkcja rozkładu na TS dla czterech populacji zostaje zniekształcona [Izmodenov i in., 2001]. Sprzężenie plazmy i atomów neutralnych w interfejsie heliosferycznym następuje przez wymianę ładunku, a skala przestrzenna tego zjawiska (porównywalna do rozmiaru całego obszaru) i podatność na prędkości względne powodują, że opis płynowy, gdzie wszystkie oddziaływania zachodzą „natychmiast”, staje się nieadekwatny, tzn. do opisu przepływu gazu neutralnego w heliosferze trzeba zastosować podejście kinetyczne. Ważny jest też fakt, że prędkość termiczna (v_T) i masowa gazu są porównywalne, dlatego atomy „termiczne” mają duży zasięg „na boki” w stosunku do lokalnego kierunku przepływu.

1.4 Modelowanie rozkładu gazu neutralnego w heliosferze

Odkrycie pod koniec lat 60-tych świecenia heliosfery w linii wodorowej Lyman- α (patrz Roz. 1.3) zapoczątkowało modelowanie rozkładu neutralnego gazu międzygwiazdowego w heliosferze. Zasadniczo pierwszym modelem w miarę poprawnie opisującym obserwowane cechy rozkładu gazu neutralnego w Układzie Słonecznym był tzw. model zimny [Fahr, 1968, Blum i Fahr, 1970, Axford, 1972]. Model ten zakładał napływ monokierunkowego i monoenergetycznego gazu (tj. gazu, którego atomy w „nieskończoności” nie posiadają indywidualnych prędkości termicznych, $T_\infty = 0$) do wnętrza heliosfery, gdzie działa na niego przyciągająca siła grawitacji słonecznej i odpychająca siła ciśnienia promieniowania, powstająca na skutek ciągłego rozpraszania fotonów słonecznej linii Lyman- α na atomach wodoru (patrz Roz. 1.6.1). Efekt ten został wprowadzony w późniejszym czasie przez Bertaux i in. [Bertaux i in., 1972], którzy pokazali, że jeżeli ciśnienie promieniowania przeważa nad grawitacją, to istnieje wtedy strefa o zerowej gęstości wodoru tzw. strefa unikania (Rys. 1.1). Neutralny gaz międzygwiazdowy jest niszczone przez proces wymiany ładunku z protonami SW (patrz Roz. 1.6.2) i fotojonizację przez promieniowanie słoneczne EUV (patrz Roz. 1.6.3). Przyjęto, że procesy niszczenia gazu neutralnego są sferycznie symetryczne i maleją wraz z odległością od Słońca jak r^{-2} :

$$\nu(r) = (\nu_{ce,E} + \nu_{ph,E}) \frac{r_E^2}{r^2}, \quad (1.3)$$

gdzie: $\nu_{ce,E}, \nu_{ph,E}$ – odpowiednio tempo wymiany ładunku i fotojonizacji na orbicie Ziemi,

r – odległość heliocentryczna,

$r_E = 1$ j.a.

Na atomy poruszające się w heliosferze działa następująca efektywna siła grawitacji słonecznej F_{ef} :

$$\mathbf{F}_{ef} = -(1 - \mu) \frac{M_\odot m G}{r^2}, \quad (1.4)$$

gdzie: μ – stosunek siły ciśnienia promieniowania słonecznego do siły grawitacji słonecznej,

M_{\odot}, m, G – odpowiednio masa Słońca i neutralnego atomu międzygwiazdowego oraz stała grawitacji.

Ponieważ napływający gaz ma symetrię osiową, a procesy dynamiczne i straty mają symetrię sferyczną, kształtujący się rozkład gazu w przestrzeni ma symetrię osiową, a zatem jest dwuwymiarowy i może być opisywany w jednej płaszczyźnie, parametryzowanej przez odległość heliocentryczną r oraz kąt θ liczony od kierunku napływu.

Z uwagi na identyczne prędkości wszystkich atomów wodoru w „nieskończoności”, przez dany punkt płaszczyzny $M(r, \theta)$ przechodzą tylko dwie trajektorie atomów charakteryzujące się dwoma różnymi parametrami zderzenia:

$$P_{1,2} = \frac{r}{2} \sin \theta \left(1 \pm \sqrt{1 + \frac{4}{r\beta(1 + \cos \theta)}} \right), \quad (1.5)$$

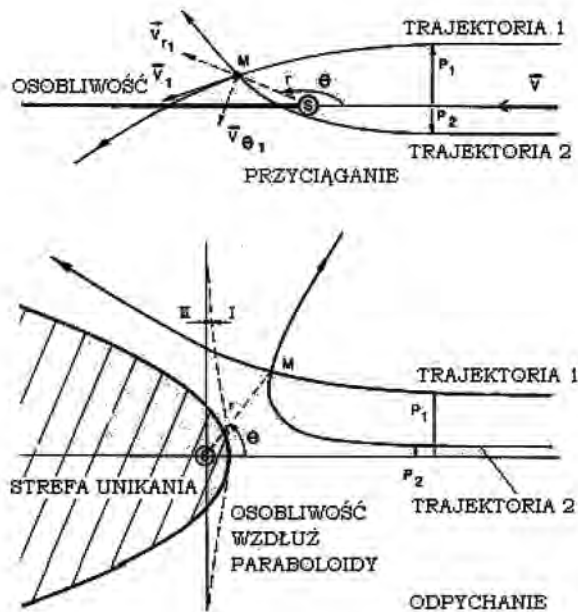
gdzie:

$$\beta = \frac{v_{\infty}^2}{(1 - \mu)M_{\odot}G}.$$

Kiedy $\mu > 1$, atomy wodoru nie penetrują obszaru, którego granice wyznaczone są w następujący sposób:

$$r(1 + \cos \theta) \leq -4/\beta. \quad (1.6)$$

Geometrię modelu zimnego przedstawia Rys. 1.1.



Rysunek 1.1: Geometria modelu zimnego; zaadaptowane z Lallement i in. [1985a].

W celu obliczenia całkowitej gęstości $n(r, \theta)$ sumuje się wkład od poszczególnych gęstości odpowiadających dwu różnym trajektoriom (Rów. 1.5), co można zapisać następującym wzorem:

$$\frac{n(r, \theta)}{n_\infty} = \sum_{i=1,2} \frac{(1 \pm \sqrt{A})^2}{4\sqrt{A}} \exp\left(-\frac{(\nu_{ce,E} + \nu_{ph,E}) r_E^2 \theta_i}{v_\infty |P_i|}\right), \quad (1.7)$$

gdzie $A = 1 + 4/[r\beta(1 + \cos\theta)]$, $\theta_i = \theta$ dla $P_i > 0$ lub $\theta_i = 2\pi - \theta$ dla $P_i < 0$.

Model zimny dość dobrze opisuje rozkład gęstości neutralnego helu i cięższych pierwiastków w kierunku apeksu i prostopadle do niego, dla których szybkość termiczna w typowych warunkach ($T \sim 8000$ K) jest dużo mniejsza niż typowa szybkość masowa napływającego gazu międzygwiazdowego ($v_b \sim 20$ km/s). Dla wodoru, ze względu na mniejszą masę, szybkość termiczna jest tylko ok. dwukrotnie mniejsza od szybkości masowej, dlatego model zimny może znaleźć zastosowanie tylko do globalnego opisu rozkładu neutralnego wodoru w heliosferze dla odległości heliocentrycznych większych niż 10 j.a. [Ruciński i Bzowski, 1996]. Błędne założenie modelu zimnego dotyczące zerowej temperatury napływającego gazu międzygwiazdowego skutkowało także m. in. pojawieniem się osobliwości (nieskończonych gęstości) w kierunku spływu materii międzygwiazdowej w przypadku $\mu < 1$. Poprawną interpretację mierzonych przestrzennych rozkładów świecenia tła w linii Lyman- α i He uzyskano przy pomocy tzw. modelu gorącego [Thomas, 1978, Fahr, 1978, 1979, Wu i Judge, 1979, Lallement i in., 1985a].

1.4.1 Klasyczny model gorący

Zjawisko napływu neutralnego gazu międzygwiazdowego do wnętrza Układu Słonecznego oraz rozkład tego gazu w przestrzeni międzyplanetarnej opisywane są przez klasyczny model gorący przy następujących założeniach:

1. problem ma charakter stacjonarny tzn. $\frac{\partial}{\partial t} = 0$ oraz posiada symetrię osiową wokół osi napływu,
2. SW jest sferycznie symetryczny,
3. napływający gaz jest bezzderzeniowy w skali odległości porównywalnych z rozmiarami heliosfery (atomy nie oddziałują wzajemnie siłami grawitacyjnymi i elektromagnetycznymi; średnia droga swobodna na oddziaływanie atomów typu H-H ~ 10000 j.a., z uwagi na mniejszą (niż H) koncentrację atomów He oraz innych pierwiastków, a także protonów, średnia droga swobodna na oddziaływanie z tymi pierwiastkami jest większa niż 10000 j.a. Dokładną analizę problemu można znaleźć w pracy [Izmodenov i in., 2000]),
4. gaz napływa ku Słońcu z szybkością masową v_B ,
5. w „nieskończoności” (w LIC) indywidualne prędkości termiczne atomów są konsekwencją niezerowej temperatury gazu $T_\infty \neq 0$,

6. funkcja rozkładu gazu w LIC jest funkcją Maxwella „przesuniętą” o wektor prędkości masowej v_B ,
7. w LIC gaz jest rozmieszczony jednorodnie i ma gęstość n_∞ ,
8. neutralny gaz międzygwiazdowy w heliosferze podlega następującym procesom:
 - (a) przyciągania grawitacyjnego Słońca,
 - (b) odpychania na skutek ciśnienia promieniowania słonecznego,
 - (c) rezonansowej wymianie ładunku,
 - (d) fotojonizacji.

Na skutek procesów 8a–8d (por. Roz. 1.6) rozkład neutralnego bezzderzeniowego gazu międzygwiazdowego w przestrzeni międzyplanetarnej (składającego się w głównej mierze z atomów wodoru i helu) jest znacznie różny od rozkładu tego gazu w LIC. Matematyczny opis zmian prowadzących do tak poważnych różnic prowadzony jest na gruncie teorii kinetycznej. Przyjmuje się, iż rozmieszczenie przestrzenne gazu neutralnego opisane jest funkcją rozkładu, która określa prawdopodobieństwo istnienia cząstek o danej prędkości w danym elemencie przestrzeni. Na skutek procesów 8a–8d funkcja rozkładu gazu w heliosferze jest modyfikowana, co można opisać klasycznym równaniem Boltzmana, które w przypadku stacjonarnym ma następującą postać:

$$\mathbf{v} \frac{\partial f}{\partial \mathbf{r}} + \mathbf{F}_{ef} \frac{\partial f}{\partial \mathbf{v}} = -\nu f, \quad (1.8)$$

gdzie: f – funkcja rozkładu,

\mathbf{v} – prędkość,

\mathbf{r} – położenie,

\mathbf{F}_{ef} – efektywna siła działająca na atomy neutralne (wypadkowa sił grawitacji i ciśnienia promieniowania, Rów. 1.4),

ν – efektywne tempo jonizacji.

Jak wspomniano wcześniej, w granicy $r \rightarrow \infty$ funkcja fazowa f przyjmuje postać rozkładu Maxwella „przesuniętego” o prędkość masową gazu w LIC (patrz Roz. 2.3.1). Ogólna postać rozwiązania Rów. 1.8 przy założeniu $\mu = \text{const.}$ przedstawia się następująco [Danby i Camm, 1957]:

$$f(\mathbf{v}, \mathbf{r}) = f_\infty(\mathbf{v}_\infty(\mathbf{v}, \mathbf{r}), \mathbf{r}_\infty(\mathbf{v}, \mathbf{r})) E, \quad (1.9)$$

gdzie: f_∞ – funkcja rozkładu w „nieskończoności”,

E – współczynnik strat spowodowanych przez procesy jonizacyjne.

W celu uzyskania zerowego momentu funkcji rozkładu (gęstości atomów n) oraz wyższych momentów (lokalnej prędkości masowej \mathbf{u} oraz lokalnej temperatury kinetycznej T), całkuje się Rów. 1.9 w przestrzeni prędkości wg następującego schematu:

$$n = \iiint f d^3v, \quad (1.10)$$

$$\mathbf{u} = \frac{1}{n} \iiint \mathbf{v} f d^3v, \quad (1.11)$$

$$T = \frac{m}{n k} \iiint (\mathbf{v} - \mathbf{u})^2 f d^3v, \quad (1.12)$$

gdzie: k – stała Boltzmann, m – masa atomu.

Wprowadźmy sferyczny układ współrzędnych (r, θ, ϕ) , gdzie kąt θ będzie kątem liczonym od osi apeksu ($0 \leq \theta \leq \pi$), (v_r, v_ρ, ψ) będą współrzędnymi w przestrzeni prędkości, gdzie v_r jest prędkością radialną, (v_ρ, ψ) są współrzędnymi prędkości w płaszczyźnie prostopadłej do lokalnego wektora położenia \mathbf{r} . W klasycznym modelu gorącym zarówno ν , jak i μ zależą wyłącznie od odległości heliocentrycznej, problem ma symetrię osiową wokół osi napływu, dlatego też rozkład prędkości nie zależy od kąta ϕ . W takim razie Rów. 1.9 możemy przepisać w następującej postaci [Wu i Judge, 1979]:

$$f(v_r, v_\rho, \psi, r, \theta) = \frac{n_\infty}{\sqrt{\pi} c_\infty} \exp(F_1 - F_2 \sin \psi), \quad (1.13)$$

gdzie: $F_1 = -\frac{V_\infty^2 + v_\infty^2 + 2V_\infty v_\infty \cos \theta}{c_\infty^2} + \frac{2V_\infty v_\infty \cos \theta}{c_\infty^2} \frac{(v_\infty - v_r)^2}{v_\infty(v_\infty - v_r) + Q^2} - \frac{\nu_E r^2 \theta'}{r v_\rho}$,

$$F_2 = \frac{2V_\infty v_\infty v_\rho \sin \theta}{c_\infty^2} \frac{(v_\infty - v_r)}{v_\infty(v_\infty - v_r) + Q^2},$$

$$Q^2 = \frac{(1-\mu)GM_\odot}{r}, \quad v_\infty = \sqrt{v_r^2 + v_\rho^2 - 2Q^2},$$

c_∞^2 – prędkość termiczna atomów w „nieskończoności”.

θ' jest kątem zakreślonym przez atom poruszający się wzdłuż trajektorii keplerowskiej, który możemy zapisać jako $\theta' = \theta_0 \pm \theta_1$, gdzie znak $+$ obowiązuje dla $v_r > 0$ natomiast znak $-$ dla $v_r < 0$; θ_0 jest kątem peryhelium trajektorii hiperbolicznej:

$$\theta_0 = \tan^{-1}(-v_r v_\rho / Q^2), \quad \pi/2 < \theta_0 < \pi,$$

i

$$\theta_1 = \tan^{-1} \left(\frac{\sqrt{r_0/r_1 + 2r_0/r - (r_0/r)^2}}{r_0/r - 1} \right), \quad 0 < \theta_1 < \pi,$$

oraz

$$r_0 = r v_r^2 / Q^2, \quad r_1 = Q^2 r / v_\infty^2.$$

Funkcję rozkładu gazu neutralnego w heliosferze uzyskuje się poprzez scałkowanie Rów. 1.13 w przestrzeni prędkości.

1.4.2 Rozszerzenia modelu gorącego

Model gorący był szeroko stosowany w latach 80-tych i 90-tych do interpretacji pomiarów rozproszonego promieniowania słonecznego w liniach Lyman- α i He. W okresie tym modelowanie rozkładu neutralnego gazu w heliosferze skupiło się na

dwóch aspektach – modelowania zachowania gazu neutralnego w interfejsie heliosferycznym oraz bardziej realistycznego symulowania procesów wpływających na własności fizyczne neutralnego gazu w heliosferze, co pozwoliło na ilościowe (nie tylko jakościowe) interpretowanie pomiarów heliosferycznych.

Elektronowa jonizacja zderzeniowa

W pierwszym podejściu wyeliminowano założenie, iż tempo jonizacji zmienia się z odległością jak r^{-2} . Okazało się, że jonizacja atomów neutralnych przez elektrony SW odbiega od tak uproszczonego opisu [Ruciński i Fahr, 1989, 1991, Ruciński i in., 1996]. Elektronowa jonizacja zderzeniowa jest szczególnie ważna dla neutralnego helu, natomiast dla wodoru ma znaczenie w obrębie kilku j.a. od Słońca (patrz Roz. 2.3.3).

Zależność tempa wymiany ładunku od szerokości heliograficznej

W klasycznym modelu gorącym przyjmuje się, iż tempo rezonansowej wymiany ładunku nie zależy od szerokości heliograficznej, gdyż strumień protonów SW jest sferycznie symetryczny – możliwe zależności od długości heliograficznej uśredniają się po jednym okresie obrotu Słońca wokół własnej osi (~ 27 dni). Jednakże już Joselyn i Holzer [Joselyn i Holzer, 1975] pokazali, że anizotropia strumienia wiatru słonecznego może wpływać na rozkład wodoru w heliosferze. Istnienie anizotropii zostało potwierdzone w licznych obserwacjach rozproszonego promieniowania linii Lyman- α np. misja MARINER 10 [Kumar i Broadfoot, 1979] czy też pomiarach in situ na misjach ULYSSES [Phillips i in., 1995, McComas i in., 1998, Pryor i in., 2003] i SWAN/SOHO [Bertaux i in., 1997, 1999], a także w obserwacjach warkoczy kometarnych [Brandt i Snow, 2000]. W niniejszej pracy uwzględniono ten fakt i posłużono się modelem opisanym w Roz. 2.3.3.

Efekt cyklu słonecznego

Typowy atom międzygwiazdowy, którego szybkość w LIC wynosi ok. 20 km/s, w ciągu roku pokonuje odległość ok. 4.2 j.a. Wynika z tego, że czas potrzebny do przebycia od TS w pobliże Ziemi (ok. 100 j.a.) jest większy niż 11-letni okres cyklu słonecznego. Fakt ten wymagał uwzględnienia w klasycznym modelu gorącym zmian czasowych tempa jonizacji a także czasowych zmian ciśnienia promieniowania np. [Blum i in., 1993, Kyrölä i in., 1994, Bzowski i Ruciński, 1995, Summanen, 1996, Bzowski i in., 1997, 2002]. W obecnej pracy uwzględniono najnowsze modele tych efektów (szczegółowy opis znajduje się w Roz. 2.3.2 i 2.3.3).

1.5 Rola deuteru w badaniu Wszechświata

Pomiar stosunku deuteru do wodoru (D/H) ma duże znaczenie w zrozumieniu procesów toczących się we Wszechświecie. Z kosmologicznego punktu widzenia obfitość deuteru potrzebna jest do dokładnego wyznaczenia gęstości barionów, co z kolei rzutuje na naszą wiedzę dotyczącą historii i przyszłości Wszechświata.

Jeżeli przez Ω_B oznaczymy obecny stosunek gęstości barionów do gęstości Wszechświata, to obfitość deuteru y_D wpływa na parametr Ω_B w następujący sposób [Steigman, 2006]:

$$\Omega_B \propto \frac{const.}{h^2 y_D^{5/8}} \quad (1.14)$$

gdzie: h – stała Plancka.

Znajomość obfitości deuteru pozwoli nam także zrozumieć procesy rządzące ewolucją naszej Galaktyki, a także dostarczy nam potrzebnych danych na temat właściwości materii we Wszechświecie.

Deuter w przestrzeni międzygwiazdowej występuje zarówno w fazie gazowej, która wnika do wnętrza heliosfery z LIC/LISM i jest przedmiotem badań niniejszej pracy, jak i pod innymi postaciami (np. uwięziony jest w molekułach deuterowanych, pyłe kosmiczny, materii komet i meteorytów). Przegląd zawartości deuteru w Układzie Słonecznym (w fazach innych niż gazowa) można znaleźć w pracy [Robert i in., 2000].

Pochodzenie deuteru było jednym z tematów pracy Burbidge'a i in. [Burbidge i in., 1957]. Autorzy tej pracy wskazywali na brak znanego procesu jądrowego prowadzącego do syntezy lekkich nuklidów takich jak D, ${}^6\text{Li}$ i ${}^7\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$, ${}^{10}\text{B}$ i ${}^{11}\text{B}$, jednocześnie wskazując na możliwość syntezy tych nuklidów w atmosferach aktywnych gwiazd lub w mgławicach penetrowanych przez cząstki energetyczne oraz na prawdopodobnie różne miejsce pochodzenia deuteru i innych lekkich nuklidów. Pod koniec lat 60-tych Peebles [1966] oraz Wagoner i in. [1967] pokazali, że obecna ilość D, ${}^3\text{He}$ i ${}^4\text{He}$ w znacznej mierze powinna być stworzona w gorącym, wczesnym stadium Wszechświata, którego pozostałością jest odkryte w 1965 roku kosmiczne mikrofalowe promieniowanie tła [Penzias i Wilson, 1965]. W latach 70-tych wyznaczono w miarę dokładną zawartość D i ${}^3\text{He}$ w obłoku protosolarnym np. [Geiss i Reeves, 1972], a także w przestrzeni międzygwiazdowej [York i J. B. Rogerson, 1976] oraz stwierdzono, że obserwowana zawartość D we Wszechświecie powstała podczas tzw. Wielkiego Wybuchu (wszelkie inne procesy mogące prowadzić do powstania deuteru zostały odrzucone; patrz Reeves i in. [1973] oraz [Epstein i in., 1976]) i od tej pory poddawany on jest procesowi spalania we wnętrzach gwiazd. Naszą obecną wiedzę na temat obfitości D we Wszechświecie podsumowuje Tab. 1.2.

Oznaczenia: SBBN – nukleosynteza w tzw. standardowym modelu Wielkiego Wybuchu,

WMAP – Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (sonda badająca anizotropię kosmicznego mikrofalowego promieniowania tła,

Gyr – miliardy lat.

Warto zwrócić uwagę na duże rozbieżności pomiędzy wartościami D/H w LIC (LISM). Obecnie wydaje się, że rozbieżności pomiędzy pomiarami obfitości deuteru w fazie gazowej zostały wyjaśnione [Linsky i in., 2006, Linsky, 2007]. Okazuje się, że atomy deuteru mogą zastępować atomy wodoru w materiałach ziarnistych (np. pył międzygwiazdowy) zawierających atomy węgla. Fakt ten może wyjaśnić duże obfitości deuteru zmierzone w heliosferycznym pyłe pochodzenia międzygwiazdowego [Robert i in., 2000]. Tak więc kosmiczna materia ziarnista (pył kosmiczny) wydaje się być dużym rezerwuarem deuteru, który w trakcie zaburzenia rozkładu kosmicznych ziaren

Tabela 1.2: Obfitość deuteru

	SBBN i WMAP –13.7 Gyr	Wczesne obserwacje –(10 – 13) Gyr	Pre-solar –4.6 Gyr	LIC (LISM) dziś
D/H (10^{-5})	2.56 ± 0.18^a	2.4 ± 0.4^b	2.0 ± 0.35^c	1.56 ± 0.04^d 0.98 ± 0.19^e

^a[Steigman, 2006]^b[Steigman, 2006]^c[Geiss i Gloeckler, 2003]^d[Linsky i in., 2006]^e[Hébrard i in., 2005]

powraca do fazy gazowej.

Istnienie rozbieżności w pomiarach obfitości deuteru w LIC metodami astrofizycznymi skłaniają nas do poszukiwania alternatywnej metody pomiaru, tj. pomiary in situ w heliosferze. Dodatkowym atutem tej metody jest fakt, iż obfitość deuteru w LIC wynosi ok. 3% obfitości tlenu [Steigman, 2003], który jest dość łatwo wykrywalny w heliosferze [Geiss i in., 1994]. Reasumując, obecność neutralnego deuteru międzygwiazdowego w heliosferze powinna być możliwa do zaobserwowania in situ w niedalekiej przyszłości. Okazję taką stwarza nadchodząca misja IBEX, np. [McComas i in., 2004].

1.6 Oddziaływanie gazu galaktycznego z promieniowaniem i plazmą słoneczną

Przestrzenny rozkład neutralnego gazu galaktycznego w heliosferze kształtowany jest przez nieustanny dopływ gazu do jej wnętrza, a także przez szereg procesów wpływających na dynamikę i jonizację („niszczenie”) tego gazu wewnątrz heliosfery.

Głównymi procesami odpowiedzialnymi za modyfikację rozkładu neutralnego gazu galaktycznego (wodoru i deuteru) w heliosferze są:

1. grawitacja słoneczna,
2. ciśnienie promieniowania w linii Lyman- α ,
3. rezonansowa wymiana ładunku z protonami wiatru słonecznego,
4. fotojonizacja przez słoneczne promieniowanie EUV,
5. jonizacja zderzeniowa z elektronami wiatru słonecznego.

1.6.1 Efekt ciśnienia promieniowania

Chromosfera słoneczna emituje promieniowanie Lyman- α , które wywiera siłę mechaniczną na neutralne atomy gazu wodorowo-deuterowego w heliosferze, tzw. ci-

śnienie promieniowania. W klasycznym ujęciu ciśnienie promieniowania traktuje się jako stałą (w czasie) siłę zaburzającą ruch atomów odbywający się pod wpływem siły grawitacji słonecznej [Bertaux i Blamont, 1973]. Strumień promieniowania tej linii zawiera się w przedziale ok. $0.1\text{--}7.0 \times 10^{11}$ fotonów $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ [Woods i in., 2000], natomiast wartość, przy której ciśnienie promieniowania równoważy siłę grawitacji wynosi 3.32×10^{11} fotonów $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$.

Analiza dla 1 j.a. Na skutek pojedynczej absorpcji fotonu zmiana pędu atomu wodoru wynosi $h/\lambda = 5.48 \times 10^{-27}$ kg m/s, gdzie: h – stała Plancka, λ - długość fali Lyman- α . Zmiana prędkości związana ze zmianą pędu wynosi 3.28 m/s (w kierunku antysłonecznym przy kierunku ruchu na Słońce). Biorąc pod uwagę typowe prędkości atomów $v_B \sim 25$ km/s, prędkości na skutek absorpcji fotonu nie ulegają praktycznie zmianie. Ponieważ średni czas między oddziaływaniami (na 1 j.a.) wynosi ok. 440 s, to atom w tym czasie przelatuje około 11000 km, co w porównaniu do odległości od Słońca, na jakiej się znajduje ($\sim 1.5 \times 10^8$ km) jest wartością znikomą. Wprawdzie na skutek wypromieniowania kwantu w losowym kierunku o praktycznie takiej samej długości fali, jak foton zaabsorbowany, zmiana prędkości atomu wynosi ok. 3.3 m/s, ale czas pomiędzy zderzeniami z fotonami jest krótki w porównaniu z czasem potrzebnym na istotną zmianę prędkości atomu, więc usprawiedliwione jest traktowanie ciśnienia promieniowania na 1 j.a. jako siły ciągłej podobnie jak siła grawitacji, która w czasie między oddziaływaniami praktycznie nie zmienia się.

Analiza dla 10 j.a. Strumień fotonów zmniejsza się z kwadratem odległości, więc na 10 j.a. jest on 100 razy mniejszy, co powoduje zwiększenie czasu między oddziaływaniami do ok. 44000 s. W tym czasie atom przelatuje ok. 1.1×10^6 km, ale w porównaniu do odległości, na jakiej się znajduje nadal jest to wartość znikoma, więc podobnie jak dla odległości 1 j.a. można uznać siłę promieniowania jako ciągłą.

Analiza dla 100 j.a. Dla odległości 100 j.a. zarówno siła grawitacji jak i ciśnienie promieniowania są tak małe, że ruch atomu jest ruchem praktycznie jednostajnym z prędkością ok. 25 km/s.

Mechanizm ciśnienia promieniowania

Niech $(\pi F_\nu)_r$ oznacza strumień energii w linii o częstotliwości ν mierzony w odległości r od źródła przypadający na jednostkę powierzchni, czasu i przedziału częstotliwości wyrażany w ergach $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{Hz}^{-1}$, wtedy uśredniona wartość siły P wywieranej przez linię Lyman- α na atom wodoru wynosi [Wilson, 1960]:

$$P = \frac{(\pi F_\nu)_r}{c} \left[\frac{\pi e^2}{m_e c} f \right], \quad (1.15)$$

gdzie: c – prędkość światła w próżni,
 m_e i e – odpowiednio masa i ładunek elektronu,
 f – siła oscylatora (dla Lyman- α $f \simeq 0.42$).

W aeronomii jednostką strumienia promieniowania jest foton $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{\AA}^{-1}$, dlatego też Rów. (1.15) można napisać w postaci:

$$P = \frac{(\pi F_\lambda)_r}{c} \left[\frac{\pi e^2}{m_e c} f \right] h\lambda, \quad (1.16)$$

gdzie: h – stała Plancka,
 λ – długość fali Lyman- α .

W przypadku ośrodka optycznie cienkiego, strumień promieniowania zmienia się z odległością wg prawa³:

$$(\pi F_\lambda)_r = (\pi F_\lambda)_E \left(\frac{r_E^2}{r^2} \right), \quad (1.17)$$

gdzie: $(\pi F_\lambda)_r$ – strumień energii w linii o długości fali λ mierzony na orbicie Ziemi,
 r_E – 1 j.a.,
 r – odległość heliocentryczna.

Korzystając z (1.16 i 1.17) możemy napisać:

$$P = \frac{(\pi F_\lambda)_E}{c} \left(\frac{r_E^2}{r^2} \right) \left[\frac{\pi e^2}{m_e c} f \right] h\lambda. \quad (1.18)$$

W pobliżu Słońca siła grawitacji działająca na atom wynosi:

$$F_g = \frac{GM_\odot m}{r^2}. \quad (1.19)$$

Przyjmując, iż ciśnienie promieniowania, podobnie jak siła grawitacji, jest ciągłą w czasie siłą, zmieniającą się z odległością zgodnie z zależnością r^{-2} , wygodnie jest wprowadzić bezwymiarowy parametr μ , będący stosunkiem siły ciśnienia promieniowania do siły grawitacji słonecznej:

$$\mu = \frac{P}{F_g} = \frac{(\pi F_\lambda)_E}{c} \left[\frac{\pi e^2}{m_e c} f \right] \left(\frac{r_E^2}{GM_\odot m} \right) h\lambda. \quad (1.20)$$

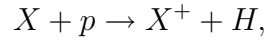
Parametr μ określa nam dynamikę atomów w heliosferze: gdy $\mu > 1$, zachodzi odpychanie, natomiast gdy $\mu < 1$, następuje przyciąganie napływającego gazu. Obecnie wartość parametru μ przyjmuje się w granicach 0.9 – 1.8.

W tym miejscu warto zasygnalizować, iż profil linii Lyman- α nie jest profilem płaskim, co skutkuje zależnością ciśnienia promieniowania od prędkości radialnej atomów. Analizę tego problemu można znaleźć w pracy [Tarnopolski i Bzowski, 2007].

³Warunek ten jest poprawny tylko dla ośrodka optycznie cienkiego. W pracy [Quémerais, 2000] można znaleźć głębokości optyczne gazu wodorowego widzianego z 1 j.a. Pokazał on, że do ok. 10 j.a. głębokości optyczne gazu są małe, w dalszych odległościach ciśnienie promieniowania i grawitacja słoneczna tracą na znaczeniu. Formalnie w dalekiej heliosferze wskutek wielokrotnego rozpraszania fotonów na atomach wodoru (gęstość wodoru rośnie wraz z odległością heliocentryczną) ciśnienie promieniowania spada szybciej niż zależność r^{-2} . Z uwagi na fakt, iż obfitość D/H $\sim 10^{-5}$ w LIC, przybliżenie optycznie cienkie jest znacznie lepiej spełnione dla deuteru niż dla wodoru.

1.6.2 Rezonansowa wymiana ładunku

Rezonansowa wymiana ładunku jest jednym z procesów odpowiedzialnych za zmniejszenie populacji neutralnej w heliosferze. Zachodzi ona między protonami wiatru słonecznego⁴ i atomami neutralnymi [Holzer, 1977]:



gdzie: X – odpowiedni składnik neutralnego gazu międzygwiazdowego.

Miarą wydajności tego procesu jest tempo przeładowania (częstość zachodzenia reakcji) β_{cx} definiowane jako:

$$\beta_{cx} = \sigma_{cx} (v_{wzgl}) n_{SW} v_{wzgl} / r^2, \quad (1.21)$$

gdzie: σ_{cx} – przekrój czynny na przeładowanie,

v_{wzgl} – szybkość względna neutralnego wodoru międzygwiazdowego i protonów SW,

n_{SW} – gęstość protonów SW na 1 j.a.,

r – odległość heliocentryczna.

Ponieważ zarówno szybkość termiczna protonów SW jak i szybkość atomów neutralnych jest dużo mniejsza niż szybkość SW, powyższe równanie możemy przepisać w następującej postaci:

$$\beta_{cx} = \sigma_{cx} (v_{SW}) \Phi_{cx}, \quad (1.22)$$

gdzie: $\Phi_{cx} = n_{SW} v_{SW} / r^2$ – strumień protonów wiatru słonecznego.

Do niedawna powszechnie używaną formułą na przekrój czynny dla rezonansowej wymiany ładunku między protonami SW i atomami neutralnego wodoru był wzór opracowany dla powolnego, naddźwiękowego wiatru słonecznego [Maher i Tinsley, 1977, Barnett i in., 1990]. Od niedawna istnieje także nowa, przybliżona formuła, opracowana na podstawie obszerniejszego zestawu danych pomiarowych, której wyniki dość dobrze zgadzają się z poprzednią formułą dla naddźwiękowego wiatru słonecznego (w granicach $\sim 10\%$), natomiast znacznie (ok. 40%) różnią się dla obszaru pomiędzy BS i HP [Lindsay i Stebbings, 2005].

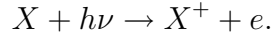
Całościowe tempo wymiany ładunku na 1 j.a. kształtuje się w zakresie ok. $3-8 \times 10^{-7} \text{s}^{-1}$. Szczegółowe omówienie procesu rezonansowej wymiany ładunku w kontekście fizyki heliosfery można znaleźć w pracy [Fahr i in., 2007].

1.6.3 Fotojonizacja

Zjawisko fotojonizacji jest drugim (pod względem ważności) destrukcyjnym procesem (po rezonansowej wymianie ładunku) działającym na atomy neutralne. Dla

⁴W rzeczywistości rezonansowa wymiana ładunku zachodzi pomiędzy atomami neutralnego wiatru międzygwiazdowego i wszystkimi jonami SW, ale dominującym procesem jest rezonansowa wymiana ładunku z protonami SW; z uwagi na ok. 5% zawartość cząstek α w SW [Kasper i in., 2007], pewne znaczenie może także mieć rezonansowa wymiana ładunku z cząstkami α SW. Obszerną dyskusję tego zagadnienia można znaleźć w pracy Wachowicz [2006].

wodoru zachodzi on pod wpływem pochłonięcia kwantu słonecznego promieniowania ultrafioletowego o długości fali krótszej od $\lambda_{max} = 911.65 \text{ \AA}$ wg poniższego schematu:



Analogicznie do (1.21) częstość aktów fotojonizacji definiowana jest następująco:

$$\beta_{ph} = \int_{\lambda_{max}}^0 \sigma_{ph}(\lambda) F_{\lambda} d\lambda, \quad (1.23)$$

gdzie: $\sigma_{ph}(\lambda)$ – przekrój czynny na fotojonizację,
 F_{λ} – strumień promieniowania w długości fali,
 λ_{max} – graniczna długość fali, poniżej której zachodzi proces fotojonizacji.

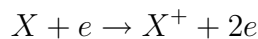
Problemem w określeniu dokładnej wartości tempa fotojonizacji wodoru jest brak ciągłych pomiarów zmian widma słonecznego w trakcie cyklu słonecznego w zakresie tuż przy granicy fotojonizacji, wskutek czego konieczne jest stosowanie różnego rodzaju przewidywań, takich jak model SOLAR2000 [Tobiska i in., 2000].

Obecnie dla tempa fotojonizacji na 1 j.a. przyjmuje się wartości od ok. $7 \times 10^{-8} \text{ s}^{-1}$ w minimum do ok. $1.4 \times 10^{-7} \text{ s}^{-1}$ w maksimum słonecznym.

Warto wspomnieć, że [Gruntman, 1990] zasugerował istnienie dodatkowego, dwustopniowego mechanizmu fotojonizacji atomów wodorowych. W pierwszym etapie atom wzbudzony jest ze stanu podstawowego do któregoś ze stanów o wyższej energii (metastabilnego), gdzie następuje fotojonizacja, która możliwa jest już przy mniejszych energiach padających fotonów. Autor ten pokazał, że najbardziej wydajnym schematem tej reakcji jest reakcja typu $H(1S) + h\nu \rightarrow H(3/4/ \dots P) \rightarrow H(2S) + h\nu$ przy wzbudzeniu atomu przez słoneczną linię Lyman- β . Pokazał on jednak, że intensywność tego procesu rośnie tylko dla odległości $< 1 \text{ j.a.}$ – dla odległości $> 1 \text{ j.a.}$ proces ten jest zanedbywalny.

1.6.4 Elektronowa jonizacja zderzeniowa

Ostatnim omawianym procesem „niszczącym” neutralny gaz galaktyczny w heliosferze jest elektronowa jonizacja zderzeniowa.



Podobnie jak w Rów. 1.21 i 1.23 można zdefiniować częstość zachodzenia jonizacji zderzeniowej:

$$\beta_{el} = \int_W^{\infty} \sigma_{el}(E) \nu_{el}(E) f_{el}(E) dE \quad (1.24)$$

gdzie: $\sigma_{el}(E)$ – przekrój czynny na zderzenie,
 $\nu_{el}(E)$ – względna prędkość elektronów i atomów,
 $f_{el}(E)$ – funkcja rozkładu elektronów o energii E,
 W – potencjał jonizacyjny.

Ze względu na szybki spadek elektronowego tempa jonizacji wraz z odległością wskutek szybkiego spadku temperatury elektronowej (znacznie szybszy niż r^{-2}), omawiany proces jest ważny w obrębie 2–3 j.a. od Słońca [Ruciński i in., 1996], przy czym rola tego procesu silnie wzrasta na małych odległościach od Słońca. Na 1 j.a. tempo jonizacji elektronowej wynosi ok. $0.5 \times 10^{-7} \text{ s}^{-1}$.

W rozdziale tym przedstawiono jedynie ogólną charakterystykę procesów wpływających na rozkład neutralnego gazu międzygwiazdowego w heliosferze. W niniejszej pracy zostały zastosowane najnowsze modele ww. procesów opisane szczegółowo w Roz. 2.3.2 – 2.3.3.

Rozdział 2

Model rozkładu neutralnego deuteru w heliosferze

Jedyna znana praca dotycząca modelowania neutralnego deuteru międzygwiazdowego w heliosferze pochodzi z końca lat 70-tych [Fahr, 1979]. Do wyznaczenia rozkładu neutralnego deuteru w heliosferze autor użył modelu gorącego przyjmując, iż neutralny gaz deuterowy (i wodorowy) podlega efektywnej odpychającej sile wypadkowej (patrz Rów. 1.4; $\mu_D = 0.55$ i 0.75 , $\mu_H = 1.1$ i 1.5 , czyli dokładnie dwa razy więcej niż dla deuteru) oraz że temperatura gazu deuterowego (i wodorowego) w „nieskończoności” wynosi 10^3 lub 10^4 K. Wnioski płynące z tej pracy można podsumować w następujący sposób:

1. oczekiwane jest zwiększenie obfitości deuteru w stosunku do wodoru do wnętrza heliosfery,
2. powinno występować ogniskowanie grawitacyjne deuteru w kierunku spływu materii międzygwiazdowej.

Powyższe efekty są konsekwencją różnego ciśnienia promieniowania działającego na oba gazy (w pracy tej przyjęto identyczne tempo jonizacji deuteru i wodoru) – efektywna siła działająca na deuter jest zawsze przyciągająca, natomiast dla wodoru jest zawsze odpychająca.

2.1 Cel

Głównym celem niniejszej pracy jest zbadanie obfitości neutralnego deuteru międzygwiazdowego w stosunku do obfitości neutralnego wodoru pochodzenia międzygwiazdowego w heliosferze.

Niezbędnym stało się opracowanie od podstaw teoretycznego modelu rozkładu deuteru międzygwiazdowego w bliskiej heliosferze, uwzględniającego najnowszą wiedzę dotyczącą procesów fizycznych wpływających na rozkład tego gazu w heliosferze.

Cel ten zrealizowany został w ramach następujących badań szczegółowych:

- badano podobieństwa i różnice rozkładu deuteru i wodoru międzygwiazdowego w bliskiej heliosferze, a także modyfikację obfitości deuteru w stosunku do wodoru,
- rozpoznano możliwości obserwacyjne pod kątem obecnych (ULYSSES) lub przyszłych (IBEX) misji kosmicznych.

2.2 Wymagania i ograniczenia

Głównym elementem teoretycznego modelu rozkładu deuteru międzygwiazdowego w bliskiej heliosferze jest najlepszy (obecnie) model ciśnienia promieniowania słonecznego w linii Lyman- α zbudowany przez autora niniejszej pracy. Podczas opracowania tego modelu przyjęto, iż postać matematyczna powinna być dość prosta, łatwo różniczkowalna do wysokich rzędów oraz posiadać dobrą interpretację fizyczną.

Model teoretyczny rozkładu neutralnego gazu zawiera także najnowszy model pola jonizacji opracowany przez dra hab. Macieja Bzowskiego.

Model numeryczny został zbudowany od podstaw w oparciu o najnowszy standard 90/95 języka Fortran, pozwalający zrównoleglic procesy numeryczne. Kod numeryczny charakteryzuje się strukturą modułową pozwalającą na dość łatwą modyfikację elementów składowych. Jest to ważne z tego względu, że modele tempa jonizacji gazu i ciśnienia promieniowania można uznać za ostateczne a zatem wskazane jest posiadanie możliwości łatwego modyfikowania ich lub wymieniania.

Modelowanie trójwymiarowej heliosfery jest czasochłonne, dlatego też w niniejszej pracy przedstawiono symulacje czterech osi (kierunku napływu, dwóch kierunków prostopadłych do kierunku napływu: po jednym w płaszczyźnie ekliptyki i płaszczyźnie biegunowej a także kierunku spływu) oraz orbitę Ziemi.

2.3 Metody

Rozdział ten przedstawia konstrukcję i główne składowe modelu numerycznego opracowanego od podstaw na potrzeby niniejszej pracy.

2.3.1 Trójwymiarowy model czasowy

Modelowanie rozkładu neutralnego gazu międzygwiazdowego w heliosferze opiera się na podejściu zaproponowanym przez Thomasa, Fahra, Wu i Judge'a oraz Rucińskiego i Bzowskiego [Thomas, 1978, Fahr, 1978, 1979, Wu i Judge, 1979, Ruciński i Bzowski, 1995, Bzowski i in., 2002]. Przyjmuje się, iż funkcję rozkładu gazu w rejonie źródłowym (położonym daleko od Słońca) w_{src} można opisać rozkładem Maxwella „przesuniętym” o prędkość masową atomów \mathbf{v}_B :

$$w_{src}(\mathbf{r}_{src}, \mathbf{v}_{src}) = n_{src} \left(\frac{m}{2\pi k T_{src}} \right)^{3/2} \exp \left(- \frac{m (\mathbf{v}_B - \mathbf{v}_{src})^2}{2k T_{src}} \right), \quad (2.1)$$

gdzie: \mathbf{r}_{src} – pozycja początkowa atomu w rejonie źródłowym,

- \mathbf{v}_{src} – prędkość początkowa atomu w rejonie źródłowym,
- n_{src} – gęstość w rejonie źródłowym,
- m – masa atomu,
- k – stała Boltzmanna,
- T_{src} – temperatura w rejonie źródłowym,
- \mathbf{v}_B – prędkość w rejonie źródłowym.

Nieznaną a priori lokalną funkcję rozkładu f w danym momencie czasu τ i punkcie przestrzeni \mathbf{r} konstruuje się jako iloczyn prawdopodobieństwa istnienia atomu w rejonie źródłowym w_{src} i prawdopodobieństwa „przeżycia” (uniknięcia jonizacji) tego atomu w_{ion} w drodze od obszaru źródłowego do punktu pomiarowego:

$$f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, \tau) = w_{src}(\mathbf{r}_{src}(\mathbf{r}, \mathbf{v}, \tau), \mathbf{v}_{src}(\mathbf{r}, \mathbf{v}, \tau)) w_{ion}(\mathbf{r}, \mathbf{v}, \tau), \quad (2.2)$$

gdzie \mathbf{v} oznacza prędkość atomu w punkcie \mathbf{r} i momencie czasu τ (rozwiązanie równania Boltzmanna – patrz Roz. 1.4.1).

Przyjmuje się także, iż na dynamikę atomów poruszających się w heliosferze wpływa przyciągająca siła grawitacji słonecznej i odpychająca siła ciśnienia promieniowania w linii Lyman- α (patrz Roz. 1.6). Ponieważ strumień w linii Lyman- α zmienia się z czasem, natomiast ciśnienie promieniowania zależy od prędkości radialnej atomów (z powodu efektu Dopplera), współczynnik μ jest funkcją zarówno prędkości radialnej, jak i czasu $\mu = \mu(v_r, t)$.

Obliczenie lokalnej funkcji rozkładu odbywa się następująco:

- dla danego momentu czasu τ i punktu przestrzeni \mathbf{r} wybierany jest lokalny wektor prędkości \mathbf{v} w płaszczyźnie orbity,
- pozycja, wektor prędkości atomu oraz prawdopodobieństwo przeżycia przez atom procesów jonizacyjnych są numerycznie „obliczane” wstecz w czasie poprzez rozwiązanie poniższego układu równań:

$$\frac{d}{dt} \begin{bmatrix} x \\ y \\ z \\ v_x \\ v_y \\ v_z \\ u \\ u_\beta \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} v_x \\ v_y \\ v_z \\ -\frac{GM_\odot(1-\mu(v_r, t))}{r^3}x \\ -\frac{GM_\odot(1-\mu(v_r, t))}{r^3}y \\ -\frac{GM_\odot(1-\mu(v_r, t))}{r^3}z \\ \frac{1}{r^2} \\ u \beta_0(r, t, \phi) \end{bmatrix}, \quad (2.3)$$

gdzie: $\phi = \arcsin(z/r)$ – szerokość heliograficzna,

$\beta_0(r, t, \phi) = r^2 \beta(r, t, \phi)$ – skalowane tempo jonizacji

dla szerokości heliograficznej ϕ ,

$r^2 = x^2 + y^2 + z^2$ – kwadrat odległości Słońce–śledzony atom,

$v_r(t) = (\mathbf{r}(t) \cdot \mathbf{v}(t))/|\mathbf{r}(t)|$ – prędkość radialna atomu,

u – zmienna pomocnicza.

Wektor pozycyjny $\mathbf{r}(t)$ ma współrzędne x, y, z , natomiast wektor prędkości $\mathbf{v}(t)$ ma współrzędne v_x, v_y, v_z ; u_β jest używane do obliczania prawdopodobieństwa przejścia w następujący sposób:

$$w_{\text{ion}} = \exp(-u_\beta). \quad (2.4)$$

Śledzenie orbity jest zatrzymywane, kiedy atom osiągnie zakładaną odległość (wystarczająco dużą, aby wpływ Słońca na dynamikę atomu można było zaniedbać) lub kiedy prawdopodobieństwo przejścia atomu spadnie poniżej pewnej określonej wartości.

Lokalną funkcję rozkładu uzyskuje się z Rów. 2.1 i 2.4 wg sposobu przedstawionego w Rów. 2.2, a następnie całkuje się w układzie sferycznym (ekliptycznym) po całej przestrzeni szybkości w następujący sposób:

$$n = \int_0^{2\pi} d\lambda \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \cos \phi d\phi \int_{v_d}^{v_g} \mathbf{v}^2 f dv, \quad (2.5)$$

gdzie: λ, ϕ – odpowiednio długość i szerokość ekliptyczna.

Dość ważnym (i czasochłonnym) zagadnieniem stało się wyznaczenie granic całkowania v_d i v_g dla obu gazów. Granice te wpływają w sposób oczywisty na uzyskiwane wyniki jak i na szybkość działania programu.

W klasycznym podejściu granice całkowania po szybkości można wyznaczyć posługując się wzorami keplerowskimi:

$$v_d = \sqrt{v_{\text{min}}^2 + \frac{2GM_\odot(1 - \mu_{\text{maks}})}{r}}, \quad (2.6)$$

$$v_g = \sqrt{v_{\text{maks}}^2 + \frac{2GM_\odot(1 - \mu_{\text{min}})}{r}}, \quad (2.7)$$

gdzie: $v_{\text{min}}, v_{\text{maks}}$ – odpowiednio minimalna i maksymalna szybkość w rejonie źródłowym,

$\mu_{\text{min}}, \mu_{\text{maks}}$ – odpowiednio minimalne i maksymalne ciśnienie promieniowania działające na atomy neutralne w heliosferze.

Jednakże podczas badania wpływu zmiennej w czasie (oraz zależnej od prędkości radialnej atomów) siły ciśnienia promieniowania na zachowanie pojedynczych atomów deuteru, zgodnie z oczekiwaniami zauważono ich niekeplerowskie orbity. Dlatego też przeprowadzono analizę prędkości atomów deuteru w obszarze od 0.1 do 15 j.a.

Analiza ta opierała się na śledzeniu atomów deuteru z obszaru źródłowego do danej odległości (dla minimum i maksimum słonecznego), posiadających szybkości początkowe od bliskich zera do $v_B + 10 v_T$, w celu określenia zakresu szybkości atomów na danej odległości, po czym nadano atomom szybkości z wyznaczonego zakresu i analizowano sytuację odwrotną - śledzono atomy z danej odległości do obszaru źródłowego.

Na tej podstawie otrzymano pewne formuły wyznaczające dolną v_d i górną v_g granicę całkowania po szybkości.

Okazało się, iż uzyskany zakres szybkości potrzebny do całkowania dość dobrze zgadza się z zakresem uzyskanym z wzorów keplerowskich, dlatego też ostatecznie wyznaczanie granic całkowania odbywa się w następujący sposób:

$$v_d = \sqrt{v_{min}^2 + \frac{2GM_{\odot}(1-\mu)}{r}}, \quad (2.8)$$

$$v_g = \sqrt{v_{maks}^2 + \frac{2GM_{\odot}(1-\mu)}{r}}, \quad (2.9)$$

gdzie: $v_{min} = 1m/s$,
 $v_{maks} = v_B + 10 v_t$.

W celu uzyskania wyższych momentów funkcji rozkładu całkuje się lokalną funkcję rozkładu (w układzie sferycznym) w przestrzeni prędkości (patrz Rów. 1.10–1.12).

2.3.2 Modelowanie ciśnienia promieniowania linii Lyman- α

Widmo słoneczne

Badania widma słonecznego zapoczątkował w XIX wieku J. Fraunhofer stwierdzając występowanie na tle widma ciągłego ciemnych linii absorpcyjnych.

Widmo ciągłe Słońca powstaje w fotosferze. Na podstawie natężenia promieniowania słonecznego docierającego do powierzchni Ziemi przyjmując, że Słońce emituje promieniowanie jak ciało doskonale czarne, obliczono temperaturę efektywną fotosfery równą $T_e = 5770$ K. Temperatura w fotosferze zmienia się z wysokością, więc temperaturę efektywną można traktować jako pewną uśrednioną wartość. Głównymi składnikami atmosfery słonecznej są wodór i hel. W temperaturze 4500–6000 K pierwiastki te są niezjonizowane (hel pozostaje nawet niewzbudzony), natomiast jonizacji ulegają cięższe pierwiastki o niższych potencjałach jonizacyjnych. Część swobodnych elektronów łączy się z neutralnymi atomami wodoru tworząc ujemne jony wodoru H^- . Drugi elektron w jonie wodorowym jest słabo związany – energia wiązania wynosi 0.574 eV [Kubiak, 1994]. Pod wpływem promieniowania o długości fali krótszej niż 1650 nm następuje jonizacja ujemnego jonu wodorowego z równoczesną absorpcją fotonu, którego energia zużywana jest na pokonanie sił wiążących elektron z atomem wodoru oraz przekształcona jest na energię kinetyczną uwolnionego elektronu i neutralnego atomu wodoru. Na skutek wymiany energii kinetycznej z innymi elektronami oraz jonami ustala się pewien rozkład energii swobodnych elektronów. Swobodny elektron może z powrotem przyłączyć się do neutralnego atomu wodoru. Towarzyszy temu emisja fotonu, którego energia jest zazwyczaj inna niż energia fotonu pochłoniętego w trakcie jonizacji ujemnego jonu wodorowego z powodu określonego przez temperaturę fotosfery rozkładu energii swobodnych elektronów. W ten sposób emitowane jest promieniowanie o różnych długościach fal, obserwowane w postaci widma ciągłego. Na tle widma ciągłego widoczne są linie absorpcyjne. Fotony oddziałują z atomami i jonami różnych pierwiastków, które ulegają wzbudzeniu, a następnie przechodząc do

stanu podstawowego emitują izotropowo fotony o energiach charakterystycznych dla danego pierwiastka oraz stanu wzbudzenia. Oznacza to, że fotony o energiach, które mogą być absorbowane w czasie wzbudzenia atomów i jonów ośrodka są wielokrotnie rozpraszane i w efekcie, zanim opuszczą Słońce, przebywają znacznie dłuższą drogę, niż fotony o innych energiach. Ponadto wiele fotonów ulega absorpcji przez ujemne jony wodoru, przyczyniając się do powstawania widma ciągłego. Procesy te prowadzą do powstawania linii absorpcyjnych.

Ponad fotosferą rozciąga się warstwa nosząca nazwę chromosfery. W widmie promieniowania chromosfery stwierdzono występowanie linii emisyjnych na tle słabego widma ciągłego. Układ tych linii dla niższych warstw chromosfery przypomina układ linii Fraunhofera. Różnice między widmami fotosfery i chromosfery polegają na występowaniu w tej ostatniej linii atomów wzbudzonych do wyższych poziomów energetycznych, co świadczy o wysokiej temperaturze chromosfery.

Problem stanowi ocena temperatury chromosfery. Obserwuje się na jednej wysokości linii wodoru i helu, tymczasem energia potrzebna do wzbudzenia atomu helu jest około 1.5 razy większa niż energia jonizacji atomu wodoru. W temperaturze, w której może świecić hel (musi on być w tym celu wzbudzony), wodór jest praktycznie całkowicie zjonizowany, a więc nie powinno się obserwować linii widmowych tego pierwiastka. Podobne zjawisko obserwuje się dla linii innych pierwiastków. Świadczy to o braku równowagi termodynamicznej w chromosferze. Dlatego w najprostszym modelu służącym do opisu chromosfery przyjmuje się, iż składa się ona z dwóch składowych: chłodnej i gorącej.

Dzięki pozaatmosferycznym badaniom promieniowania słonecznego w dalekim ultrafiolecie uzyskujemy dodatkowe informacje o chromosferze. Cechą charakterystyczną widma promieniowania w zakresie poniżej 170 nm jest występowanie emisyjnych linii wodoru serii Lymana [Stodólkiewicz, 1982].

Linia Lyman- α

Promieniowanie Lyman- α (121.567) nm jest najbardziej znaczącym komponentem ultrafioletowej części widma słonecznego. Natężenie promieniowania linii Lyman- α oraz jej zmienność są ważnymi parametrami potrzebnymi w zrozumieniu wielu procesów zachodzących w atmosferach gwiazd i planet, w fizyce komet itp. Linia Lyman- α z uwagi na absorpcje atmosferyczną jest mierzona z przestrzeni kosmicznej.

Profil linii Lyman- α emitowanej przez wodór zawarty w atmosferze słonecznej (składającej się z widma Słońca spokojnego oraz widma rozbłysków chromosferycznych) został zaobserwowany po raz pierwszy przez Purcella i Tousey'a [Purcell i Tousey, 1960], a następnie zinterpretowany przez Mortona i Widinga [Morton i Widing, 1961]. Z pomiarów tych nie udało się wyciągnąć wniosków dotyczących profilu linii dla całego dysku słonecznego [Vidal-Madjar, 1975]. Na podstawie danych z OSO 8 Lemaire i współpracownicy podjęli pierwszą próbę uśrednienia profilu po dysku słonecznym [Lemaire i in., 1978]. W latach 80-tych obserwacje profilu Lyman- α prowadzone były także z pokładu stacji kosmicznej SKYLAB [Roussel-Dupre, 1982] oraz przez misję SMM [Fontenla i in., 1988]. Wadą ww. pomiarów był fakt, iż wszystkie prowadzone były z wnętrza egzosfery ziemskiej, co powodowało duże niepewności pomiarowe

(m.in. absorpcję centralnej części profilu), związane z obecnością wodoru w atmosferze Ziemi. Pierwsze pomiary profilu linii słonecznej Lyman- α wolne od zakłóceń atmosferycznych uzyskano dzięki misji SOHO oraz instrumentowi SUMER [Wilhelm i in., 1995].

Podstawy teoretyczne dotyczące powstawania linii serii Lymana pojawiły się pod koniec lat 60-tych [Thomas, 1957, Jefferies i Thomas, 1958, 1959]. Obecne modele teoretyczne sugerują, iż formowanie linii Lyman- α odbywa się w chromosferze i tzw. obszarze przejściowym (pomiędzy chromosferą i koroną), przy czym centrum linii powstaje w obszarze przejściowym w temperaturze ok. $3-4 \times 10^4$ K, natomiast skrzydła formują się w górnej części chromosfery w temperaturze ok. $6-8 \times 10^3$ K [Fontenla i in., 1988, 1991, 2002, Floyd i in., 2002]. Część z fotonów emitowanych w środku linii zostaje skierowana w głąb chromosfery, gdzie fotony zostają rozproszone koherentnie na atomach, wskutek czego w pobliżu centrum linii obserwuje się zagłębienie.

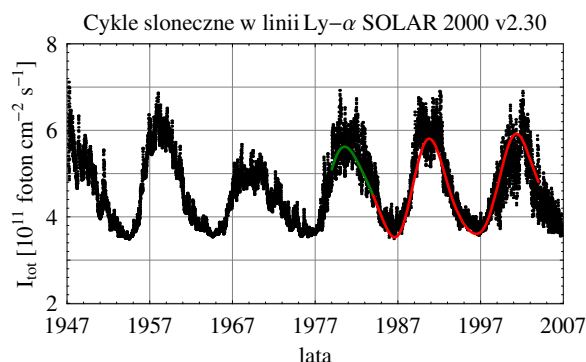
Do końca lat 70-tych w modelowaniu rozkładu neutralnego wodoru w heliosferze jako ciśnienie promieniowania linii Lyman- α przyjmowano wartość strumienia w centrum linii, osobno dla minimum i maksimum słonecznego. Założenie to wynikało z analizy prędkości atomów neutralnego wodoru w heliosferze. Z podejściem tym związany był problem absolutnej kalibracji urządzeń pomiarowych. Niepewności pomiarowe strumienia w centrum linii wynikające z kalibracji wynosiły ok. 30 % – szczegółową analizę problemu można znaleźć w pracy [Vidal-Madjar, 1975].

Równocześnie z modelami teoretycznymi dotyczącymi formowania linii Lyman- α powstało kilka modeli fenomenologicznych dopasowujących funkcje matematyczne do konkretnych profili słonecznych zaobserwowanych z orbity Ziemi. Stały się one podstawą do dokładniejszego modelowania rozkładu neutralnego wodoru (praca Fahra z 1979 roku dotyczyła także deuteru) w heliosferze [Fahr, 1979, Chabrilat i Kockarts, 1997, Scherer i in., 2000a], w przeciwieństwie do poprzednich modeli, w których ciśnienie promieniowania traktowano jako stałą wartość niezależną od prędkości radialnej atomów. Wadą modeli fenomenologicznych było m.in. dopasowanie się do zniekształconych profili otrzymanych z orbity ziemskiej (wewnątrz egzosfery) [Bonnet i in., 1978, Lemaire i in., 1978] oraz brak zmienności czasowej profilu linii Lyman- α . W powyższych modelach przyjęto także, że profil linii jest symetryczny względem zerowej prędkości radialnej. Nasza obecna wiedza na temat profilu słonecznej linii Lyman- α dowodzi, że założenie to było błędne, co więcej wydaje się, że brak symetrii względem zerowej prędkości radialnej jest efektem fizycznym niezwiązanym z efektami instrumentalnymi [Thomas, 1978, Bonnet i in., 1978, Lemaire i in., 1978, Lemaire i in., 2002]. Wad tych pozbawiony jest model fenomenologiczny opracowany przeze mnie na potrzeby niniejszej pracy.

Fenomenologiczny model ciśnienia promieniowania

Model ciśnienia promieniowania został zbudowany na podstawie serii obserwacji profili słonecznej linii Lyman- α przeprowadzonych przez instrument SUMER umieszczony na pokładzie statku kosmicznego SOHO [Lemaire i in., 2002], przeprowadzonych w okresie między minimum i maksimum słonecznym. Jest to jedyna znana seria profili linii Lyman- α zmierzonych pomiędzy minimum i maksimum sło-

necznym przez jeden instrument umieszczony poza geokoroną ziemską¹. Ze względu na możliwość pojawienia się systematycznych błędów doświadczalnych związanych z kierunkiem widzenia detektora, obserwacje prowadzono kierując detektor nie wprost na Słońce tylko poza tarczę słoneczną. W ten sposób promieniowanie docierające do detektora jest średnią ważoną różnych obszarów na tarczy słonecznej otrzymywanej za pomocą tzw. funkcji rozmycia punktu². Wszystkie zmierzone profile są wartością średnią z co najmniej dwóch pozycji detektora symetrycznych względem równika słonecznego. Ten sposób pomiaru powoduje, że dość trudno określić dokładność profili doświadczalnych. Więcej na temat sposobu pomiaru można znaleźć w pracy Lemaire i in. [2002]. Zmierzone profile pozwoliły wyznaczyć siłę ciśnienia promieniowania działającą na poruszający się atom, posiadający określoną prędkość radialną v_r względem Słońca, z uwzględnieniem całkowitego strumienia promieniowania I_{tot} [Tobiska i in., 2000] w linii Lyman- α scałkowanego (uśrednionego) po tarczy słonecznej (Rys. 2.1). Siła ta jest wyrażana jako ułamek μ słonecznej siły grawitacji. Ze względu na dość rzadkie pomiary (średnio co pół roku) oraz fakt, iż pokrywają one tylko połowę 11-letniego cyklu słonecznego, model ciśnienia promieniowania przedstawiony w tym rozdziale powinien być zastosowany do wyznaczania ogólnych trendów w rozkładzie neutralnego deuteru i wodoru międzygwiazdowego w heliosferze, a nie dokładnych wartości chwilowych.



Rysunek 2.1: Przebieg strumienia całkowitego w linii Lyman- α w czasie (czarne kropki) – model SOLAR 2000 autorstwa W.K. Tobiski oraz dopasowany model strumienia całkowitego (Rów. 2.10); kolor czerwony – okres użyty w symulacjach (lata 1984 – 2004).

Model SOLAR 2000 oparty jest na odpowiednio przekalibrowanych bezpośrednich pomiarach natężenia promieniowania słonecznego pochodzących z różnorodnych obserwacji [Tobiska i in., 2000] sięgających końca lat 40-tych ubiegłego wieku. Współczynniki korelacji regresji liniowej w zakresie fal pomiędzy 1 a 120 nm wynoszą 0.73–0.97, natomiast uśredniony współczynnik korelacji dla całego zakresu fal 1–10⁶ nm wynosi 0.95 [Tobiska i Bouwer, 2006]. W celu wypełnienia luk w danych, autor modelu użył

¹W 2005 roku ukazała się praca [Lemaire i in., 2005] zawierająca znacznie więcej profili linii Lyman- α z instrumentu SUMER, niestety dane te obecnie nie są dostępne.

²Funkcja rozmycia punktu (Point Spread Function) określa rozkład intensywności oświetlenia w płaszczyźnie ogniskowej przyrządu skierowanego na punktowe źródło światła.

różnorodnych modeli przybliżających, takich jak strumień radiowy 10.7 cm. Pełną listę modeli przybliżających można znaleźć w pracach [Tobiska i in., 2000, Tobiska i Bouwer, 2006].

Przebieg strumienia całkowitego Lyman- α w czasie został przybliżony następującą formułą:

$$I_{tot} = I_{0,tot} + \sum_{j=1}^6 (p_{j,tot} \cos \omega_{j,tot} t + q_{j,tot} \sin \omega_{j,tot} t). \quad (2.10)$$

Częstości i parametry do powyższej formuły przedstawia Tab. 2.1.

Tabela 2.1: Parametry modelu natężenia całkowitego w linii Lyman- α

$I_{0,tot} = 4.58716 \times 10^{11}$ fotonów $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$			
j	$\omega_{j,tot}$	$p_{j,tot}$	$q_{j,tot}$
1	0.10061	8.52729×10^9	2.11563×10^9
2	0.29574	-4.28265×10^9	1.28320×10^{10}
3	0.42987	6.29968×10^9	-3.70050×10^9
4	0.58297	2.77823×10^9	-9.38646×10^{10}
5	0.74478	2.47591×10^{10}	-4.83909×10^8
6	1.16030	-1.74736×10^{10}	-4.24001×10^9

Statek kosmiczny SOHO orbituje wokół punktu libracyjnego Lagrange'a L1 w odległości ok. 1.5 miliona kilometrów na osi Słońce–Ziemia [Wilhelm i in., 1999], dzięki czemu pomiary linii Lyman- α wolne są od absorpcji geokoronalnej, która zaburzała dotychczasowe pomiary wykonywane na niskich orbitach np. OSO-5 [Vidal-Madjar, 1975]. Linie SiIII, OV i mieszane OIV i MgX były używane do pomiarów absolutnych dyspersji i ustabilizowania absolutnej skali długości fali. Otrzymana dokładność jest lepsza niż ± 0.0015 nm [Lemaire i in., 2002]. Kalibracja natężenia promieniowania została dokonana poprzez bezpośrednie porównanie scałkowanych profili z całkowitymi strumieniami w linii z eksperymentu SOLSTICE [Woods i in., 2000]. Niepewność natężenia całkowitego linii Lyman- α została oszacowana na $\pm 10\%$.

W celu otrzymania opisywanego modelu, profile linii Lyman- α otrzymane z SUMER/SOHO [Lemaire i in., 2002], zawierające zależność strumienia linii Lyman- α od długości fali, zostały przeskalowane do strumienia spektralnego wyrażanego jako μ w funkcji prędkości radialnej w km/s ($v_r = -\Delta\lambda c/\lambda_0$), a następnie przeprowadzono dopasowanie przy użyciu metody najmniejszych kwadratów [Abramowitz i Stegun, 1972]. Dopasowanie do posiadanych danych funkcji używanych poprzednio [Fahr, 1979, Chabrilat i Kockarts, 1997, Scherer i in., 2000a] nie przyniosło oczekiwanych rezultatów (por. Rys. 2.3c). W zadowalający sposób (w granicy $\pm 10\%$) profile wodorowe odtwarza poniższy model fenomenologiczny, zależny od dwóch zmiennych

i dziesięciu parametrów (por. Rys. 2.2):

$$\mu_h(v_r, I_{tot}) = (A + BI_{tot}) \exp(-Cv_r^2) \left[D + E \exp(Fv_r - Gv_r^2) + H \exp(-Pv_r - Qv_r^2) \right]. \quad (2.11)$$

Na podstawie modelu opracowanego dla wodoru powstał poniższy model dla deuteru, zależny także od dwóch zmiennych, natomiast liczba parametrów wynosi jedenaście. Wynika on z przeskalowania (2.11) z uwzględnieniem różnicy mas wodoru i deuteru oraz efektu izotopowego wg poniższego sposobu:

$$\mu_d = \mu_h / (m_d/m_h) \quad \text{oraz} \quad v_r \rightarrow v_r + 82.1201 \text{ km/s},$$

gdzie: m_d/m_h – masa deuteru/wodoru, co daje w efekcie:

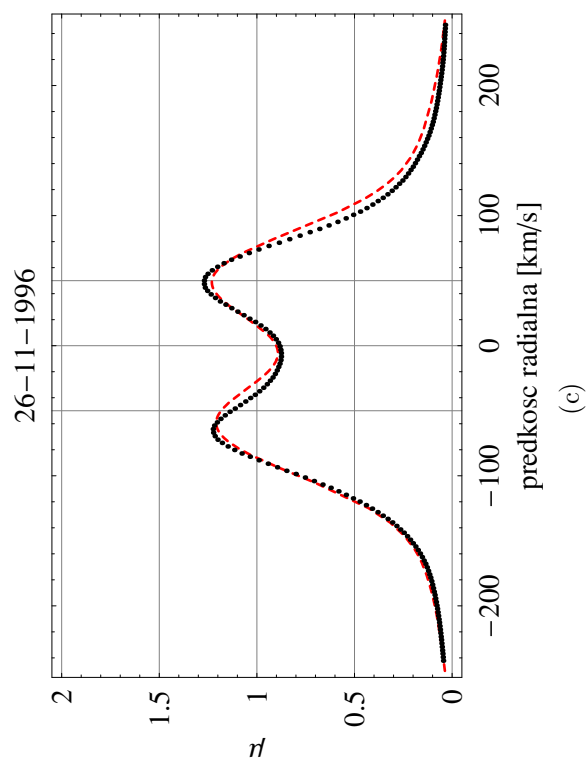
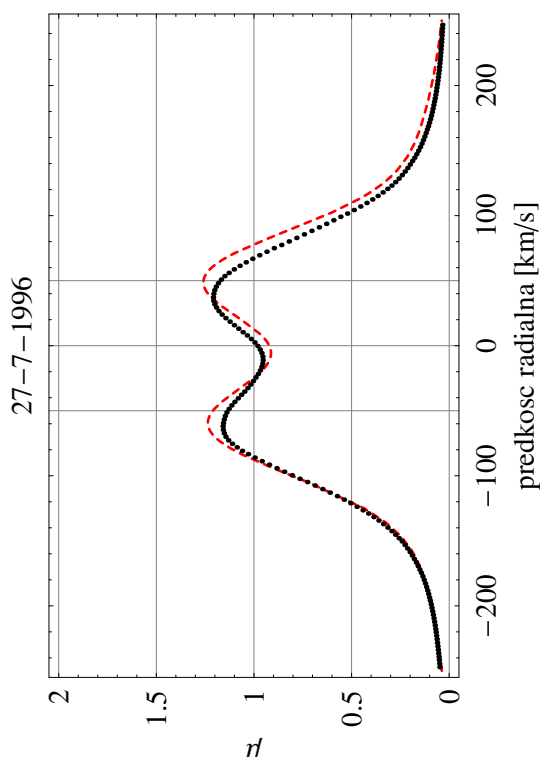
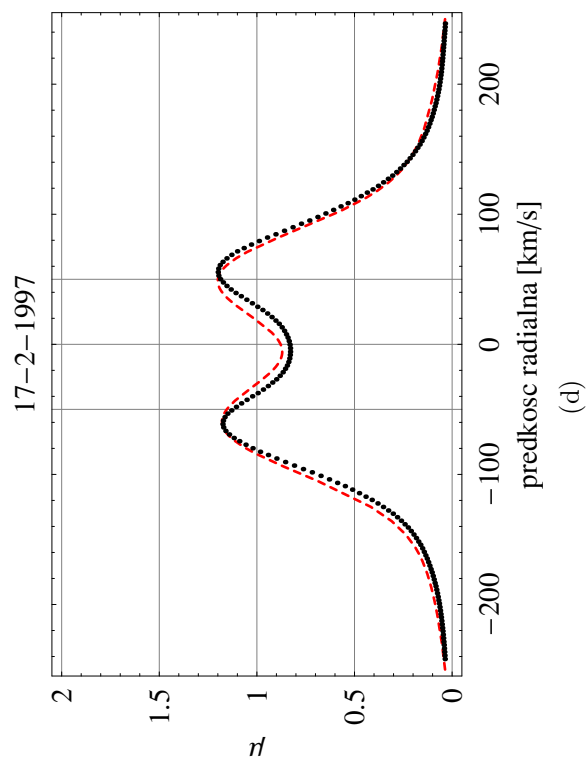
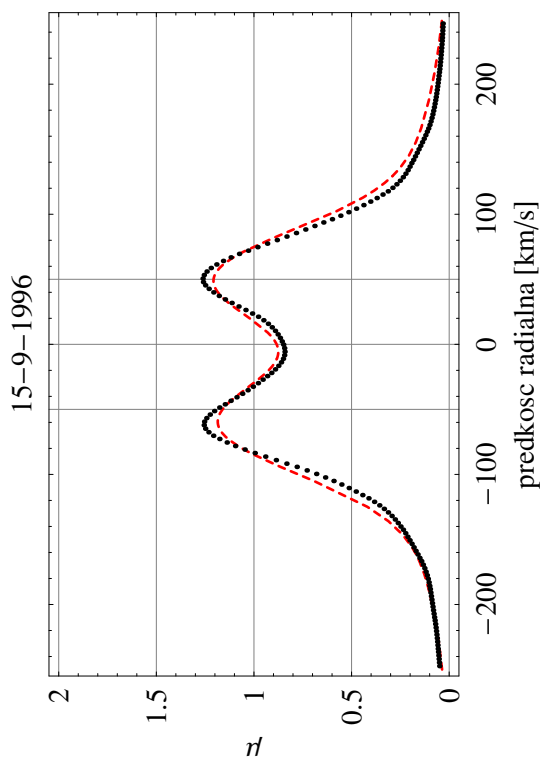
$$\mu_d(v_r, I_{tot}) = (A + BI_{tot}) \left[C \exp(-Dv_r - Ev_r^2) + F \exp(-Gv_r - Hv_r^2) + P \exp(-Qv_r - Rv_r^2) \right]. \quad (2.12)$$

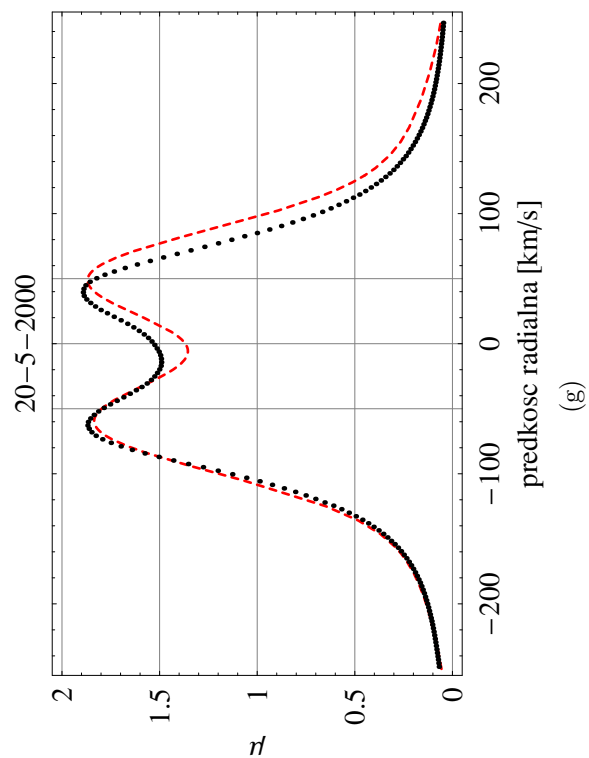
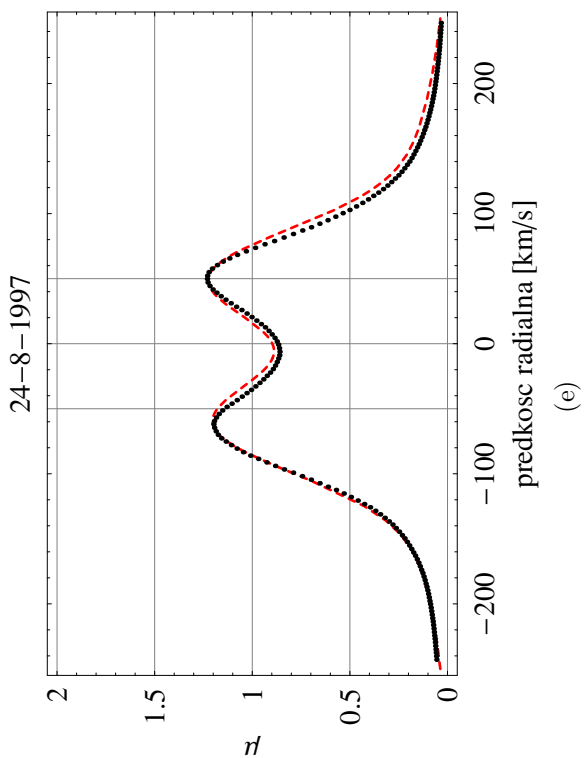
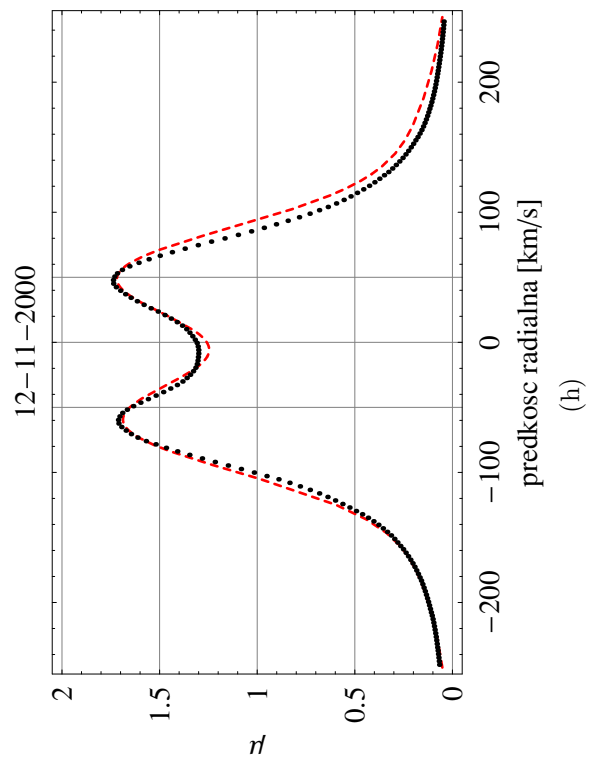
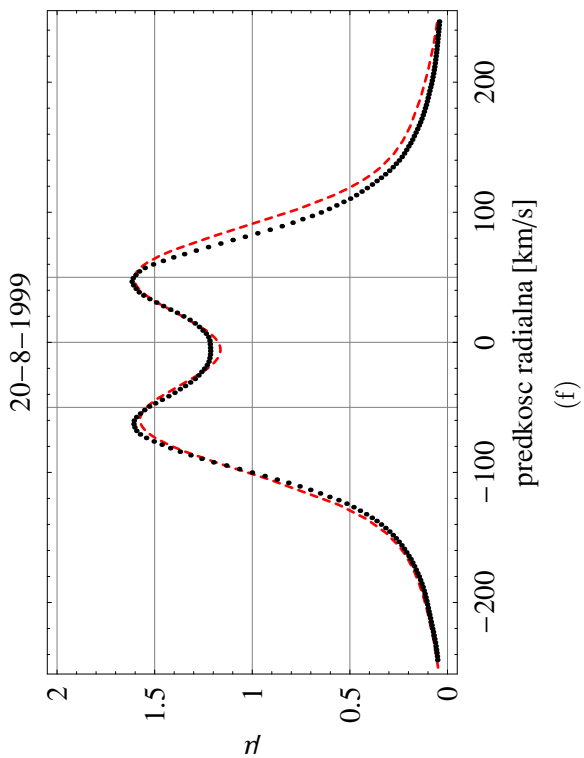
Stałe parametry dla ww. modeli przedstawia Tab. 2.2.

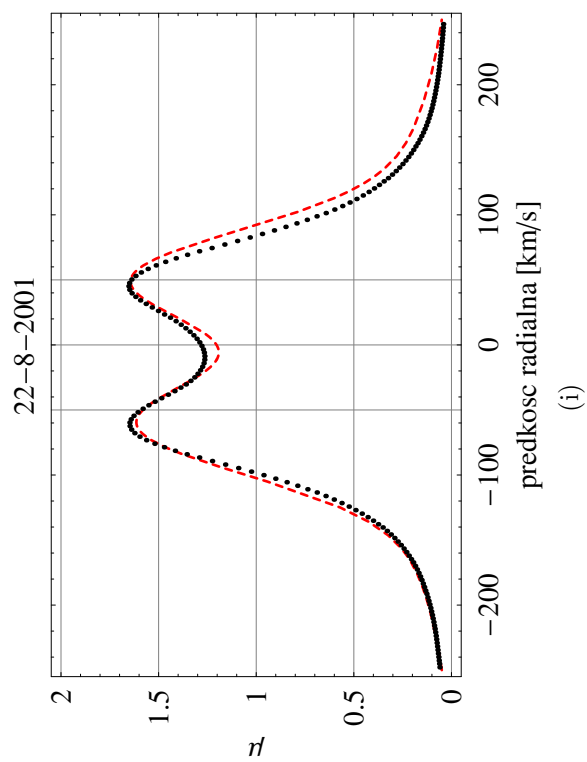
Tabela 2.2: Stałe parametry modeli ciśnienia promieniowania

	Wodór (Rów. 2.11)	Deuter (Rów. 2.12)
A	0.2991186310295671	0.2991186310295671
B	0.00013667900042797955	0.00013667900042797955
C	0.00003831182957026958	$6.046623082614503 \times 10^{-9}$
D	$8.20507998748372 \times 10^{-9}$	0.023603000964760396
E	$6.061842309862945 \times 10^{-9}$	0.0003896665514324424
F	0.04039591137581422	$3.4210632075005686 \times 10^{-12}$
G	0.0003513547218621728	0.10794588016769793
H	$3.934489096957165 \times 10^{-9}$	0.00037204636486281234
P	0.04684091079335667	$3.1719863956484915 \times 10^{-9}$
Q	0.00033373453529254274	0.00629234
R		0.00003831182957026954

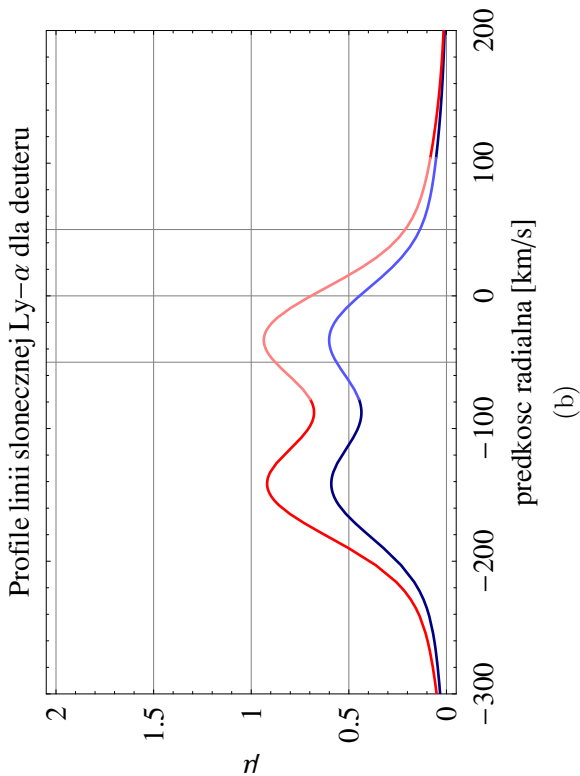
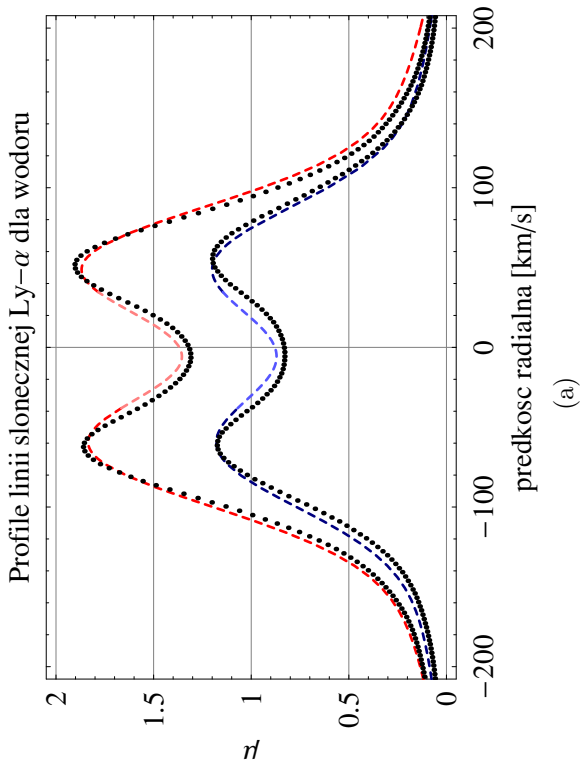
Jednostką natężenia całkowitego jest foton $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$, natomiast prędkość radialną należy podawać w km/s. Strumień spektralny wyrażany jest w $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{nm}^{-1}$ lub \AA^{-1} .



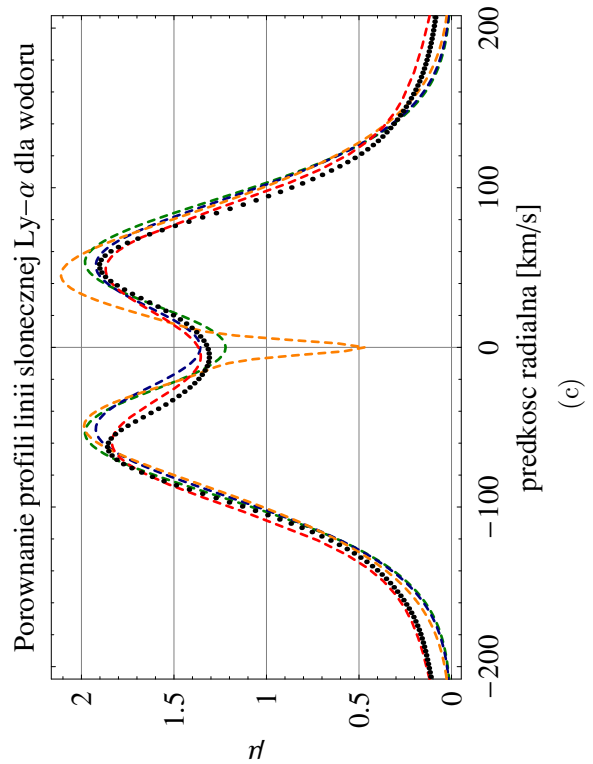




Rysunek 2.2: Wyniki dopasowania modelu 2.11 do poszczególnych profili; czarne kropki – dane oryginalne, przerywana linia czerwona – dopasowany model; cienkie pionowe linie mają na celu uwidocznić „suwanie” się profili wzdłuż osi odciętych; nagłówki – data pomiaru danego profilu.



Rysunek 2.3: Oryginalne dane (czarne kropki) oraz modele linii Lyman- α dla wodoru (a) i deuteru (b) w minimum (linia niebieska) i maksimum słonecznym (linia czerwona); jaśniejsze odcienie oznaczają zakres prędkości $\pm 3 v_T$ (prędkość termiczna odpowiedniego gazu w temp. 12000 K) ważny dla modelowania funkcji rozkładu obu gazów, cienie pionowe linie na panelu (b) – pozycja pików na panelu (a). Panel (c) – porównanie modeli linii Lyman- α dla wodoru; czarne kropki – oryginalne dane, kolor czerwony – model (2.11), kolor zielony – model Scherera, kolor niebieski – model Fahra i in., kolor pomarańczowy – model Chabrilata i Kockartsa.



Na podstawie porównań stwierdzono, że dopasowany model dobrze odtwarza profile bazowe (zarówno blisko minimum od 27.07.1996 do 24.08.1997 jak i blisko maksimum słonecznego od 20.08.1999 do 22.08.2001) – dokładność dopasowania w najbardziej interesującym zakresie profilu ± 140 km/s jest lepsza niż 10%, co mieści się w granicach błędów pomiarowych. Należy zaznaczyć, iż profile bazowe nie wykazują żadnego rozrzutu charakterystycznego dla danych pomiarowych, dlatego należy sądzić, iż mamy do czynienia z pewnymi wygładzonymi wartościami (nie zostało to wyjaśnione przez autorów). Wniosek ten pozwala przyjąć ww. rozbieżności między modelem a danymi dla poszczególnych profili za możliwe do przyjęcia.

2.3.3 Model pola jonizacji

Neutralny gaz deuterowy i wodorowy jest „niszczony” przez procesy opisane w Roz. 1.6. Poniżej została przedstawiona konstrukcja numerycznego modelu procesów jonizacyjnych. Model ten został opracowany przez dra hab. Macieja Bzowskiego. Szczegółowo model ten został opisany w pracy [Bzowski i in., 2007].

Ograniczenia modelu

Realistyczny model pola jonizacji powstał na podstawie danych dostępnych w internecie dotyczących fizycznych właściwości wiatru słonecznego oraz promieniowania EUV.

Rozpiętość czasowa tego modelu to okres ok. 40 lat, począwszy od 1965 roku. Model jonizacji używany do przetwarzania danych ekperymentalnych powinien obliczać wartość jonizacji co najmniej 20 lat na osi napływu i 40 lat na osi spływu przed danym eksperymentem, gdyż jest to typowy czas potrzebny na przebycie przez neutralny atom deuteru i wodoru międzygwiazdowego obszaru efektywnego działania ciśnienia promieniowania i jonizacji.

Model pola jonizacji nie odzwierciedla wszystkich zmienności modelowanych wartości (szczególnie krótkookresowych) lecz służy tylko do wyznaczenia ogólnych trendów, które mogą służyć do wyznaczania gęstości i wyższych momentów funkcji rozkładu neutralnego deuteru i wodoru międzygwiazdowego w heliosferze, natomiast nie nadają się do wyznaczania wartości chwilowych np. strumieni jonów unoszonych itp.

Wiatr słoneczny i promieniowanie EUV

W klasycznym modelu Parkera wiatru słonecznego (patrz Roz. 1.1), szybkość SW dla danej odległości heliocentrycznej zależy tylko i wyłącznie od temperatury korony słonecznej [Parker, 1958]. Model przewiduje wzrost szybkości SW wraz ze wzrostem temperatury korony słonecznej. W latach 70-tych i 80-tych obserwacje oraz modele teoretyczne wykazały, że źródłem szybkiego SW są obszary o zmniejszonej jaskrawości miękkiego promieniowania X i EUV, tzw. dziury koronalne, co wskazuje na znacznie mniejszą koncentrację elektronów oraz niższą temperaturę w tych obszarach w porównaniu do innych rejonów korony słonecznej np. [Krieger i in., 1973, Leer i in., 1982]. Nasza obecna wiedza dotycząca właściwości wiatru słonecznego (przedstawiona w Tab. 2.3), opiera się w głównej mierze na szeregu obserwacji pochodzących z

różnorodnych misji kosmicznych m.in. HELIOS 1/2, ULYSSES (pierwsze obserwacje poza płaszczyzną ekliptyki) czy SOHO.

Tabela 2.3: Uśrednione parametry SW na 1 j.a.

Parametr ^a	wolny SW	szybki SW
Szybkość [km s ⁻¹]	250 – 400	400 – 800
Gęstość protonów [cm ⁻³]	10.7	3
Temperatura protonów [K]	3.4 × 10 ⁴	2.3 × 10 ⁵
Temperatura elektronów [K]	1.3 × 10 ⁵	1.0 × 10 ⁵

^a[Scherer i in., 2000b]

Większość danych dotyczących fizycznych właściwości plazmy słonecznej w ekliptyce jest zgromadzona w bazie danych OMNI 2 [King i Papitashvili, 2005]. Baza ta została zbudowana w oparciu o pomiary m.in. plazmy wiatru słonecznego prowadzone przez różnorodne satelity na orbicie geocentrycznej lub w pobliżu punktu Lagrange’a L1. Dane pomiarowe pochodzące z różnych eksperymentów nie są zgodne ze sobą m.in. ze względu na różne okresy pomiaru, gradienty przestrzenne parametrów pomiarowych, różne położenia statków względem kierunku napływu czy też subtelne różnice we współczynnikach kalibracyjnych użytych podczas obróbki danych, dlatego też różnice te zostały skompensowane przez różne procesy normalizacyjne. Więcej informacji na temat bazy OMNI 2 można znaleźć na stronie internetowej <http://omniweb.gsfc.nasa.gov>.

Ponieważ bezpośrednie pomiary fotojonizacji wodoru są rzadkie [Ogawa i in., 1995], przy konstrukcji modelu zastosowano zależność fotojonizacji od strumienia radiowego Słońca³ 10.7 cm [Bzowski, 2001a].

Model pola jonizacji

Model pola jonizacji (dla neutralnego deuteru i wodoru) składa się z trzech części odpowiedzialnych za jonizację przez rezonansową wymianę ładunku β_{cx} , fotojonizację β_{ph} oraz jonizację elektronową β_{el} . Sumaryczne pole jonizacji β działające na atomy gazu neutralnego jest sumą poszczególnych procesów jonizacyjnych:

$$r^2\beta(\phi, t, r) = \beta_{cx}(\phi, t) + \beta_{ph}(t) + \beta_{el}(r), \quad (2.13)$$

gdzie: ϕ, t, r – odpowiednio szerokość heliograficzna, czas i odległość heliocentryczna.

Poszczególne składniki tego modelu zostały omówione poniżej.

³Model ten jest daleki od doskonałości; niedawno udostępniony został model fotojonizacji oparty na SOLAR 2000, lecz ze względu na drugorzędne znaczenie fotojonizacji w omawianym problemie zdecydowano nie powtarzać czasochłonnych rachunków.

Rezonansowa wymiana ładunku

Rezonansowa wymiana ładunku jest głównym procesem odpowiedzialnym za niszczenie neutralnego deuteru i wodoru międzygwiazdowego. Jak wspomniano wcześniej (patrz Roz. 1.4.2), wiatr słoneczny nie jest sferycznie symetryczny oraz wykazuje zmiany związane z fazą cyklu słonecznego. W okresie minimum słonecznego SW posiada dwie składowe – wolną, pochodzącą z obszaru wokół równika słonecznego oraz szybką, emitowaną przez rozległe biegunowe dziury koronalne np. [McComas i in., 2003]. Strefa wolnego wiatru słonecznego przeszyta jest strumieniami szybkiego wiatru pochodzącego z dziur koronalnych leżących poza biegunami. Ich zasięg w długościach heliograficznych jest ograniczony, dlatego też wraz z obrotem Słońca ich wartości ze strumieniami wiatru powolnego „uśredniają się”. Słońce nie jest symetryczne, różnice tempa wymiany ładunku pomiędzy obszarami biegunowymi sięgają $\sim 10\%$. W maksimum słonecznym dziury biegunowe cofają się i zanikają, tak więc cała powierzchnia Słońca emituje dość porywisty wolny wiatr słoneczny poprzesywany strumieniami wiatru szybkiego. W okresie maksimum słonecznego dość często (co 1–2 dni) pojawiają się tzw. koronalne wyrzuty materii słonecznej (CME) np. [Lepri i in., 2001]. Ze względu na dość dużą masę ($\sim 10^{12}$ kg) oraz skomplikowaną strukturę pola magnetycznego, CME propagując przez otaczający ją wiatr słoneczny wpływa na niego, powodując m.in. przyspieszanie cząstek [Zank i in., 2006], a także zmienia średnie pole jonizacji SW. Po maksimum cała konfiguracja wraca do poprzedniego stanu, jednakże szczegóły tych procesów (ze względu na małą ilość obserwacji) nie są jeszcze dobrze znane.

Północne i południowe granice powolnego wiatru słonecznego nie są symetryczne względem równika słonecznego, także ich ewolucja czasowa wydaje się być nieco przesunięta w fazie. Granica pomiędzy wolnym i szybkim wiatrem słonecznym wykazuje także silną zależność od szerokości heliograficznej [Phillips i in., 1995], co skutkuje pojawieniem się pewnego „wybrzuszenia” tempa wymiany ładunku w okolicach równikowych. Powyższe fakty zostały uwzględnione przez Bzowskiego [Bzowski, 2001b]. Przyjęta formuła opisująca tempo wymiany ładunku przedstawia się następująco:

$$\beta_{cx}(\phi, t) = (\beta_{cx,S} + \delta_\beta \phi) + (B_{eqtr}(t) - \beta_{cx,S}) \times \exp \left[-\ln 2 \left(\frac{2\phi - \phi_N(t) - \phi_S(t)}{\phi_N(t) - \phi_S(t)} \right)^n \right] \quad (2.14)$$

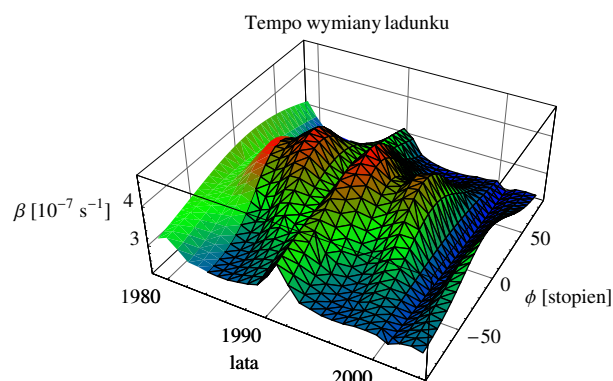
gdzie: ϕ – szerokość heliograficzna,

$\phi_{N,S}$ – odpowiednio północna i południowa szerokość heliograficzna granicy „wybrzuszenia”,

n – współczynnik kształtu; w tym modelu $n = 2$,

$\beta_{cx,S}$ – biegunowe tempo wymiany ładunku.

W równaniu 2.14 wyrażenie $(\beta_{cx,S} + \delta_\beta \phi)$ opisuje asymetrię północ-południe, $(\beta_{cx,S} + \delta_\beta \phi) + (B_{eqtr}(t) - \beta_{cx,S})$ odpowiada za równikowe tempo wymiany ładunku, natomiast człon $\exp \left[-\ln 2 \left(\frac{2\phi - \phi_N(t) - \phi_S(t)}{\phi_N(t) - \phi_S(t)} \right)^n \right]$ opisuje szerokościową zależność tempa wymiany ładunku. Zależność tempa wymiany ładunku od czasu i szerokości heliograficznej przedstawia Rys. 2.4.



Rysunek 2.4: Zależność tempa wymiany ładunku od czasu i szerokości heliograficznej (Rów. 2.17 i Tab. 2.5) – obszar pokryty czarną siatką odpowiada symulowanemu okresowi (lata 1984 – 2004).

Asymetria północ – południe Ten człon został opisany w pracach Bzowskiego [Bzowski, 2003, Bzowski i in., 2003]. Poniższe wartości zostały dopasowane do danych pochodzących z ULYSSES-a, zebranych podczas szybkiego skanowania po szerokości (pomiędzy -27.8° a 41.4° stopniem szerokości ekliptycznej) w 1995 r. Wartości parametrów zostały przedstawione poniżej:

$$\beta_{cx,S} = 2.54053 \times 10^{-7}, \quad \delta_\beta = -1.78635 \times 10^{-10}.$$

Szczegóły tego efektu są nadal słabo poznane (szczególnie jego ewolucja w czasie).

Anizotropia szerokościowa Ze względu na punktowy charakter pomiarów, dane dostarczone przez ULYSSES-a były niewystarczające do modelowania szerokościowych zależności tempa wymiany ładunku, dlatego zostały one uzupełnione danymi pochodzącymi z badania poświaty heliosferycznej w linii Lyman- α z eksperymentu SWAN/SOHO [Bertaux i in., 1995] czulej na strukturę wiatru słonecznego. Wskazują one na istnienie pewnego „pociemnienia” poświaty linii Lyman- α w paśmie wokół płaszczyzny ekliptyki (tzw. „rowu heliosferycznego”) podczas niskiej aktywności słonecznej [Bertaux i in., 1996, 1999]. Wynika on z anizotropii tempa wymiany ładunku pomiędzy wiatrem słonecznym a atomami neutralnymi. Jest on dobrym wyznacznikiem anizotropii szerokościowej [Bzowski, 2003], co zostało wykorzystane przez Bzowskiego [Bzowski i in., 2003] do wyznaczenia różnic tempa jonizacji biegunowej i ekliptycznej oraz wyznaczenia granic obszarów biegunowych dla kilkunastu punktów czasowych podczas cyklu słonecznego. Utrudnieniem w tworzeniu modelu trójwymiarowego i zależnego od czasu był brak (wówczas) pełnego pokrycia cyklu słonecznego przez obserwacje SWAN-a, dostępnych tylko dla połowy cyklu słonecznego⁴. Braki te zostały wypełnione przez obserwacje dziur biegunowych pomiędzy dwoma kolejnymi

⁴Obecnie dostępny jest prawie pełen cykl słoneczny [Quémerais i in., 2007].

maksimumami słonecznymi [Harvey i Recely, 2002]. Podczas analizy wyników została znaleziona liniowa korelacja pomiędzy obszarami dziur biegunowych $S_{ch,N}$, $S_{ch,S}$ [Harvey i Recely, 2002] definiowanymi następująco:

$$S_{ch,N} = \int_{\phi_{ch,N}}^{\pi/2} \cos(\phi) d\phi d\lambda = 2\pi (1 - \sin(\phi_{ch,N}))$$

$$S_{ch,S} = \int_{-\pi/2}^{\phi_{ch,S}} \cos(\phi) d\phi d\lambda = 2\pi (1 - \sin(\phi_{ch,S})),$$

a obszarami zredukowanego tempa wymiany ładunku S_N , S_S [Bzowski i in., 2007]. Ponieważ obszary te redukują się do zera w maksimum słonecznym, zostały dopasowane współczynniki liniowe osobno dla północnych i południowych obszarów w postaci prostych proporcjonalności:

$$S_N = a_N S_{ch,N}, \quad a_N = 3.90669,$$

$$S_S = a_S S_{ch,S}, \quad a_S = 4.20341.$$

Stosując powyższe wzory możemy obliczyć szeregi czasowe zasięgu obszarów o zredukowanym tempie jonizacji stosując poniższe wyrażenia:

$$\phi_N = \arcsin(1 - 2S_N), \quad \phi_S = -\arcsin(1 - 2S_S),$$

a następnie możemy obliczyć ewolucję czasową zasięgu obszarów o zredukowanym tempie jonizacji. Ponieważ zarówno północne, jak i południowe granice wykazują względnie płaskie minimum podczas niskiej aktywności słonecznej oraz ostry wzrost podczas maksimum słonecznego, jako funkcja przybliżająca została wybrana funkcja periodyczna, dobrze różniczkowalna w następującej formie:

$$\phi_N = \phi_{0,N} - \phi_{1,N} \cos^3(\omega_N t) \exp(\cos^3(\omega_N t)), \quad (2.15)$$

$$\phi_S = \phi_{0,S} - \phi_{1,S} \cos^3(\omega_S t) \exp(\cos^3(\omega_S t)). \quad (2.16)$$

Parametry Rów. 2.15 i 2.16 można znaleźć w Tab. 2.4.

Tabela 2.4: Parametry do wyznaczania anizotropii szerokościowej tempa jonizacji

N/S	$\omega_{N/S}$	$\phi_{0,N/S}$	$\phi_{1,N/S}$
N	0.58251	31.2	-24.0
S	0.58226	-38.7	21.5

Ewolucja tempa równikowego Ta część została opracowana w oparciu o porównanie dobowych danych pochodzących z bazy OMNI 2 oraz z ULYSSES-a przeskalowanych do 1 j.a. przez zależność r^{-2} . Analiza wykazała pewne systematyczne różnice, dlatego też przetestowano różne hipotezy dotyczące równikowego tempa wymiany ładunku, pochodzącego bezpośrednio z bazy danych bądź danych OMNI 2 przeskalowanych tak, aby zgadzały się z wartościami otrzymanymi przez ULYSSES-a w trakcie skanowania obszaru równikowego. Przyjęto także, że równikowe tempo wymiany ładunku jest bądź sferycznie symetryczne z chwilowymi wartościami otrzymanymi z obserwacji, bądź anizotropowe (w szerokościach ekliptycznych) z wartościami równikowymi zmieniającymi się zgodnie z uśrednionymi wartościami miesięcznymi. Porównanie to wykazało, że równikowe tempo wymiany ładunku powinno być zredukowane o ok. 15%. Z uwagi na fakt, że funkcja rozkładu prawdopodobieństwa gęstości wiatru słonecznego oraz szybkości wykazuje charakter logarytmiczno-normalny, do uśredniania po długich okresach została zastosowana logarytmiczna wartość średnia:

$$\langle g \rangle = 10^{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \log g_i}.$$

Szeregi czasowe tempa wymiany ładunku zostały policzone z godzinnych danych dostarczonych z OMNI 2 z użyciem następującego przekroju czynnego [Bzowski, 2001b]:

$$\begin{aligned} \sigma(v) &= A \ln^3 v + B \ln^2 v + C \ln v + D, \\ A &= -2.01848, \quad B = 1.00136 \cdot 10^{-15}, \\ C &= -1.71725, \quad D = 1.03807 \cdot 10^{-13}. \end{aligned}$$

Szybkość v musi być wyrażona w cm/s, otrzymany wynik jest wyrażony w cm^{-2} .

Godzinne szeregi czasowe OMNI 2 zostały podzielone na roczne przedziały i uśrednione jak powyżej, po czym poddano analizie ich periodogram [Lomb, 1976]. Wybrane częstości zostały użyte do dopasowania następującej przybliżonej formuły:

$$\beta_{eqtr} = \beta_{0,cx} + \sum_{j=1}^5 (p_{j,cx} \cos \omega_{j,cx} t + q_{j,cx} \sin \omega_{j,cx} t). \quad (2.17)$$

Częstości i parametry do powyższej formuły przedstawia Tab. 2.5.

Fotojonizacja

Fotojonizacja jest drugim co do ważności procesem niszczenia neutralnego deuteru i wodoru w heliosferze. Wydaje się, iż zjawisko fotojonizacji może być traktowane jako sferycznie symetryczne dla odległości od Słońca większych niż kilkanaście promieni słonecznych oraz dla skal czasowych większych niż jeden okres obrotu Słońca (odstępstwa od symetrii sferycznej na poziomie 10% dla helu zostały pokazane w pracy Auchère i in. [2005], natomiast dla wodoru efekt ten nie został dotąd należycie zbadany, ale można przypuszczać, że jego skala jest podobna). Ponieważ bezpośrednie pomiary fotojonizacji wodoru są rzadkie [Ogawa i in., 1995], zastosowano zależność

Tabela 2.5: Parametry modelu jonizacji przez wymianę ładunku

$\beta_{0,cx} = 3.76229 \times 10^{-7} s^{-1}$				
j	$P_{j,cx}$	$\omega_{j,cx}$	$p_{j,cx}$	$q_{j,cx}$
1	39.8991	0.15747	2.45127×10^{-8}	-4.97318×10^{-8}
2	16.266	0.38627	-2.47503×10^{-8}	-1.21586×10^{-9}
3	10.5355	0.59638	-3.96887×10^{-8}	9.54935×10^{-9}
4	6.50225	0.96631	-1.03387×10^{-8}	1.36716×10^{-8}
5	5.1875	1.21121	1.24535×10^{-8}	2.92465×10^{-8}

fotjonizacji od strumienia radiowego Słońca 10.7 cm [Bzowski, 2001a] przedstawioną poniżej:

$$\beta_{ph} = 8.7661 \times 10^{12} F_{10.7} [W m^{-2} s^{-1}] - 5.84576 \times 10^{-10}, \quad (2.18)$$

gdzie: $F_{10.7}$ – strumień słoneczny w linii 10.7 cm.

Podobnie jak w poprzednim przypadku, na podstawie periodogramu szeregu czasowego wyznaczone zostały charakterystyczne częstotliwości, które zostały użyte w modelu zawierającym szeregi sinusów i cosinusów (Rów. 2.19). Wartości numeryczne modelu zostały przedstawione w Tab. 2.6.

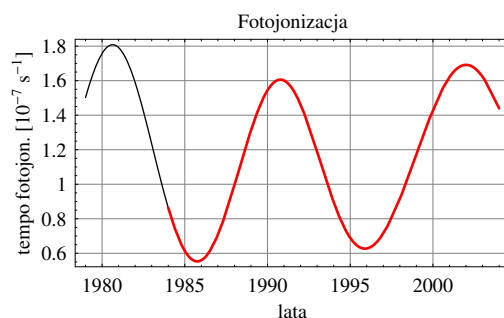
$$\beta_{ph} = \beta_{0,ph} + \sum_{j=1}^5 (p_{j,ph} \cos \omega_{j,ph} t + q_{j,ph} \sin \omega_{j,ph} t). \quad (2.19)$$

Tabela 2.6: Parametry modelu jonizacji przez fotjonizację

$\beta_{0,ph} = 1.14596 \times 10^{-7} s^{-1}$				
j	$P_{j,ph}$	$\omega_{j,ph}$	$p_{j,ph}$	$q_{j,ph}$
1	63.844	0.09841	-4.87409×10^{-9}	2.47812×10^{-9}
2	22.1428	0.28375	-9.33339×10^{-9}	-7.54777×10^{-10}
3	14.6486	0.42892	-1.06225×10^{-9}	-2.76079×10^{-9}
4	10.7341	0.58534	-5.21267×10^{-8}	2.70611×10^{-9}
5	8.37642	0.75010	-1.00718×10^{-8}	-1.20127×10^{-8}
6	5.35307	1.17375	1.01981×10^{-9}	-1.01229×10^{-8}

Zmienność w czasie fotjonizacji przedstawia Rys. 2.5.

Powodem niepewności w modelu fotjonizacji jest bardzo słabe pokrycie obserwacjami najważniejszego obszaru widmowego, tuż za progiem fotjonizacji wodoru.



Rysunek 2.5: Zależność fotojonizacji od czasu – kolorem czerwonym zaznaczono symulowany okres (lata 1984 – 2004).

Model fotojonizacji przedstawiony powyżej został porównany z nowszymi wersjami bardziej wyrafinowanego modelu SOLAR 2000. W modelu tym tempo fotojonizacji otrzymuje się przez całkowanie widma słonecznego przybliżonego przez różne modele. Bezpośrednie porównanie tempa fotojonizacji z modelu SOLAR 2000 oraz prostego przybliżenia przedstawionego w niniejszej pracy pokazuje, że amplitudy tempa jonizacji są zasadniczo różne (aż do ok. 40 % w okresie minimum i maksimum słonecznego), natomiast wartości uśrednione po cyklu słonecznym są podobne. Z uwagi na fakt, że model SOLAR 2000 jest lepiej wykonany niż prosty model fotojonizacji przedstawiony w tym rozdziale, wartości fotojonizacji przewidywane przez SOLAR 2000 znacznie lepiej opisują rzeczywistą fotojonizację i powinny być stosowane w przyszłości, szczególnie do interpretacji pomiarów prowadzonych blisko minimum i maksimum słonecznego.

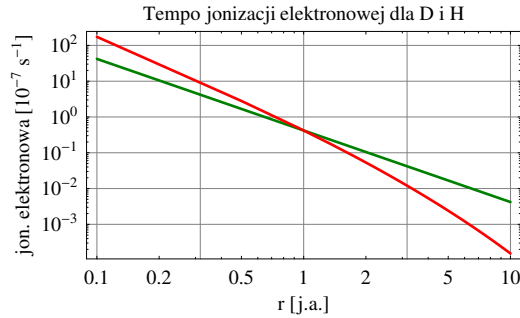
Jonizacja elektronowa

Funkcja obliczająca elektronowe tempo jonizacji [Bzowski i in., 2007] została opracowana na podstawie radialnego profilu temperatury elektronów w wietrze słonecznym pochodzącego z danych dostarczonych przez misję HELIOS [Marsch i in., 1989] oraz radialnej zależności parametrów wiatru słonecznego [Köhnlein, 1996]. Gęstość elektronów w wietrze słonecznym uzyskano przyjmując quasi-neutralność wiatru słonecznego tj. jako sumę gęstości protonów oraz podwojonej gęstości cząstek α . Z uwagi na niedostateczną ilość danych (w pobliżu Słońca oraz w wyższych szerokościach heliograficznych) w modelu tym przyjęto, iż funkcja rozkładu elektronów w wietrze słonecznym jest opisana pojedynczą funkcją Maxwella, podobnie jak uczynili to Ruciński i Fahr [1991]. Z powodu braku danych przyjęto także, że jonizacja elektronowa jest sferycznie symetryczna oraz niezależna od czasu.

Ponieważ analityczna formuła obliczająca tempo jonizacji elektronowej była zbyt „kosztowna” numerycznie (z uwagi na zależność tempa jonizacji elektronowej od temperatury elektronów, a także zależność gęstości oraz temperatury elektronów od odległości heliocentrycznej), została opracowana poniższa formuła fenomenologiczna [Bzowski i in., 2007]:

$$r^2\beta_{el}(r) = \exp \left[\frac{10.95(\ln r - 124.1)(\ln r + 6.108)}{(\ln r - 7.491)(65.25 + \ln r(\ln r + 15.63))} \right], \quad (2.20)$$

gdzie: β_{el} – tempo jonizacji elektronowej [s^{-1}],
 r – odległość heliocentryczna [j.a.].



Rysunek 2.6: Radialna zależność tempa jonizacji elektronowej; linia czerwona – model (por. Rów. 2.20), linia zielona – zależność $\beta_{el}(1 \text{ j.a.})r^{-2}$.

Powyższy model znajduje zastosowanie do odległości ~ 10 j.a.; dalej jonizacja elektronowa jest zaniedbywalna (w porównaniu z innymi procesami jonizacyjnymi) z powodu quasi-adiabatyicznego chłodzenia elektronów.

W rzeczywistości funkcja rozkładu elektronów w wietrze słonecznym wykazuje znaczne odstępstwa od funkcji rozkładu Maxwella. Zawiera ona trzy składowe: centralną, halo oraz „ostrogę” wzdłuż linii sił pola magnetycznego [Pilipp i in., 1987a,b]. Populacje centralna (cieplejsza niż protony wiatru słonecznego) oraz halo (gorąca) mogą być modelowane za pomocą podwójnej funkcji rozkładu Maxwella lub alternatywnie jako funkcja κ . Znaczenie populacji halo rośnie wraz ze wzrostem odległości heliocentrycznej – na 1 j.a. populacja ta stanowi ilościowo zaledwie kilka procent populacji centralnej, ale reprezentuje ona znacznie bardziej energetyczne elektrony [Maksimovic i in., 2005]. Na podstawie wyników z eksperymentu ACE [McMullin i in., 2004] przeprowadzone zostały oszacowania wskazujące, że na 1 j.a tempo jonizacji populacji centralnej jest większe od halo o rząd wielkości oraz że amplituda fluktuacji tempa jonizacji elektronowej jest znacznie większa niż amplituda wahań wiatru słonecznego związana z cyklem słonecznym. Dane z misji WIND [Salem i in., 2003] wskazują na małą zmienność równikowego tempa jonizacji elektronowej w cyklu słonecznym. Obserwacje prowadzone z pokładu ULYSSES-a [Phillips i in., 1995, Issautier i in., 1998] wskazują, iż elektronowe tempo jonizacji wykazuje trójwymiarową zależność od fazy cyklu słonecznego (podobne wnioski wyciągnął McMullin i in. dla helu [McMullin i in., 2004]). Niestety pomiary ULYSSES-a poza ekliptyką prowadzone były w odległościach większych niż 2 j.a. od Słońca, czyli w obszarze, gdzie wpływ elektronów na tempo jonizacji gazu neutralnego jest już mały. Podsumowując, elektrony wiatru słonecznego modyfikują rozkład gazu neutralnego w obszarze kilku j.a. od Słońca w dość nietrywialny sposób (ze względu na odstępstwo od zależności radialnej r^{-2}) i dlatego tempo jonizacji elektronowej powinno być bardziej realistycznie modelowane (szczególnie rozkład przestrzenny) w kontekście nadchodzącej misji IBEX.

Rozdział 3

Wpływ ciśnienia promieniowania na trajektorie atomów deuteru

Pierwszym etapem badań nad rozkładem neutralnego deuteru i wodoru międzygwiazdowego w heliosferze było rozpoznanie wpływu ciśnienia promieniowania zależnego od prędkości radialnej na trajektorie pojedynczych atomów deuteru i wodoru. W tym celu przestudowano ruch atomów deuteru i wodoru o kilku wybranych zestawach parametrów początkowych, dobranych tak, by były typowe dla atomów heliosferycznych, w warunkach minimum i maksimum słonecznego.

Efekt izotopowy (przesunięcie linii o 0.333 \AA lub ok. 82 km/s w stronę barwy niebieskiej) oraz różnica mas powodują, że atomy deuteru odczuwają zgoła inne przyspieszenie wskutek działania ciśnienia promieniowania niż atomy wodoru zarówno w trakcie zbliżania się do Słońca (prędkości radialne ujemne) jak i podczas oddalania się od Słońca, kiedy to prędkości radialne są dodatnie. Ciśnienie promieniowania działające na wodór jest prawie symetryczne względem zerowej prędkości radialnej (Rys. 2.3a), natomiast dla deuteru tak nie jest (Rys. 2.3b). Konsekwencją tego jest całkowicie inna dynamika deuteru i wodoru w heliosferze.

Atomy deuteru i wodoru były śledzone w granicach $\pm 100 \text{ j.a.}$ – przybliżona odległość końcowej fali uderzeniowej wiatru słonecznego [Stone i Cummings, 2001]. Koniec śledzenia wyznaczało przekroczenie ww. granicy. Śledzenie odbywało się poprzez numeryczne rozwiązywanie układu równań 2.3 (bez równań na u i u_β) metodą Rungego–Kutty, analogicznie jak przy obliczaniu funkcji rozkładu deuteru omówionej w dalszej części pracy. Przyjęto, że szybkość masowa atomów v_B na TS wynosi 22.5 km/s , natomiast szybkość termiczna deuteru i wodoru v_T (dla temperatury gazu na TS $T_{TS} = 12000 \text{ K}$) odpowiednio 14.07 i 9.95 km/s i na tej podstawie dobrano parametry początkowe trajektorii do zbadania. Atomy na TS posiadały różne szybkości początkowe ($v_B \pm v_T$) oraz różne parametry zderzenia ($1, 2, 3, 5 \text{ j.a.}$). Obliczenia wykonano dla dwóch strumieni promieniowania odpowiadających warunkom typowym dla minimum i maksimum aktywności słonecznej (patrz Rys. 2.3 a i b; $I_{min} = 3.53 \times 10^{11}$ i $I_{max} = 5.49 \times 10^{11} \text{ fotonów cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$), przy czym strumień był sferycznie symetryczny i niezmienny w czasie. Dokładność obliczeń sprawdzano m.in. za pomocą testu zachowania momentu pędu śledzonych atomów wynikającego z faktu, że atomy poruszają się w polu centralnej siły będącej wypadkową sił grawitacji słonecznej i ciśnienia

promieniowania (ruch atomów w tym przypadku jest ruchem płaskim).

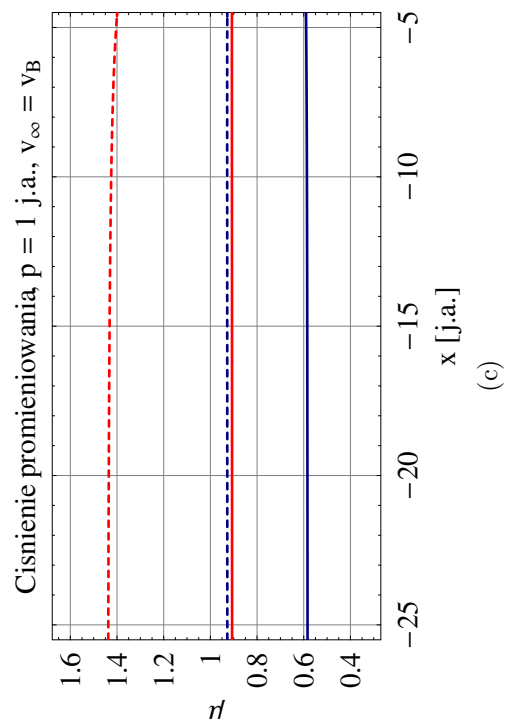
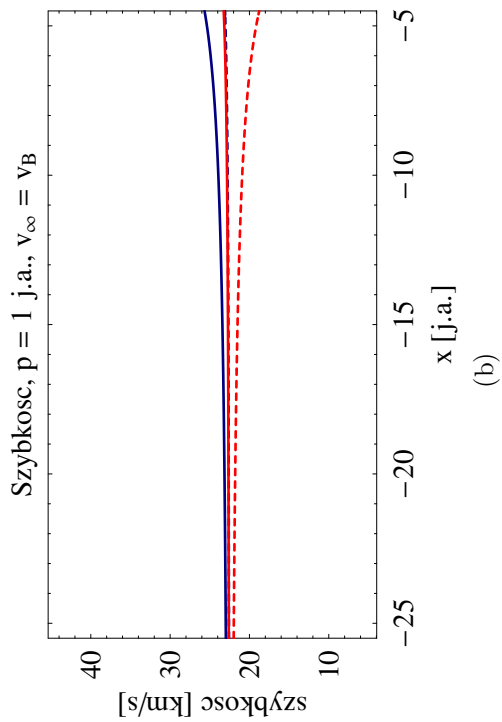
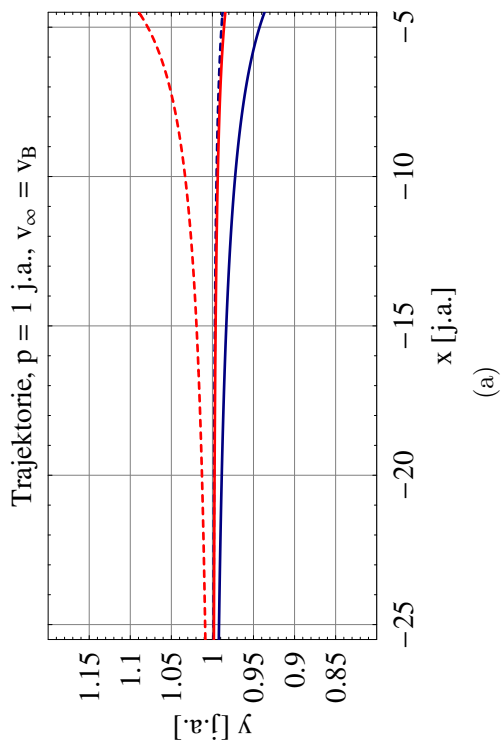
Otrzymane wyniki prowadzą do następujących wniosków:

1. rozbieżności trajektorii atomów deuteru i wodoru w granicach 5–10% , posiadających na TS szybkość równą szybkości masowej gazu oraz parametr zderzenia $p=1$ j.a., pojawiają się w obrębie ok. 7 j.a. od Słońca w maksimum słonecznym oraz ok. 5 j.a. w minimum słonecznym (por. Rys. 3.1a). W podobnych odległościach następuje też separacja szybkości atomów (por. Rys. 3.1b). Siła ciśnienia promieniowania działająca na atomy deuteru jest zawsze mniejsza niż siła grawitacji niezależnie od fazy cyklu słonecznego (por. Rys. 3.1c i 2.3b), dlatego też trajektorie i szybkości atomów w pokazanym zakresie odległości są dość podobne, w przeciwieństwie do atomów wodoru, dla których siła ciśnienia promieniowania w minimum słonecznym praktycznie równoważy grawitację natomiast w maksimum słonecznym jest zdecydowanie większa niż przyciąganie grawitacyjne Słońca (por. Rys. 3.1c i 2.3a), co manifestuje się dużymi rozbieżnościami trajektorii i szybkości atomów wodoru w minimum i maksimum słonecznym,
2. występuje ogniskowanie grawitacyjne deuteru niezależne od fazy cyklu słonecznego, parametru zderzenia i szybkości początkowej; stopień ogniskowania zależy od fazy cyklu słonecznego i zwiększa się od maksimum do minimum słonecznego (por. Rys. 3.2a i 3.3a oraz Rys. 3.4a, Rys. 3.5a i Rys. 3.6a). Dla deuteru niezależnie od fazy cyklu słonecznego efektywna siła działająca na atomy jest siłą przyciągającą (por. Rys. 3.2c i 3.3c oraz Rys. 3.4c, Rys. 3.5c i Rys. 3.6c), natomiast dla wodoru w maksimum słonecznym ciśnienie promieniowania przeważa nad grawitacją, dlatego efektywna siła działająca na atomy jest siłą odpychającą,
3. niezależnie od fazy cyklu słonecznego może nastąpić wychwytywanie atomów deuteru na orbitę okołosłoneczną (por. Rys. 3.2 – 3.6a). W badanych przypadkach wychwycone zostały atomy deuteru posiadające parametr zderzenia równy 1 j.a. oraz szybkość mniejszą ($v_B - v_T$) bądź równą szybkości masowej v_B , natomiast atomy posiadające szybkości większe – ($v_B + v_T$) – były ogniskowane. W rzeczywistości przechwycenie atomu na orbitę okołosłoneczną równoważne jest zjonizowaniu go przez procesy opisane w Roz. 1.6, co w efekcie oznacza zmniejszenie populacji gazu neutralnego za Słońcem. Atomy wodoru nie zostają wychwycone na orbity okołosłoneczne z powodu znacznie większego stosunku ciśnienia promieniowania działającego na atomy wodoru do grawitacji słonecznej w peryhelium i poza nim (por. Rys. 3.2 – 3.6c),
4. niezależnie od fazy aktywności słonecznej deuter jest szybszy od wodoru w półsfery zawierającej kierunek napływu oraz wolniejszy (od wodoru) w półsfery zawierającej kierunek spływu (por. Rys. 3.2 – 3.3b). Efekt ten jest spowodowany znacznym spadkiem μ_d w fazie odlotowej – siła hamująca atomy deuteru w tej fazie jest znacznie większa niż siła rozpędzająca atomy w fazie dolotowej (por. Rys. 3.2 – 3.3c),

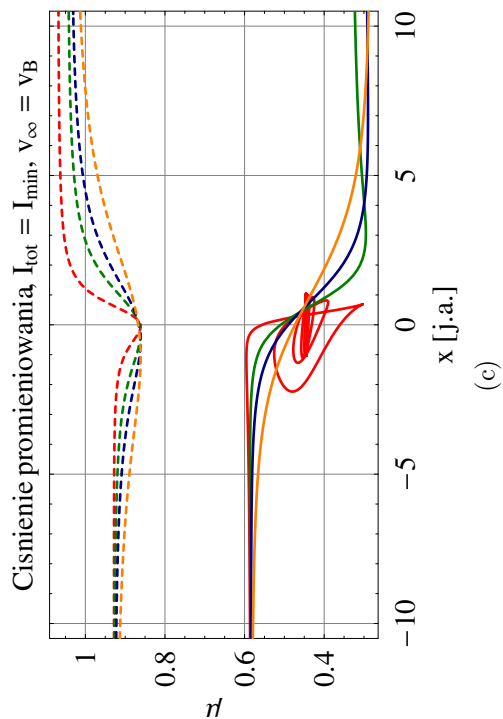
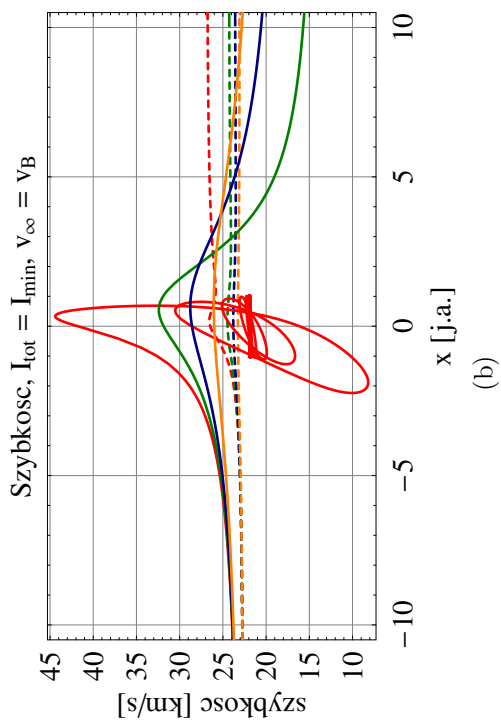
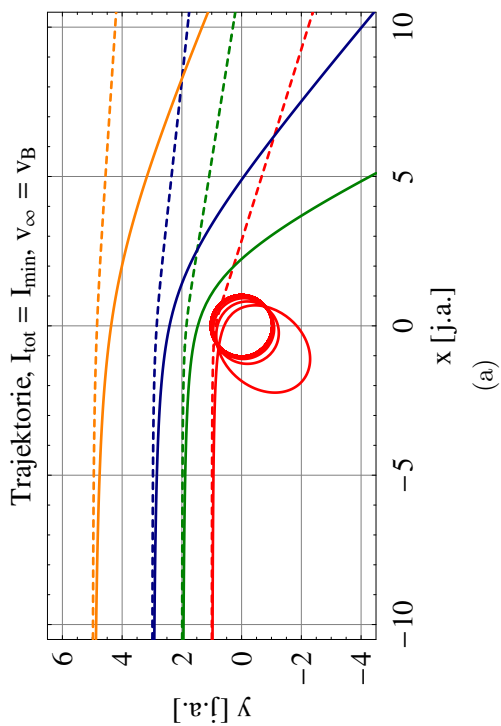
5. następuje hamowanie deuteru oraz przyspieszanie wodoru za Słońcem (dla odległości ok. 3 – 5 j.a. i dalej) zarówno w minimum jak i maksimum słonecznym (por. Rys. 3.2b i 3.3b oraz Rys. 3.4b, Rys. 3.5b i Rys. 3.6b). Na skutek oddziaływania atomów ze Słońcem szybkości atomów w peryhelium osiągają ekstremum, po czym zbiegają się do wartości większych niż początkowe (wodor) i mniejszych niż początkowe (deuter). Różnice w zachowaniu atomów obu pierwiastków wynikają z efektu izotopowego dla deuteru, plasującego centrum populacji na „zbożu” profilu Lyman- α (w odróżnieniu od wodoru, którego centrum populacji mieści się w pobliżu centrum linii), a także ze specyficznej „wędrówki” atomów po profilu (od prędkości radialnych ujemnych do dodatnich, por. Rys. 2.3a i b), zależnej od ich prędkości radialnych. Stopień asymetrii prędkości dla deuteru jest znacznie większy niż dla wodoru, co jest konsekwencją braku symetryczności (względem zerowej prędkości radialnej) profilu ciśnienia promieniowania działającego na deuter w przeciwieństwie do prawie symetrycznego profilu ciśnienia promieniowania dla wodoru (patrz Rys. 2.3a i b).

Podsumowanie

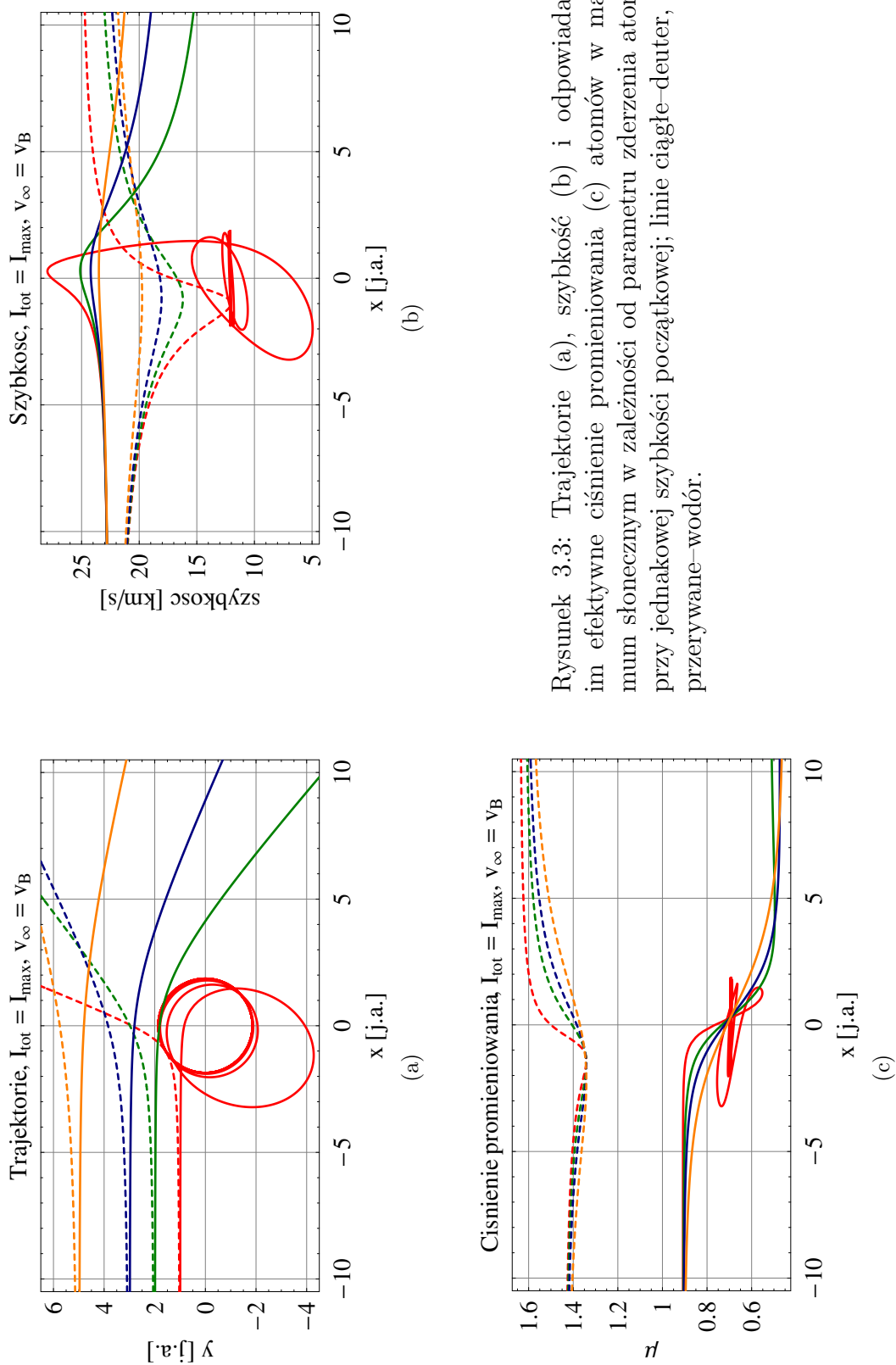
Wnioski płynące z badania indywidualnych orbit atomów deuteru i wodoru można w skrócie ująć w następujący sposób – na skutek różnic w sile ciśnienia promieniowania działającej na atomy deuteru i wodoru (przesunięcie izotopowe na zbocze profilu oraz różnica mas atomów), historia atomów tych pierwiastków (będących w podobnych miejscach przestrzeni fazowej w „nieskończoności”) w heliosferze mocno się różni. Różnice trajektorii prowadzić będą do wystąpienia znacznych różnic w prawdopodobieństwie jonizacji, co każe spodziewać się innych funkcji rozkładu wewnątrz heliosfery, a zatem i różnic w przestrzennym rozkładzie gęstości. Asymetria ciśnienia promieniowania (względem zerowej prędkości radialnej) powoduje rozpędzanie deuteru w przeciwieństwie do wodoru w obrębie kilku j.a. od Słońca w półsfery zawierającej kierunek napływu, co powinno zaowocować podniesieniem obfitości D/H i potencjalnie zwiększyć prawdopodobieństwo detekcji neutralnego deuteru w heliosferze.



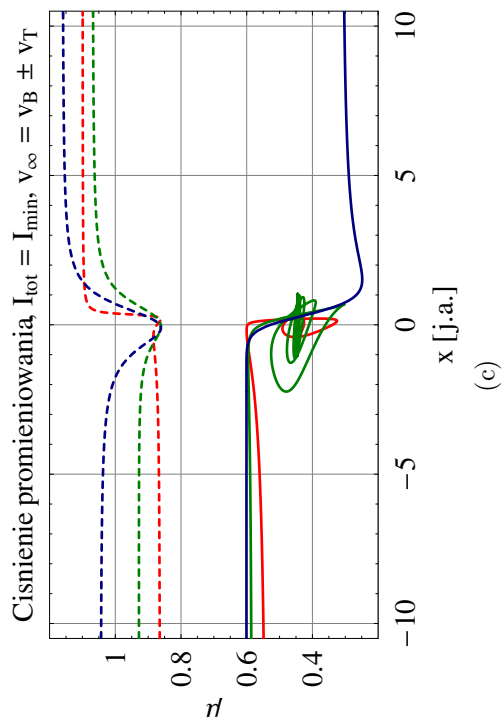
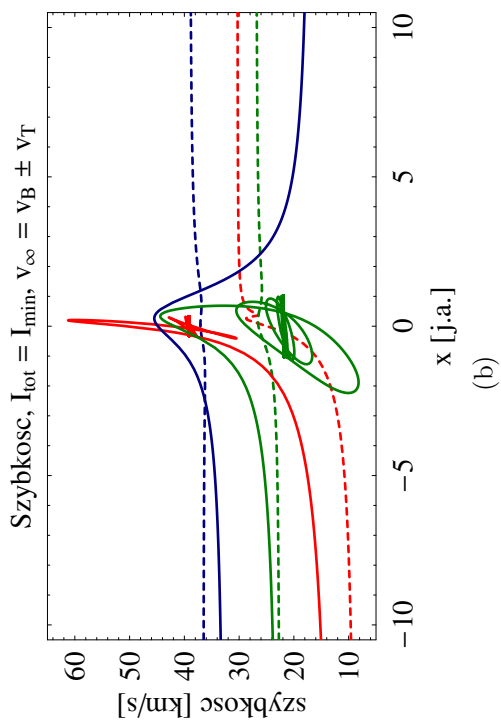
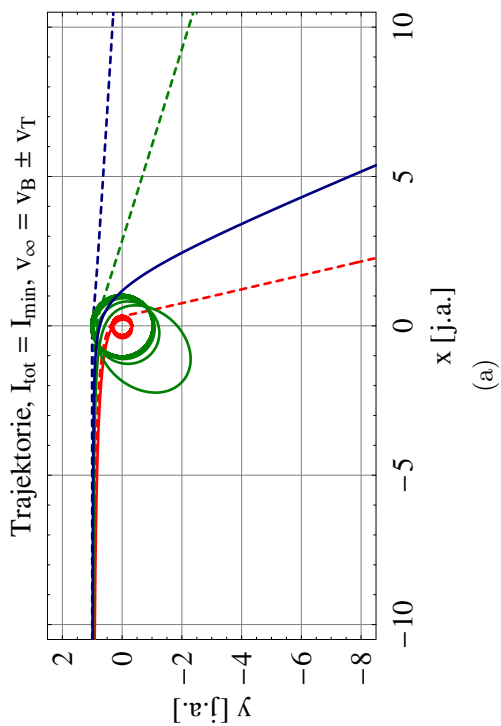
Rysunek 3.1: Separacja trajektorii (a) i szybkości (b) atomów w minimum i maksimum słonecznym przy jednakowym parametrze zderzenia i szybkości początkowej oraz odpowiadające im efektywne ciśnienie promieniowania (c); linie ciągłe–deuter, linie przerywane–wodór, kolor czerwony–maksimum słoneczne, kolor niebieski–minimum słoneczne.



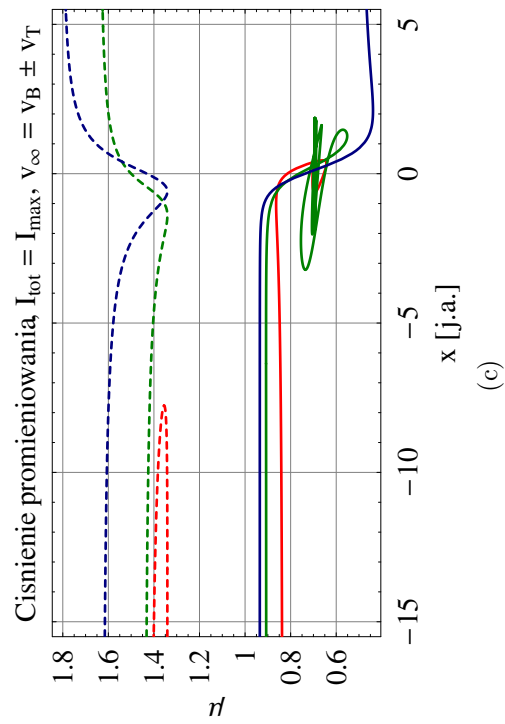
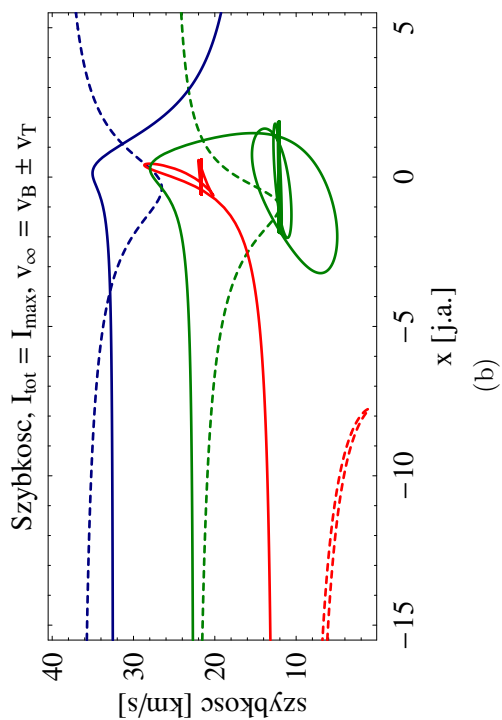
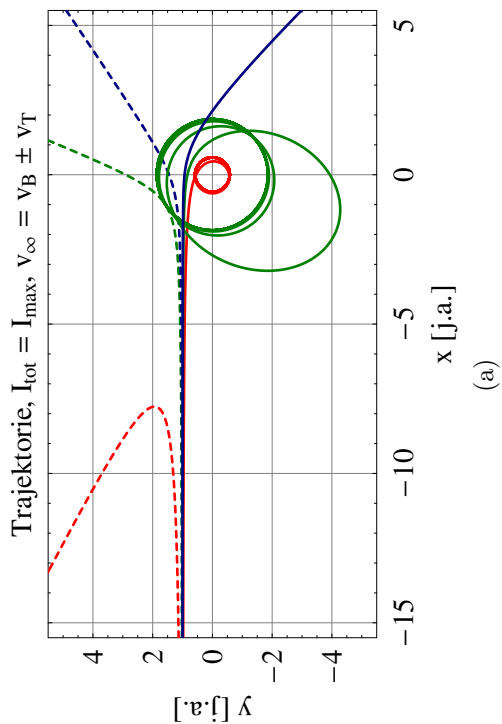
Rysunek 3.2: Trajektorie (a), szybkość (b) i odpowiadające im efektywne ciśnienie promieniowania (c) atomów w minimum słonecznym w zależności od parametru zderzenia atomów przy jednakowej szybkości początkowej; linie ciągłe-deuter, linie przerywane-wodór.



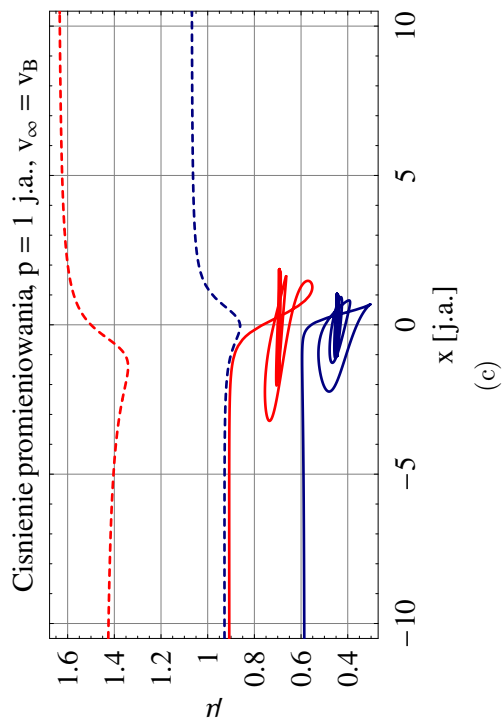
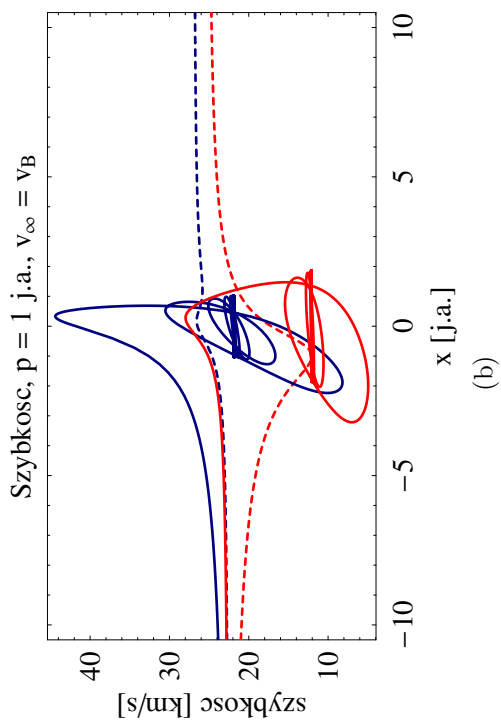
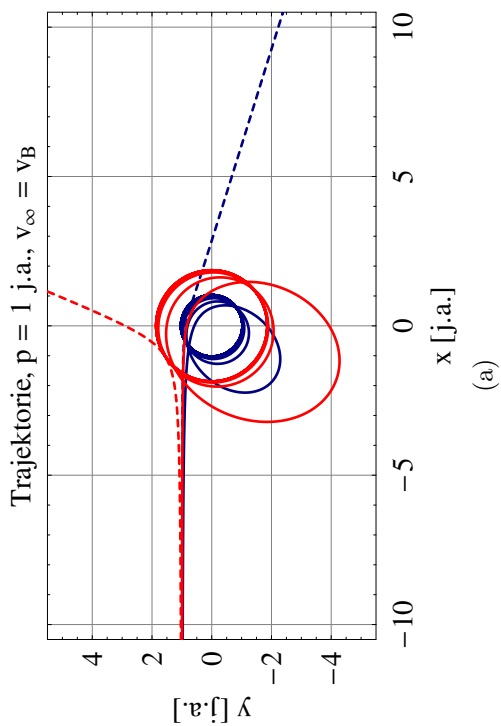
Rysunek 3.3: Trajektorie (a), szybkość (b) i odpowiadające im efektywne ciśnienie promieniowania (c) atomów w maksimum słonecznym w zależności od parametru zderzenia atomów przy jednakowej szybkości początkowej; linie ciągle–deuter, linie przerywane–wodór.



Rysunek 3.4: Trajektorie (a), szybkość (b) i odpowiadające im efektywne ciśnienie promieniowania (c) atomów w minimum słonecznym w zależności od szybkości początkowej atomów przy jednakowym parametrze zderzenia; linie ciągle—deuter, linie przerywane—wodór, kolor czerwony $v_B - v_T$, kolor zielony v_B , kolor niebieski $v_B + v_T$.



Rysunek 3.5: Trajektorie (a), szybkość (b) i odpowiadające im efektywne ciśnienie promieniowania (c) atomów w maksimum słonecznym w zależności od szybkości początkowej atomów przy jednakowym parametrze zderzenia; linie ciągłe–deuter, linie przerywane–wodór, kolor czerwony $v_B - v_T$, kolor zielony v_B , kolor niebieski $v_B + v_T$.



Rysunek 3.6: Trajektorie (a), szybkość (b) i odpowiadające im efektywne ciśnienie promieniowania (c) atomów w minimum (kolor niebieski) i maksimum słonecznym (kolor czerwony) przy jednokowym parametrze zderzenia i szybkości początkowej; linie ciągłe–deuter, linie przerywane–wodór.

Rozdział 4

Wpływ parametrów gazu międzygwiazdowego na oczekiwany rozkład deuteru w heliosferze

Omawiany w poprzednim rozdziale wpływ ciśnienia promieniowania na trajektorie pojedynczych atomów w heliosferze miał na celu wstępne rozpoznanie zachowania się atomów deuteru i wodoru pod wpływem stałej w czasie i zmieniającej się wraz z prędkością radialną atomów siły ciśnienia promieniowania.

W tym rozdziale przedstawiono wnioski płynące z badania wpływu parametrów gazu na TS (temperatury i prędkości napływu) oraz warunków panujących w wewnętrznej heliosferze (jonizacja i ciśnienie promieniowania) na rozkład gęstości deuteru i wodoru.

W celu zbadania wpływu warunków początkowych panujących na TS przeprowadzono symulacje dla możliwych kombinacji temperatur i szybkości napływu przedstawionych w Tab. 4.1. Są to wartości, których zakres odpowiada danym obserwacyjnym i należy oczekiwać, że zawiera on parametry rzeczywiste napływającego gazu.

Tabela 4.1: Przyjęte parametry gazu na TS

Temperatura T [K]	Szybkość napływu v_B [km/s]
6000	18
10000	21
14000	24
18000	27

Obliczenia prowadzone były na następującej siatce odległości heliocentrycznych: 0.4, 0.7, 1, 2, 4, 7, 10, 20, 50 i 100 j.a. oraz dla następujących kątów odchylenia od kierunku apeksu: 0° , 30° , 60° , 90° , 120° , 150° i 180° , osobno dla warunków odpowiadających minimum i maksimum słonecznemu, charakteryzujących się własnościami przedstawionymi w Tab. 4.2. Dodatkowo dla strumienia Lyman- α odpowiadające-

go warunkom minimum i maksimum słonecznego założono stosunkowo niskie tempo jonizacji β_l w celu zbadania wpływu tego parametru na gęstość deuteru i wodoru w wewnętrznej heliosferze. Tempo jonizacji użyte do obliczeń w każdym przypadku było sferycznie symetryczne. Z uwagi na liniową zależność lokalnej gęstości gazu od gęstości na TS (por. Rów. 2.1) przyjęto, że gęstość atomów wodoru na TS wynosi 1 cm^{-3} .

Tabela 4.2: Parametry przyjęte dla wewnętrznej heliosfery

	$I [10^{11} \text{ fotonów cm}^{-2}\text{s}^{-1}]$	$\beta [10^{-7}\text{s}^{-1}]$	$\beta_l [10^{-7}\text{s}^{-1}]$
min. słon.	3.53	5	3
maks. słon.	5.49	8	

Definicja: Znormalizowana obfitość deuteru w stosunku do wodoru jest to stosunek gęstości D do gęstości H znormalizowany do wartości X_D , gdzie X_D oznacza stosunek gęstości D/H w LIC.

4.1 Wyniki dla jednej populacji

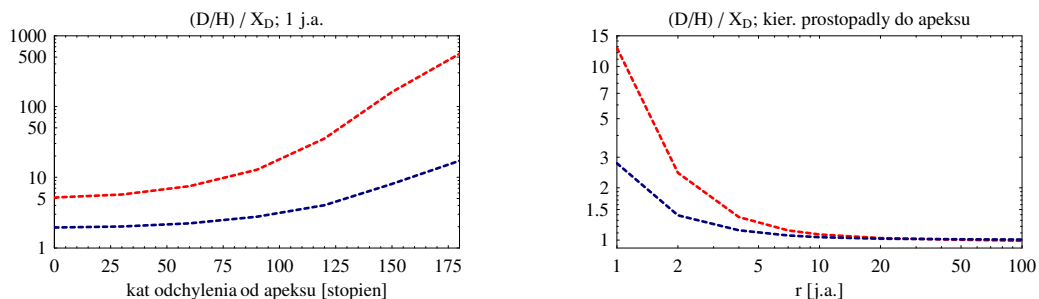
Wyniki przedstawione w tym rozdziale uzyskano przyjmując, iż na TS atomy stanowią jedną populację charakteryzującą się temperaturą i szybkością napływu wynikającą z możliwych kombinacji wartości przedstawionych w Tab. 4.1.

Wnioski płynące z tych symulacji przedstawiają się następująco:

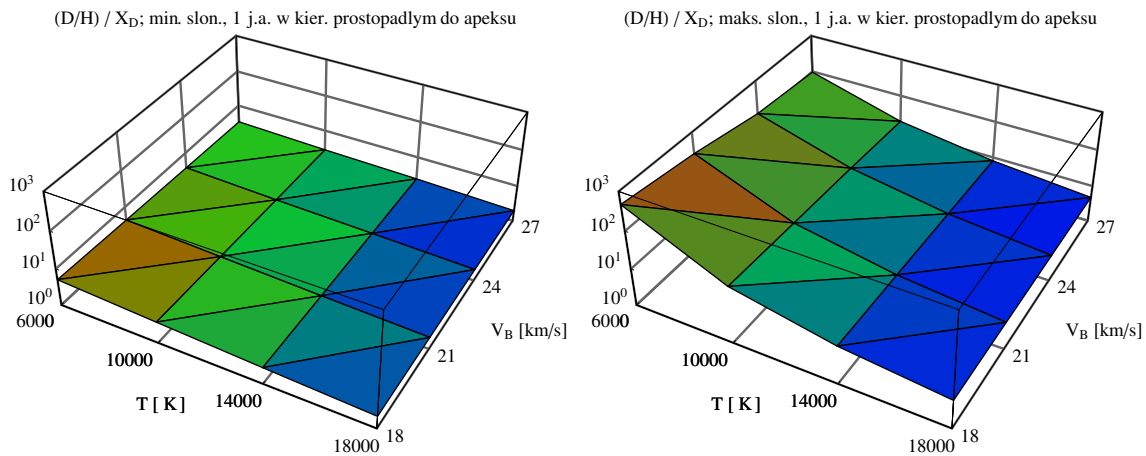
1. znormalizowana obfitość D/H wzrasta do wnętrza heliosfery niezależnie od fazy cyklu słonecznego i jest silną funkcją kąta odchylenia od osi apeksu (Rys. 4.1). Efekt ten spowodowany jest znacznym spadkiem gęstości wodoru w głąb heliosfery, a także dość małym spadkiem gęstości deuteru w stosunku do wartości na TS. Atomy deuteru, dla których $\mu < 1$, są bardziej rozpędzane w pobliżu Słońca niż atomy wodoru, co prowadzi do skrócenia czasu przebywania w obszarze zwiększonej jonizacji, a zatem zwiększenia prawdopodobieństwa przeżycia procesów jonizacyjnych, wodór natomiast jest odpychany przez ciśnienie promieniowania i szczególnie po stronie spływu jego gęstość jest znacznie zredukowana,
2. znormalizowana obfitość D/H jest słabą funkcją temperatury (poza maksimum słonecznym) oraz szybkości napływu na TS (Rys. 4.2). Dla danej szybkości gazu stosunek ten rośnie od większych temperatur do mniejszych, natomiast dla danej temperatury maleje on w kierunku większych szybkości początkowych. Przy tej samej temperaturze, różnica mas wodoru i deuteru powoduje, że mają one inny rozkład szybkości na TS – w niższych temperaturach gaz wodorowy charakteryzuje się większą ilością powolnych (o tej samej szybkości) cząstek niż gaz deuterowy, co powoduje większą jonizację wodoru w stosunku do deuteru.

Większa szybkość początkowa atomów wodoru, a zatem i krótszy czas przebywania w obszarze o zwiększonej jonizacji powodują zwiększenie gęstości wodoru, czego konsekwencją jest zmniejszenie stosunku D/H,

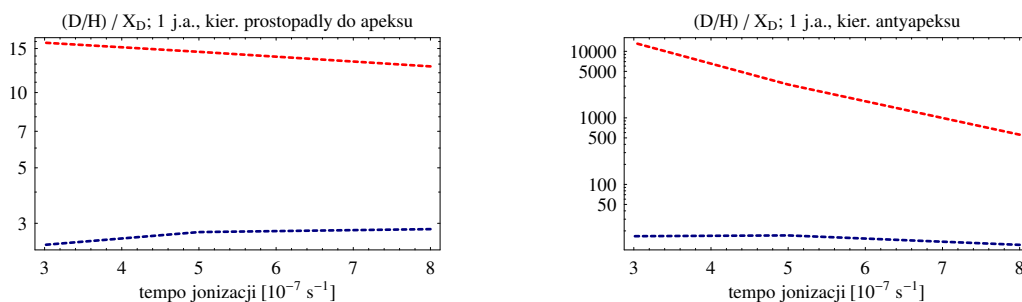
3. gradient znormalizowanej obfitości D/H w funkcji tempa jonizacji zwiększa się od minimum do maksimum słonecznego i jest największy w maksimum słonecznym w kierunku antyapeksu (Rys. 4.3). Dla kierunku prostopadłego do osi napływu zwiększenie stosunku w kierunku wyższego tempa jonizacji w minimum słonecznym spowodowane jest mniejszą gęstością atomów wodoru ze względu na mniejsze szybkości (o ok. 20% w stosunku do atomów deuteru), czego konsekwencją jest większa jonizacja tychże atomów. Przeciwny gradient w maksimum słonecznym oraz dla osi antyapeksu spowodowany jest z jednej strony zwiększoną jonizacją deuteru, z drugiej strony gęstość wodoru w maksimum słonecznym w kierunku antyapeksu jest mała ($\mu > 1$) i praktycznie nie zależy od efektów jonizacyjnych,
4. podobnie jak w 2, znormalizowany stosunek D/H strumieni PUI (patrz Roz. 1.3 oraz Rów. 1.1) [Vasyliunas i Siscoe, 1976, Gloeckler i in., 1993] na 5 j.a. (położenie, w którym spodziewany jest największy strumień PUI wodorowych obserwowanych przez ULYSSES-a) jest funkcją temperatury i dość słabą funkcją prędkości napływu na TS (Rys. 4.4).



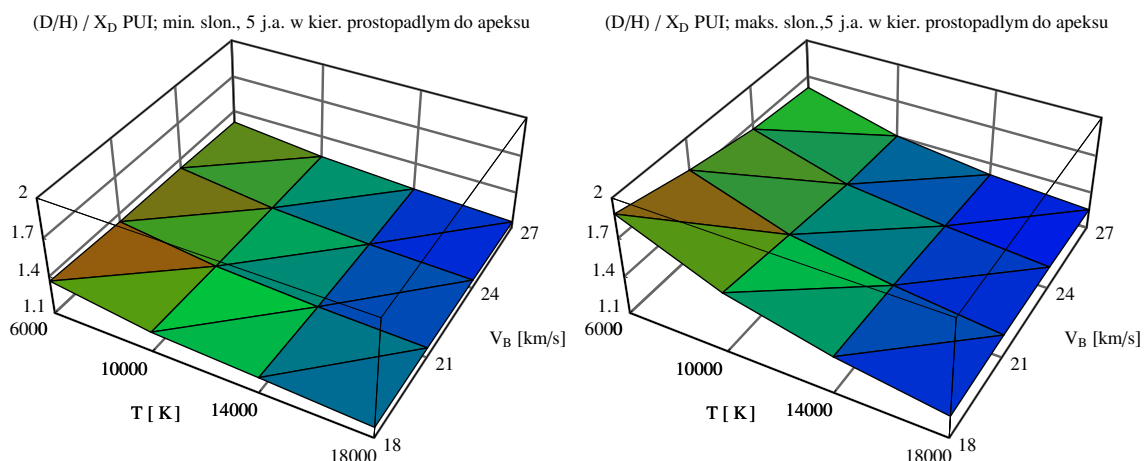
Rysunek 4.1: Porównanie znormalizowanej obfitości deuteru do wodoru w wewnętrznej heliosferze w zależności od kąta odchylenia od apeksu na 1 j.a. (lewy panel) oraz odległości heliocentrycznej dla kierunku prostopadłego do apeksu (prawy panel); kolor niebieski–minimum słoneczne, kolor czerwony–maksimum słoneczne.



Rysunek 4.2: Porównanie znormalizowanej obfitości deuteru do wodoru na 1 j.a. w kierunku prostopadłym do apeksu w zależności od temperatury na TS oraz szybkości napływu; minimum słoneczne (lewy panel), maksimum słoneczne (prawy panel).



Rysunek 4.3: Porównanie gradientu znormalizowanej obfitości deuteru do wodoru na 1 j.a. w zależności od tempa jonizacji w wewnętrznej heliosferze; kierunek prostopadły do apeksu (lewy panel), kierunek antyapeksu (prawy panel).



Rysunek 4.4: Porównanie znormalizowanego stosunku strumieni PUI deuteru do wodoru na 5 j.a. w kierunku prostopadłym do apeksu w zależności od temperatury na TS oraz szybkości napływu; minimum słoneczne (lewy panel), maksimum słoneczne (prawy panel).

4.2 Wyniki dla dwóch populacji

W tym rozdziale przedstawiono wyniki symulacji dla bardziej realistycznej sytuacji, w której na TS istnieją dwie populacje atomów deuteru i wodoru [Izmodenov, 2000].

Przyjęte założenia odnośnie filtracji deuteru międzygwiazdowego w interfejsie heliosferycznym

Jak wspomniano w Roz. 1.3, na skutek rezonansowej wymiany ładunku pomiędzy neutralnymi atomami i plazmą w interfejsie heliosferycznym zachodzi proces filtracji składowej neutralnej wiatru międzygwiazdowego, polegający na zmniejszeniu gęstości atomów neutralnych na TS w stosunku do wartości w LIC. Rezonansowa wymiana ładunku (patrz Roz. 1.6.2) jest najbardziej efektywnym procesem filtrującym atomy neutralnego wodoru międzygwiazdowego w interfejsie heliosferycznym [Izmodenov i in., 1997, Izmodenov, 2007]. Wpływ elektronowej jonizacji zderzeniowej (patrz Roz. 1.6.4) na proces filtracji w interfejsie heliosferycznym został zbadany przez Baranova i Malame [Baranov i Malama, 1996]. Z analizy tej wynika, że proces ten nie wpływa znacząco na sam efekt filtracji, natomiast może on wpływać na przepływ plazmy w otoku wewnętrznym (pomiędzy TS i HP) powodując znaczne gradienty gęstości skompresowanego wiatru słonecznego.

Pierwszą populacją wziętą pod uwagę są oryginalne neutralne atomy deuteru i wodoru międzygwiazdowego – patrz Roz. 1.3. Z uwagi na fakt, iż gęstość deuteru jest ok. pięciu rzędów wielkości mniejsza niż gęstość wodoru, jedynymi liczącymi się reakcjami odpowiedzialnymi za powstanie wtórnej populacji deuteru w interfejsie heliosferycznym są procesy wymiany ładunku pomiędzy międzygwiazdowymi deuteronami spowolnionymi pomiędzy HP i BS i neutralnymi atomami wodoru pochodzenia międzygwiazdowego oraz przeładowania deuteronów międzygwiazdowych na neutralnym wodorze znajdującym się w „ścianie wodorowej”. Znacznie mniejsza obfitość deuteru rzutuje także na procesy filtracji neutralnych atomów deuterowych pomiędzy HP a TS. Jedynym liczącym się procesem powodującym modyfikację neutralnych populacji deuterowych jest reakcja typu [Galli i Palla, 1998a,b, Stancil i in., 1998, Galli i Palla, 2002, Savin, 2002, Lepp, 2003]:



Wszelkie dane eksperymentalne oraz obliczenia teoretyczne wskazują [Newman i in., 1982, Hodges i Breig, 1993, Igarashi i Lin, 1999, Esry i in., 2000, Zhao i in., 2000], że przekrój czynny dla powyższych reakcji jest taki sam jak dla reakcji:



Wobec powyższego, w modelowaniu rozkładu neutralnego deuteru międzygwiazdowego w heliosferze przyjęto, iż filtracja deuteru w interfejsie heliosferycznym jest taka sama jak filtracja wodoru.

Parametry przyjęte do symulacji

Przyjmując, iż LIC charakteryzuje się gęstością protonów 0.06 cm^{-3} , gęstością atomów wodoru 0.18 cm^{-3} , temperaturą 6400 K oraz szybkością masową gazu 26.4 km/s, moskiewski model Monte Carlo przewiduje następujące wartości gęstości, szybkości i temperatury dwóch populacji na TS [Izmodenov i in., 2003]:

- **oryginalne atomy międzygwiazdowe** charakteryzujące się gęstością $n = 0.03465 \text{ cm}^{-3}$, szybkością napływu $v_B = 28.512 \text{ km/s}$ oraz temperaturą $T = 6020 \text{ K}$,
- **wtórne atomy międzygwiazdowe** charakteryzujące się gęstością $n = 0.06021 \text{ cm}^{-3}$, szybkością napływu $v_B = 18.744 \text{ km/s}$ oraz temperaturą $T = 16300 \text{ K}$.

W obliczeniach tych pole jonizacji było podobne do przedstawionego w Roz. 4.1, z tym, że jako proces jonizacyjny uwzględniono również elektronową jonizację zderzeniową [Bzowski i in., 2007].

Wyniki

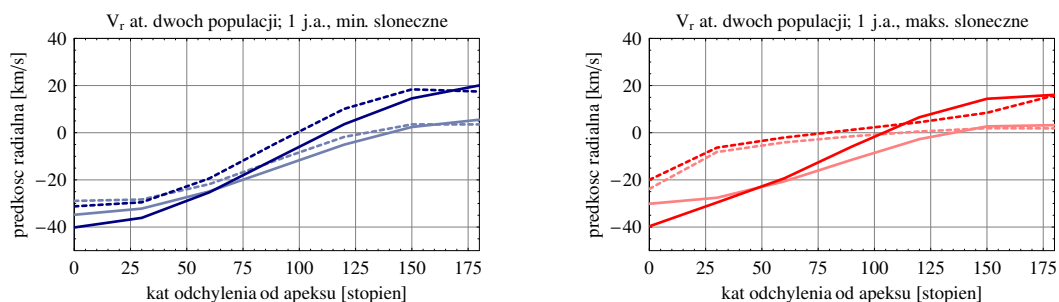
Rezultaty symulacji przedstawiają się następująco:

1. jak można się było spodziewać, „zmieszanie” dwóch populacji nie powoduje jakościowej zmiany wniosków dotyczących znormalizowanej obfitości D/H wyciągniętych na podstawie symulacji przeprowadzonych dla jednej populacji,
2. w maksimum słonecznym prędkości radialne poszczególnych populacji atomów deuteru i wodoru na 1 j.a. w funkcji kąta odchylenia od apeksu są dość dobrze rozseparowane w półsfery poczynając od kierunku apeksu (w kierunku prostopadłym do apeksu różnice między poszczególnymi populacjami atomów wynoszą ok. 7 km/s dla pierwotnej populacji i ok. 10 km/s dla populacji wtórnej), natomiast różnice te zacieraają się w drugiej półsfery (Rys. 4.5). Efekt separacji pomiędzy populacjami deuterowymi i wodorowymi spowodowany jest głównie różnicą ciśnienia promieniowania działającego na atomy (tempo jonizacji obu pierwiastków jest identyczne, rozmycie termiczne dla tej samej temperatury na TS, z uwagi na różną masę deuteru i wodoru, nie jest identyczne). W minimum słonecznym efekt separacji prędkości radialnych dla poszczególnych populacji atomów deuteru i wodoru zaciera się ze względu na mniejsze różnice w ciśnieniu promieniowania działającego na atomy deuteru i wodoru,
3. znormalizowane strumienie (do wartości D/H w LIC) dwóch populacji atomów deuteru na 1 j.a. w funkcji kąta odchylenia od apeksu są mniej zubożone niż odpowiadające im strumienie wodorowe (Rys. 4.6). Spowodowane to jest większą szybkością atomów deuteru w stosunku do atomów wodoru, czego konsekwencją jest mniejsze prawdopodobieństwo jonizacji atomów deuteru. W maksimum słonecznym dla atomów wodoru poczynając od kąta odchylenia od apeksu ok.

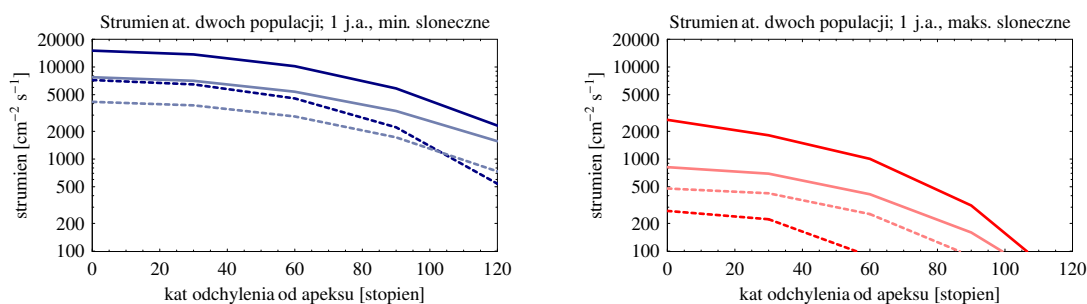
50 stopni w stronę antyapeksu widać także wyraźną dominację atomów wtórnych, natomiast dla deuteru efekt taki nie występuje. Obcięcie skali poziomej na 120 stopniach spowodowane jest tym, że dalej wskutek obecności populacji atomów bezpośrednich i pośrednich pojęcie jednego strumienia atomów w danym punkcie traci sens. Dokładne objaśnienie populacji bezpośrednich i pośrednich atomów można znaleźć w Roz. 5.3,

4. stosunek znormalizowanych strumieni D/H populacji pierwotnej i wtórnej dla osi napływu wynosi odpowiednio ok. 1.9–2.1 w minimum i ok. 1.7–9.5 w maksimum słonecznym (Rys. 4.6) i zwiększa się w miarę wzrostu kąta odchylenia od osi apeksu. Spowodowane jest to głównie znacznym spadkiem gęstości wodoru w miarę odchylenia się od osi apeksu,
5. ze względu na mniejsze ciśnienie promieniowania, szybkości masowe deuteru na 1 j.a. są większe niż odpowiadające im szybkości masowe wodoru (Rys. 4.7). Stosunek szybkości masowych atomów deuteru do wodoru jest największy na apeksie i może sięgać ok. 1.7 w maksimum słonecznym,
6. różnice między odchyleniem wiązek atomów deuteru i wodoru od kierunku apeksu na 1 j.a. wynoszą kilka do kilkunastu stopni (Rys. 4.8). Wyniki wskazują, że mniej odchylone są wiązki wodorowe, co jest związane z mniejszą prędkością masową atomów wodoru wynikającą z faktu, iż siła ciśnienia promieniowania w linii Lyman- α działająca na wodór jest prawie zawsze większa niż siła grawitacji słonecznej. Mniejsza szybkość masowa atomów wodoru powoduje zwiększenie prawdopodobieństwa jonizacji, wskutek czego na 1 j.a. obserwujemy atomy reprezentujące szybkie skrzydło funkcji rozkładu atomów na TS,
7. z uwagi na mniejszą szybkość masową atomy populacji wtórnej są bardziej odchylone od kierunku apeksu niż atomy populacji pierwotnej (Rys. 4.8). Efekt ten dotyczy zarówno deuteru (niezależnie od fazy cyklu słonecznego) jak i wodoru w minimum słonecznym. Podobne odchylenie wiązek deuterowych niezależnie od fazy cyklu słonecznego związane jest z ciśnieniem promieniowania, które zawsze jest mniejsze od grawitacji, czego efektem jest przyspieszanie atomów deuteru i podobne odchylenie od kierunku napływu zarówno w minimum jak i maksimum słonecznym. Dla wodoru w maksimum słonecznym w półsfery zawierającej kierunek apeksu większe odchylenie ma wiązka atomów pierwotnych. W warunkach typowych dla maksimum słonecznego atomy populacji wtórnej posiadające mniejszą szybkość własną są odpychane od Słońca. W pobliżu Ziemi dociera tylko część atomów populacji wtórnej reprezentująca szybkie skrzydło funkcji rozkładu atomów na TS, znacznie mniej odchylona od kierunku napływu niż populacja pierwotna, której atomy, z uwagi na większą szybkość masową, są w mniejszym stopniu odpychane przez ciśnienie promieniowania i osiągają orbitę Ziemi,
8. wyniki dotyczące odchylenia wiązek deuteru i wodoru na 1 j.a. od kierunku napływu sugerują, iż możemy oczekiwać, zależnie od fazy cyklu słonecznego, rozseparowania wiązek deuterowych i wodorowych o kilka bądź kilkanaście stopni

– Rys. 4.8. Z uwagi na mniejsze odchylenia wiązek wodorowych od kierunku napływu wydaje się, że łatwiejszym pierwiastkiem do zaobserwowania będzie wodór.



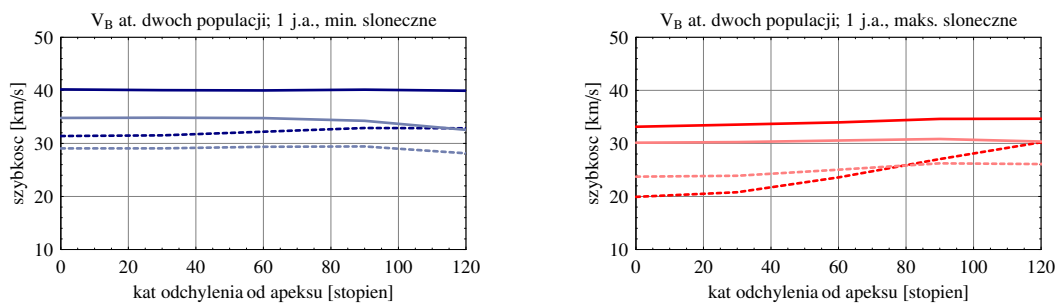
Rysunek 4.5: Porównanie prędkości radialnych atomów dwóch populacji na 1 j.a. w zależności od kąta odchylenia od kierunku apeksu; minimum słoneczne (lewy panel), maksimum słoneczne (prawy panel); linie ciągłe–deuter, linie przerywane–wodór; ciemny odcień–atomy oryginalne, jasny odcień–atomy wtórne.



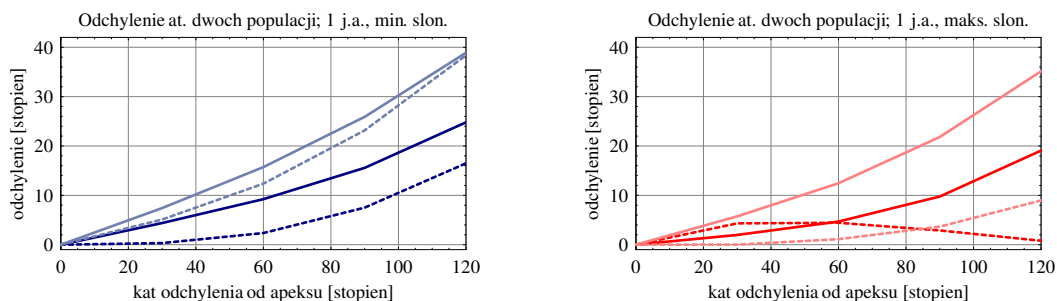
Rysunek 4.6: Porównanie znormalizowanych strumieni atomów dwóch populacji na 1 j.a. w zależności od kąta odchylenia od kierunku apeksu; minimum słoneczne (lewy panel), maksimum słoneczne (prawy panel); linie ciągłe–deuter, linie przerywane–wodór; ciemny odcień–atomy oryginalne, jasny odcień–atomy wtórne; strumień D znormalizowany do strumienia na TS.

Podsumowanie

Wnioski przedstawione w tym rozdziale potwierdzają poprzednie przypuszczenia płynące z analizy poszczególnych trajektorii atomów deuteru i wodoru. Ze względu na ok. dwukrotnie mniejsze ciśnienie promieniowania działające na atomy deuteru, lokalna funkcja rozkładu tych atomów jest znacznie różna w odniesieniu do funkcji rozkładu atomów wodoru posiadającej te same parametry fizyczne w „nieskończoności”. Stosunek gęstości D/H rośnie do wnętrza heliosfery, osiągając maksimum w kierunku antyapeksu, na dodatek atomy deuteru posiadają aż do ok. 50% większe szybkości niż atomy wodoru, co przekłada się na ponad czterokrotnie większą energię atomów deuteru w stosunku do wodoru. Stosunek strumieni D/H na 1 j.a. w kierunku prostopadłym do apeksu wynosi ok. 8–9 i więcej. Wnioski te sugerują możliwość



Rysunek 4.7: Porównanie szybkości atomów dwóch populacji na 1 j.a. w zależności od kąta odchylenia od kierunku apeksu; minimum słoneczne (lewy panel), maksimum słoneczne (prawy panel); linie ciągłe–deuter, linie przerywane–wodór; ciemny odcień–atomy oryginalne, jasny odcień–atomy wtórne.



Rysunek 4.8: Porównanie odchylenia wiązki atomów dwóch populacji od kierunku apeksu na 1 j.a. w zależności od kąta odchylenia od kierunku apeksu; minimum słoneczne (lewy panel), maksimum słoneczne (prawy panel); linie ciągłe–deuter, linie przerywane–wodór; ciemny odcień–atomy oryginalne, jasny odcień–atomy wtórne.

detekcji in situ neutralnych atomów deuteru bądź to przez misję ULYSSES [Wenzel i in., 1989] (po zjonizowaniu jako PUI), bądź to w szczególności przez misję IBEX [McComas i in., 2004]. W kontekście tych misji przeprowadzono trójwymiarowe symulacje rozkładu neutralnego deuteru i wodoru międzygwiazdowego w heliosferze, których wyniki zaprezentowano w następnych rozdziałach.

Rozdział 5

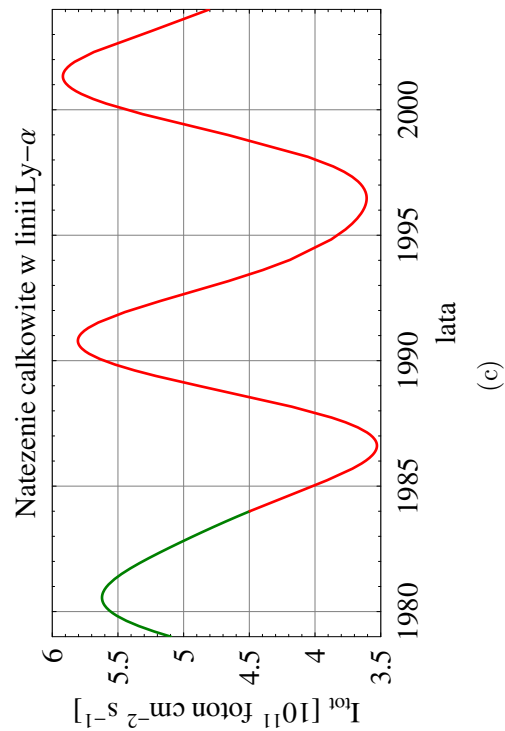
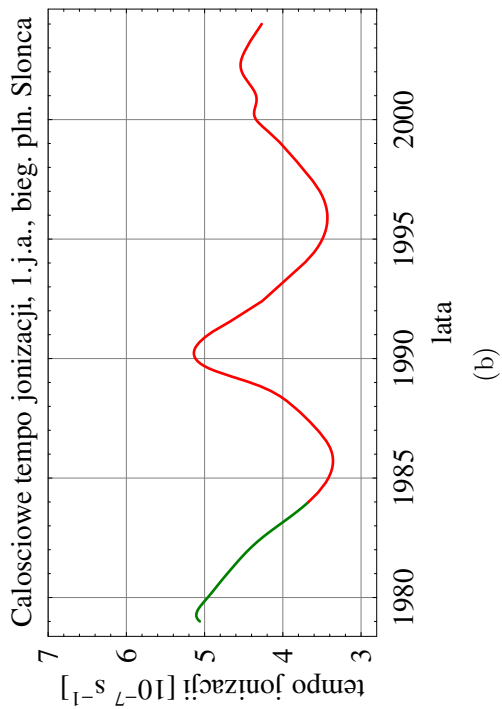
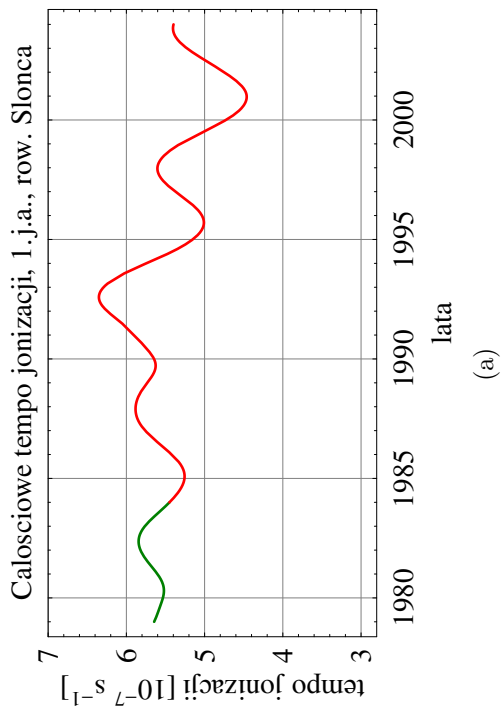
Oczekiwany rozkład deuteru międzygwiazdowego w heliosferze

Jak wspomniano w Roz. 2, jedyne znane obliczenia teoretyczne dotyczące rozkładu neutralnego deuteru międzygwiazdowego w heliosferze prowadzone były przy użyciu modelu gorącego przy założeniu, że ciśnienie promieniowania oraz efekty jonizacyjne (rezonansowa wymiana ładunku i fotojonizacja) działające na atomy deuteru są niezależne od czasu oraz sferycznie symetryczne. Wyniki przedstawione w tym rozdziale przedstawiają sytuację realistyczną, tzn. oparte są o symulacje z uwzględnieniem rzeczywistej zmienności w czasie ciśnienia promieniowania w linii Lyman- α oraz rzeczywistej zmienności w czasie i anizotropii przestrzennej pola jonizacji (patrz Roz. 2.3). Zbadano zachowanie na kardynalnych osiach heliosfery tzn. kierunek apeksu, dwa kierunki prostopadłe do apeksu – w płaszczyźnie ekliptyki i płaszczyźnie biegunowej oraz kierunek antyapeksu. Rozkład neutralnego deuteru i wodoru śledzono w latach 1984–2004 (pełen magnetyczny cykl słoneczny), przy czym siatka odległości w ww. kierunkach była siatką logarytmiczną. W poniższych symulacjach przyjęto jedną populację będącą mieszaniną dwóch populacji opisanych w Roz. 4.2, której szybkość na TS wynosi 22.5 km/s a temperatura 12500 K. Gaz napływa z kierunku 254.68° długości i 5.31° szerokości ekliptycznej. Z uwagi na liniową zależność lokalnej gęstości gazu od gęstości na TS (por. Rów. 2.1) przyjęto, że gęstość atomów wodoru na TS wynosi 1 cm⁻³.

Ze względu na czasochłonność obliczeń, interwał czasowy został pokryty dwudziestu jeden punktami rozłożonymi w odstępach jednorocznych.

5.1 Przebiegi czasowe strumienia całkowitego w linii Lyman- α oraz pola jonizacji użyte podczas symulacji

Wyniki symulacji przedstawione w tym rozdziale uzyskano, przyjmując zależny od czasu i szerokości heliograficznej model tempa jonizacji opisany w Roz. 2.3.3 oraz sferycznie symetryczny, zależny od czasu model strumienia słonecznego w linii Lyman- α (por. Roz. 2.3.2).



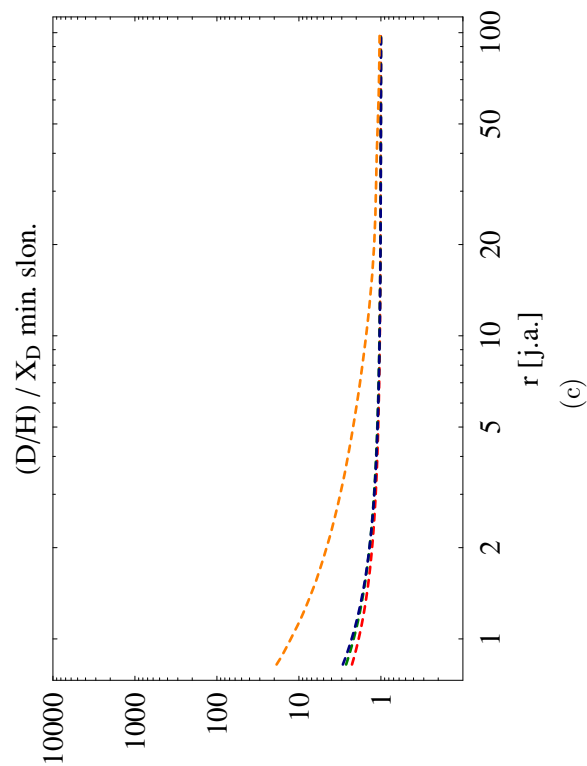
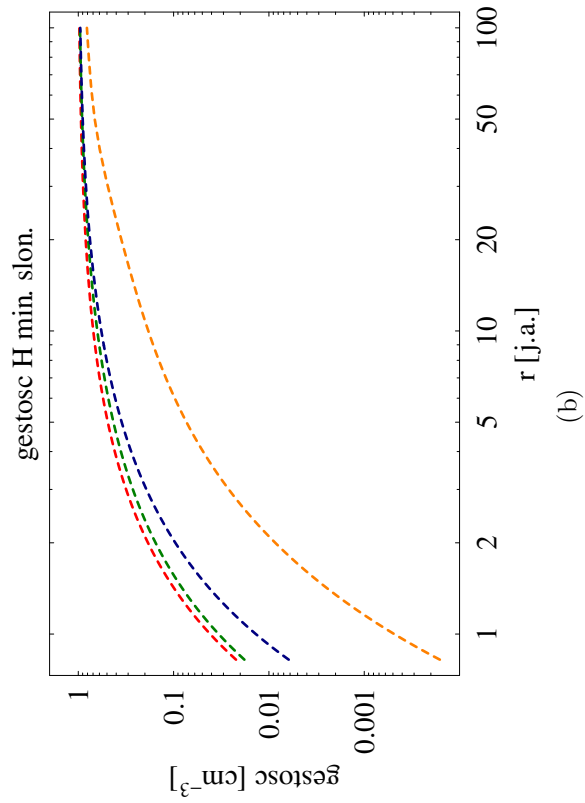
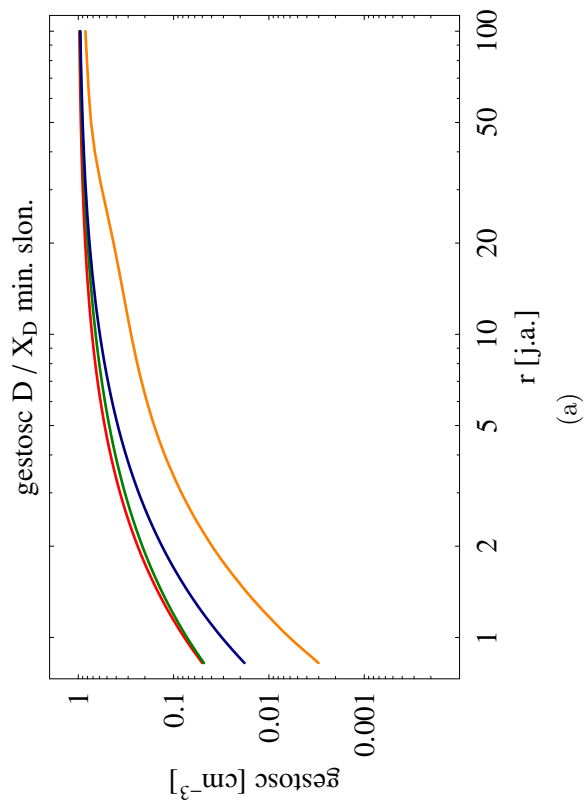
Rysunek 5.1: Calosciowe tempo jonizacji na 1 j.a. w płaszczyźnie równika słonecznego (a) i biegunowej (b) (Rów. 2.13) a także natężenie całkowite w linii Lyman- α (c) (Rów. 2.10) w zależności od czasu – kolor czerwony odpowiada symulowanemu okresowi (lata 1984 – 2004).

5.2 Gęstości

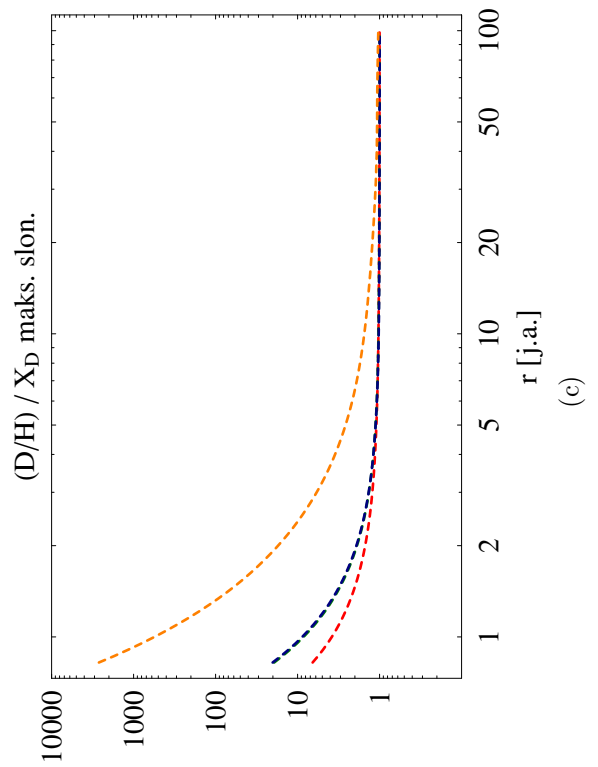
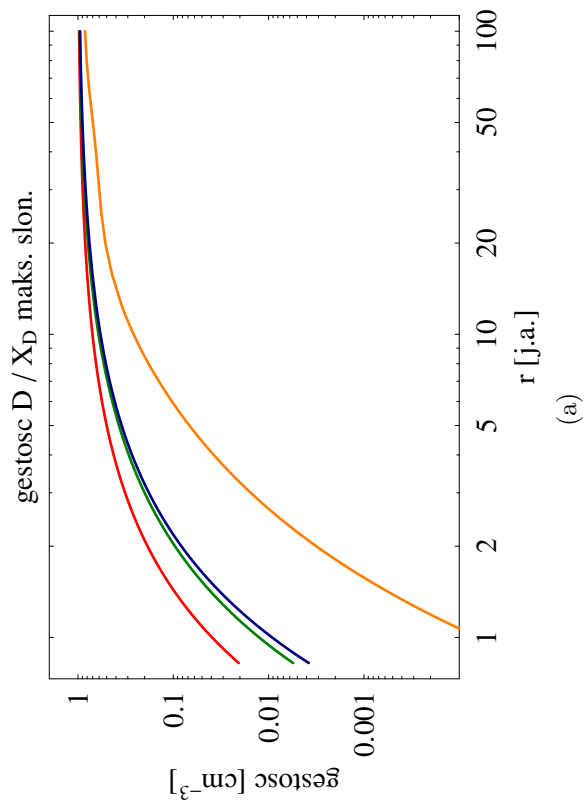
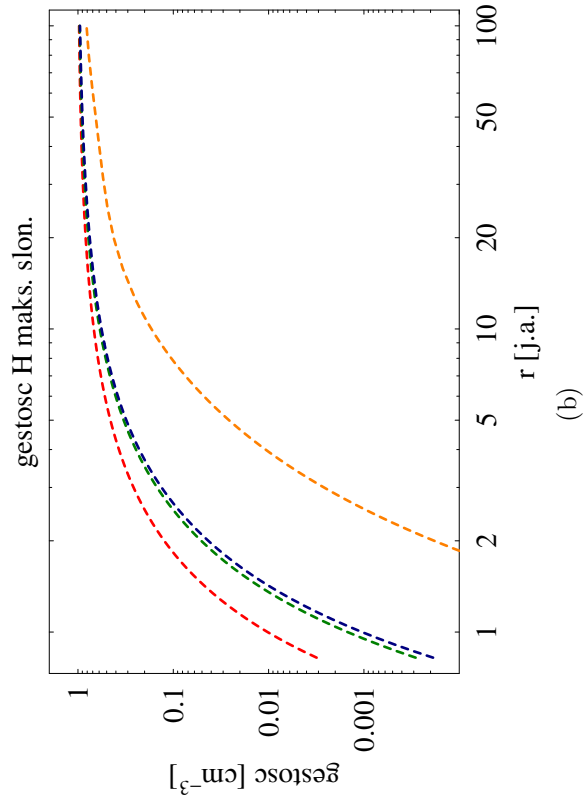
Znormalizowane gęstości deuteru i wodoru maleją w głąb heliosfery niezależnie od fazy cyklu słonecznego oraz kierunku, przy czym w pobliżu Słońca deuter jest mniej zubożony niż wodór – Rys. 5.2a i b oraz Rys. 5.3a i b. Wynika to z mniejszego prawdopodobieństwa jonizacji na skutek większych szybkości atomów deuteru w pobliżu Słońca. Na 1 j.a. w kierunku apeksu w minimum i maksimum słonecznym deuter jest odpowiednio ok. 2 i 4 razy mniej zubożony niż wodór i wartości te rosną od apeksu do antyapeksu, gdzie osiągają wartości maksymalne odpowiednio ok. 14 aż do ok. 600. Podobnie jak w wyniku symulacji w przypadku stacjonarnym, zauważono wzrost stosunku D/H do wnętrza heliosfery, zarówno w minimum jak i maksimum słonecznym (Rys. 5.2c i 5.3c). Wzrost ten osiąga maksimum w kierunku antyapeksu i spowodowany jest przede wszystkim znacznym spadkiem gęstości wodoru w głąb heliosfery (Rys. 5.2b i 5.3b) gdzie wartości na 1 j.a. w minimum i maksimum słonecznym wynoszą odpowiednio ok. 4% i 2% wartości na TS dla apeksu i zmniejszają się do ułamków promili na antyapeksie w minimum i ok. 10^{-7} w maksimum słonecznym, a także małym (w stosunku do wodoru) spadkiem gęstości deuteru w heliosferze w stosunku do wartości na TS – dla minimum i maksimum słonecznego wynoszą odpowiednio ok. 8% i 4% w kierunku apeksu i maleją aż do antyapeksu, gdzie wynoszą odpowiednio ok. 6‰ i $7 \times 10^{-5}\text{‰}$.

Anizotropia pola jonizacji wpływa na rozkład gęstości deuteru i wodoru – w obszarze równikowym, o zwiększonym tempie rezonansowej wymiany ładunku (patrz Roz. 2.3.3), gęstości deuteru i wodoru są mniejsze niż w obszarze biegunowym (Rys. 5.2-5.3; krzywe zielone dla kierunku biegunowego i niebieskie dla płaszczyzny ekliptyki prostopadłych do kierunku napływu). Różnice pomiędzy gęstością wodoru w płaszczyźnie biegunowej i ekliptycznej były tematem pracy Bzowski i in. [2001]. Autorzy pracy pokazali, że stosunek gęstości biegunowej do ekliptycznej waha się od wartości ok. 1.05 na 25 j.a. do ok. 1.5–2.0 w odległości 2.5 j.a. od Słońca, zależnie od fazy cyklu słonecznego. Wyniki przedstawione w niniejszej pracy wskazują, że wartość stosunku gęstości biegunowej do ekliptycznej waha się pomiędzy 1.05 na 25 j.a. dla deuteru i wodoru niezależnie od fazy cyklu słonecznego do ok. 1.48 w minimum i 1.16 w maksimum słonecznym dla deuteru i wodoru w odległości 2.5 j.a. od Słońca – Rys. 5.6. Widać, że o ile wyniki dla wodoru przedstawione w niniejszej pracy są podobne jak wyniki uzyskane przez autorów ww. pracy w dalekich odległościach heliocentrycznych, o tyle w miarę zbliżania się od Słońca różnice pomiędzy wynikami rosną. Największy wpływ na uzyskane wyniki mają różne modele ciśnienia promieniowania i pola jonizacji użyte podczas symulacji – modele użyte w ww. pracy można znaleźć w pracy Bzowski [2001a], patrz także Roz. 2.3.3. Nie bez znaczenia są także inne parametry gazu na TS użyte podczas symulacji ($v_B = 20$ km/s i $T = 1.2 \times 10^4$ K) a także różnice $\sim 2-3$ stopni w kierunku napływu gazu neutralnego do wnętrza heliosfery. Na 1 j.a. różnice pomiędzy stosunkiem gęstości biegunowej do ekliptycznej wynoszą ok. 2.3 w minimum i 1.35 w maksimum dla deuteru i 2.44 w minimum i 1.44 w maksimum dla wodoru. Anizotropia pola jonizacji w mniejszym stopniu wpływa na rozkład deuteru, którego prędkości są większe niż prędkości wodoru. W wyniku tego gaz deuterowy przebywa krócej niż wodór w obszarze zwiększonej jonizacji.

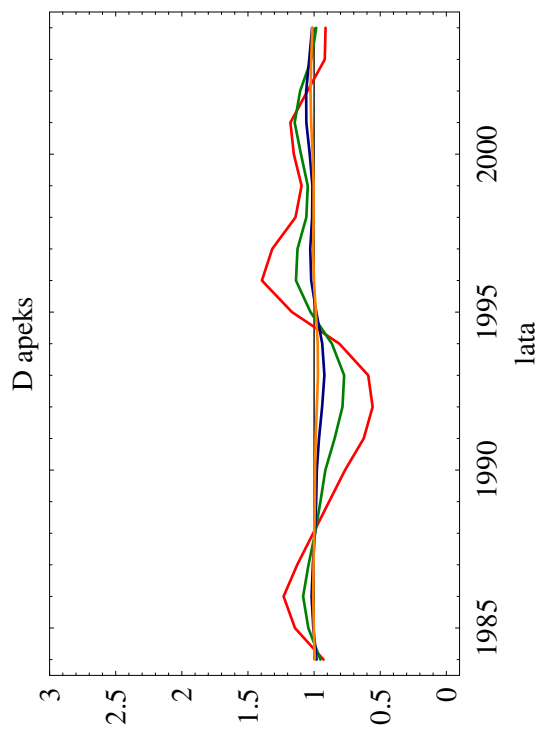
Wpływ cyklu słonecznego na zmiany gęstości deuteru i wodoru jest najbardziej widoczny w pobliżu Słońca – Rys. 5.4, 5.5 i 5.7a-c. W miarę zwiększania odległości heliocentrycznej atomy deuteru i wodoru są coraz mniej podatne na zmiany czasowe ciśnienia promieniowania i jonizacji (wraz z odległością maleje jonizacja i ciśnienie promieniowania). Faza zmienności rozkładu obu gazów jest antyskorelowana z fazą cyklu słonecznego – w minimum słonecznym obserwujemy maksimum gęstości i odwrotnie. Związane jest to ze wzrostem tempa jonizacji i ciśnienia promieniowania wraz ze wzrostem aktywności słonecznej. Na Rys. 5.4, 5.5 i 5.7a-b widać, że deuter jest nieco mniej podatny na zmiany fazy cyklu słonecznego niż wodór, co związane jest z większymi szybkościami tego gazu w porównaniu do wodoru. W półsfery zawierającej kierunek apeksu zmiany znormalizowanej gęstości dla deuteru (w stosunku do wartości średniej) nie przekraczają ok. 30% podczas, gdy zmiany znormalizowanej gęstości dla wodoru sięgają ok. 40%. Na kierunkach prostopadłych do apeksu oraz kierunku antyapeksu charakter zmian jest taki sam natomiast wartości wynoszą dla deuteru odpowiednio ok. 43% i ok. 48% i odpowiednio ok. 47% i ok. 49% dla wodoru, a zatem deuter w tych rejonach heliosfery wykazuje podobną czułość jak wodór.



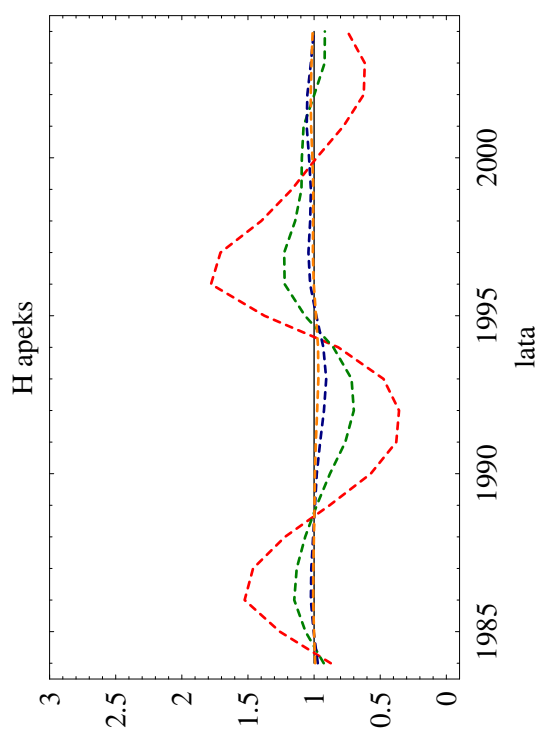
Rysunek 5.2: Znormalizowana gęstość D (a) i gęstość H (b) oraz odpowiadająca im znormalizowana obfitość D/H (c) atomów w minimum słonecznym w zależności od odległości heliocentrycznej; kolor czerwony—apeks, zielony—biegun płn., niebieski—prostopadle do apeksu w pł. ekliptyki, pomarańczowy—antyapeks.



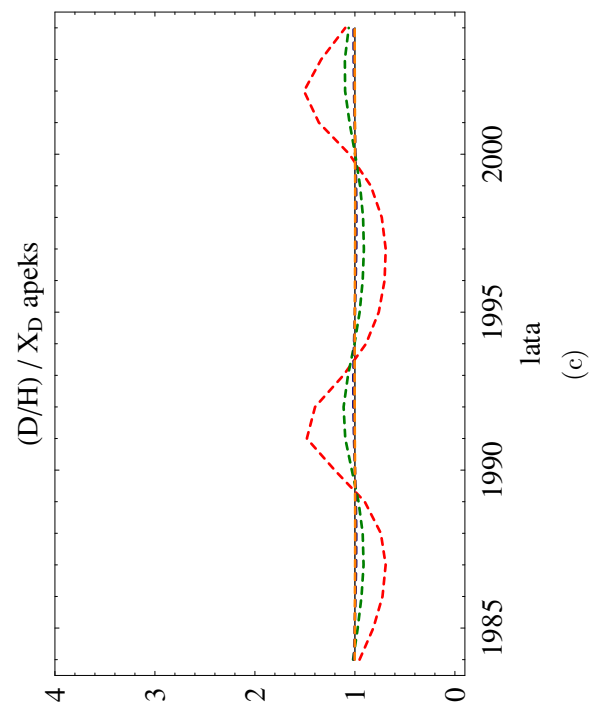
Rysunek 5.3: Znormalizowana gęstość D (a) i gęstość H (b) oraz odpowiadająca im znormalizowana obfitość D/H (c) atomów w maksimum słonecznym w zależności od odległości heliocentrycznej; kolor czerwony–apeks, zielony–biegun płn., niebieski–prostopadle do apeksu w pł. ekliptyki, pomarańczowy–antyapeks.



(a)

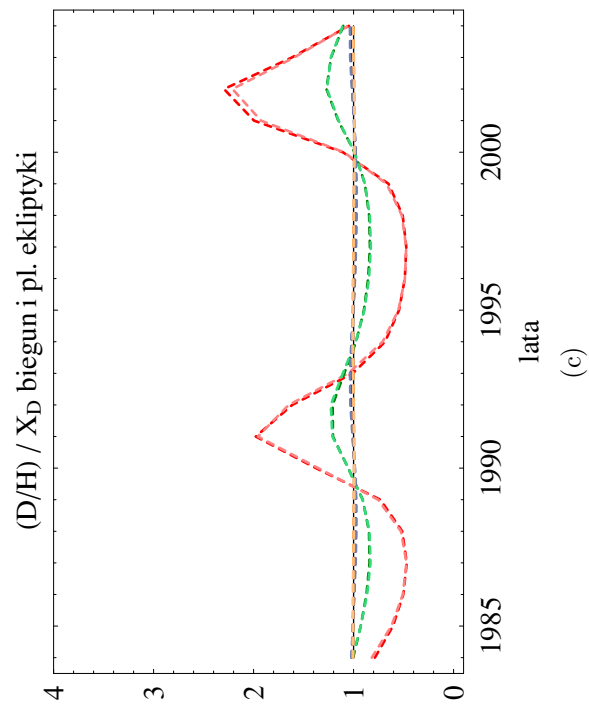
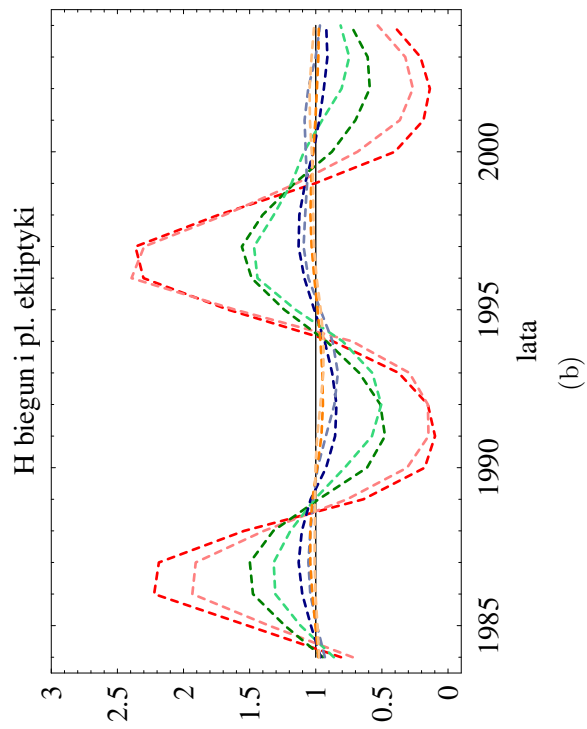
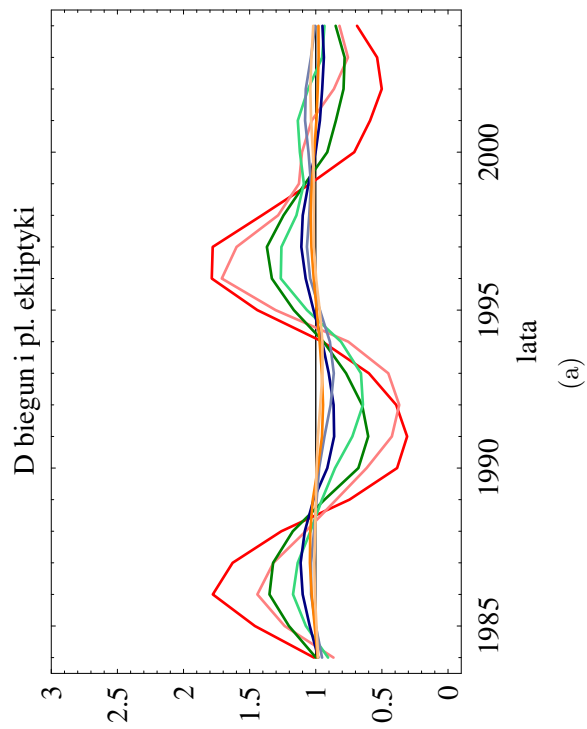


(b)

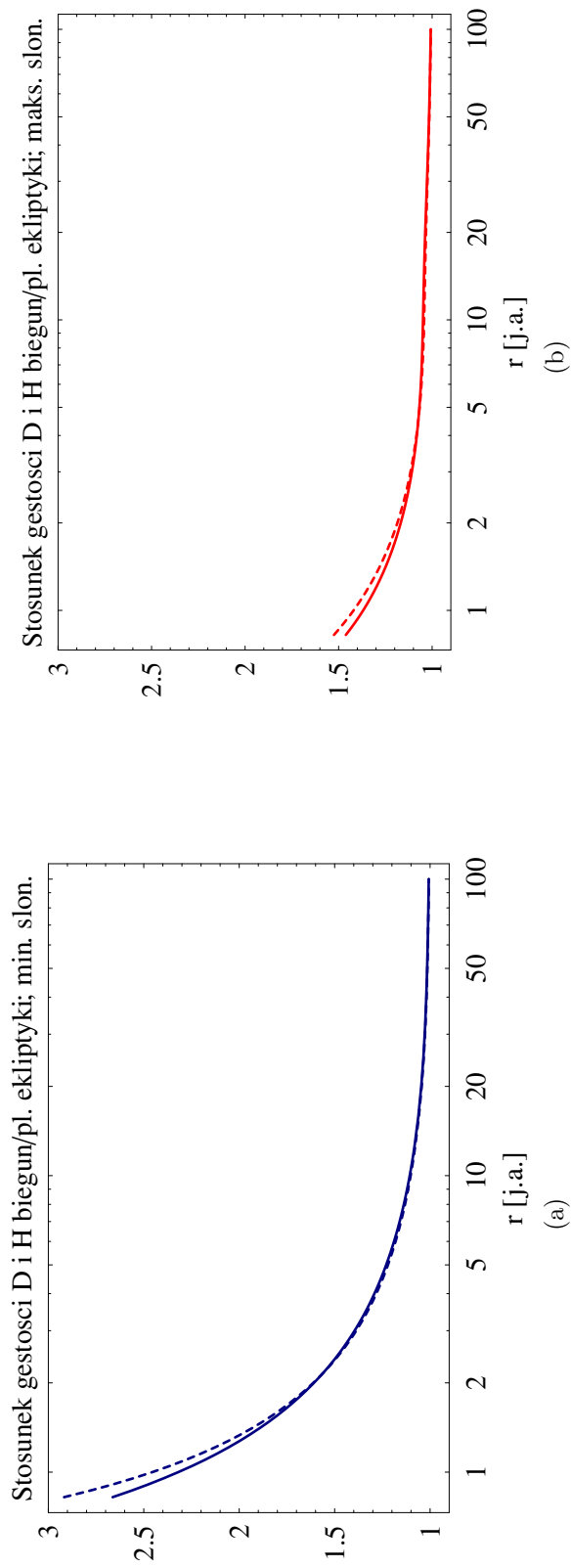


(c)

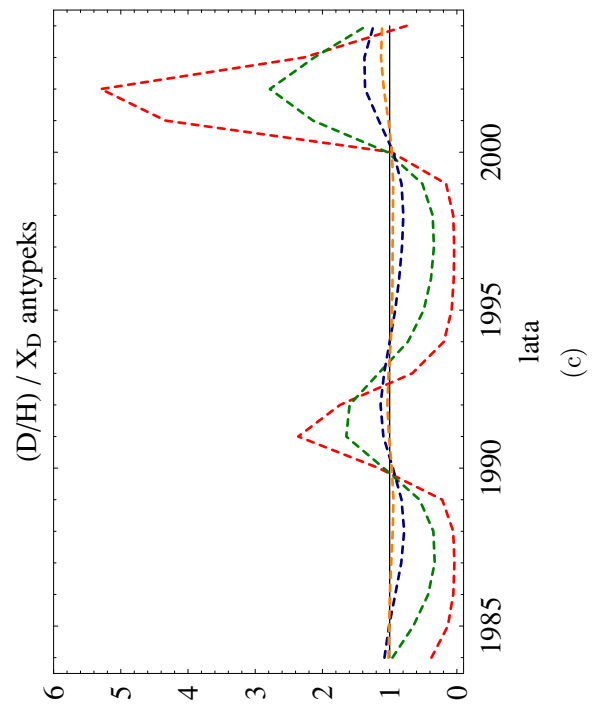
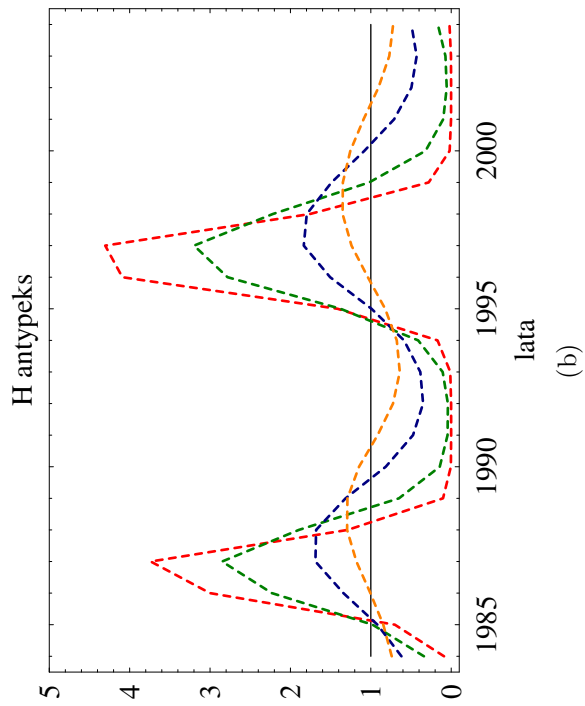
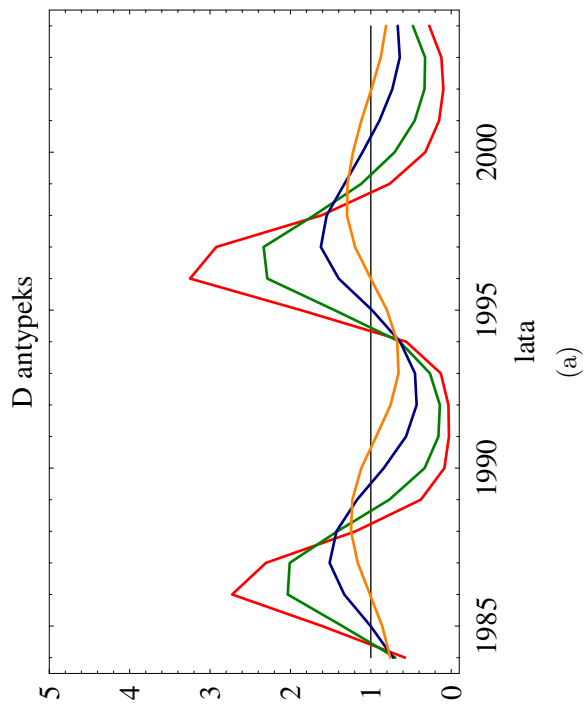
Rysunek 5.4: Znormalizowane (do wartości średniej) gęstości deuteru (a) i wodoru (b) oraz obfitość D/H atomów (c) w kierunku apseksu w zależności od czasu i odległości heliocentrycznej; kolor czerwony-1 j.a., zielony-2 j.a., niebieski-5 j.a., pomarańczowy-10 j.a.



Rysunek 5.5: Znormalizowane (do wartości średniej) gęstość deuteru (a) i wodoru (b) oraz obfitość D/H atomów (c) w kierunku prostopadłym do apeksu w płaszczyźnie ekliptyki i biegunowej w zależności od czasu i odległości heliocentrycznej; jasny odcień – pł. ekliptyki; kolor czerwony – 1 j.a., zielony – 2 j.a., niebieski – 5 j.a., pomarańczowy – 10 j.a.



Rysunek 5.6: Stosunek gęstości bieżącej do ekliptycznej atomów deuteru i wodoru w minimum (lewy panel) i maksimum słonecznym (prawy panel) w zależności od odległości heliocentrycznej; kolor niebieski–minimum słoneczne, czerwony–maksimum słoneczne, linie ciągłe–deuter, linie przerywane–wodór.



Rysunek 5.7: Znormalizowane (do wartości średniej) gęstość deuteru (a) i wodoru (b) oraz obfitość D/H atomów (c) w kierunku antypeksu w zależności od czasu i odległości heliocentrycznej; kolor czerwony–1 j.a., zielony–2 j.a., niebieski–5 j.a., pomarańczowy–10 j.a.

5.3 Szybkości całkowite i prędkości radialne

Prędkość masowa gazu jest to średnia ważona prędkości atomów pochodzących z różnych kierunków, posiadających różne wagi probabilistyczne (patrz Rów. 1.11 i 2.1). W każdym punkcie przestrzeni zachodzi efekt przecinania się dwóch wiązek atomów: tzw. bezpośrednich (direct) oraz pośrednich (indirect) [Lallement i in., 1985b], nawet, gdy atomy w dużej odległości od Słońca tworzą jedną populację o tej samej prędkości. Wiązki te tworzą dwa strumienie nieoddziałujące ze sobą z uwagi na brak zderzeń między atomami (patrz Roz. 1.4.1). W półsfery zawierającej kierunek apeksu atomów pośrednich praktycznie nie ma z powodu przejścia tych atomów przez peryhelium, czyli punkt o największym prawdopodobieństwie jonizacji, który w tym przypadku położony jest bardzo blisko Słońca. Wkład atomów pośrednich do lokalnej gęstości rośnie wraz z kątem odchylenia od kierunku apeksu, czego konsekwencją jest zmiana prędkości masowej gazu z odległością heliocentryczną.

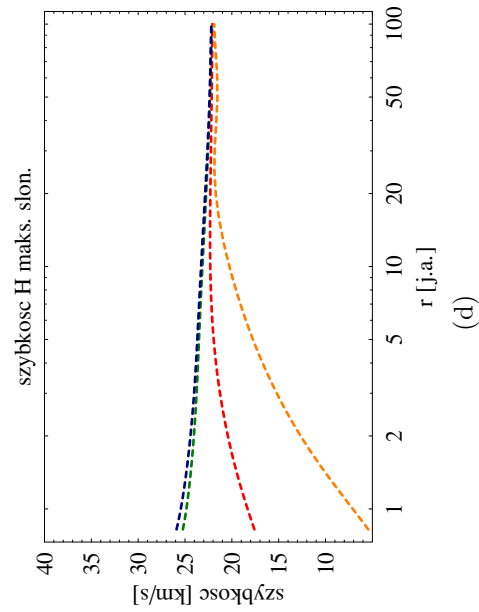
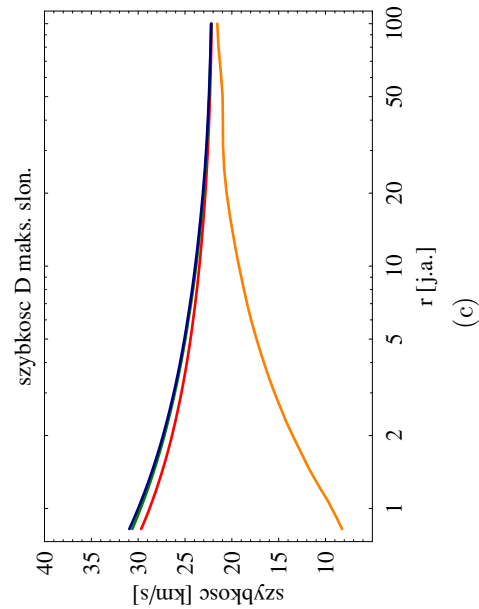
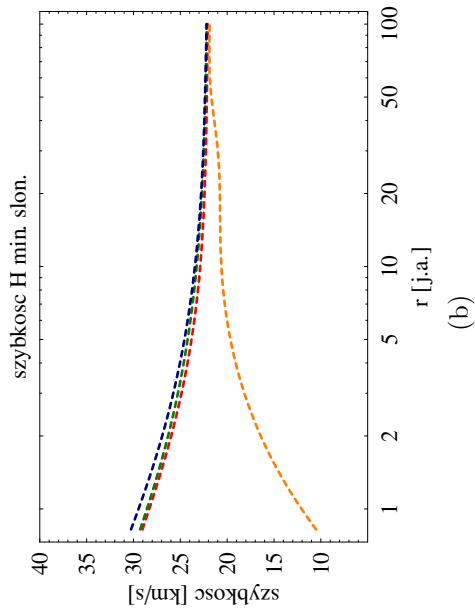
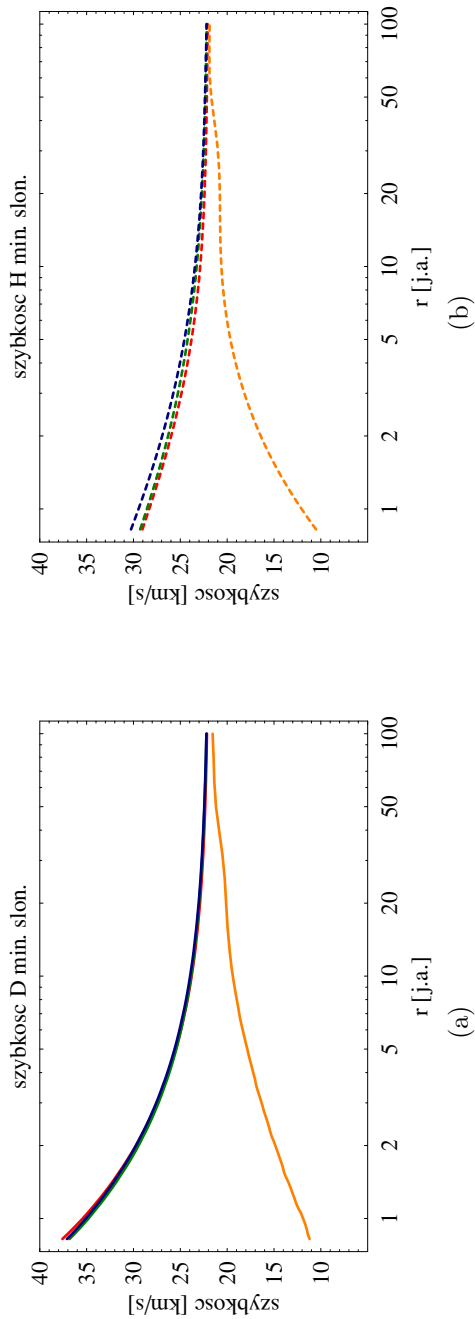
Symulacje z użyciem zależności czasowo–przestrzennych ciśnienia promieniowania i tempa jonizacji potwierdzają poprzednie spostrzeżenia dotyczące większej szybkości atomów neutralnego deuteru niż atomów neutralnego wodoru w heliosferze (Rys. 5.8). Na 1 j.a. (za wyjątkiem antyapeksu, gdzie szybkości obu gazów są podobne) w minimum słonecznym deuter jest ok. 1.25 razy szybszy od wodoru. W maksimum słonecznym w kierunku apeksu deuter jest ok. 1.6 natomiast w kierunkach prostopadłych do apeksu i w kierunku antyapeksu ok. 1.2–1.3 razy szybszy niż wodór. Za wyjątkiem antyapeksu deuter jest zawsze przyspieszany w stosunku do swojej szybkości na szoku końcowym, natomiast wodór w kierunku apeksu w maksimum słonecznym jest spowalniany. Warto także zwrócić uwagę na fakt, iż zmiana szybkości deuteru ze spadkiem odległości heliocentrycznej jest znacznie większa niż dla wodoru – Rys. 5.8. Stosunek szybkości na 1 j.a. do szybkości na TS (oprócz kierunku antyapeksu) dla deuteru może sięgać ok. 70% natomiast dla wodoru wynosi on maksymalnie ok. 36%. Związane jest to z ok. 1.6 razy mniejszym ciśnieniem promieniowania działającym na atomy deuteru, które niezależnie od fazy cyklu słonecznego (w przeciwieństwie do wodoru) nie kompensuje grawitacji słonecznej, powodując rozpędzanie atomów.

Warto jeszcze wspomnieć, że szybkość deuteru na 1 j.a. dla kierunku apeksu i kierunków prostopadłych do niego są niemal takie, jak te przedstawione na Rys. 3.2 i 3.3 dla parametru zderzenia 1 j.a. Z uwagi na coraz większe szybkości atomów deuteru zbliżających się do Słońca, coraz mniejszą rolę gra zależność czasowa ciśnienia promieniowania i w konsekwencji siła ciśnienia promieniowania zależy wyłącznie od prędkości radialnej atomów.

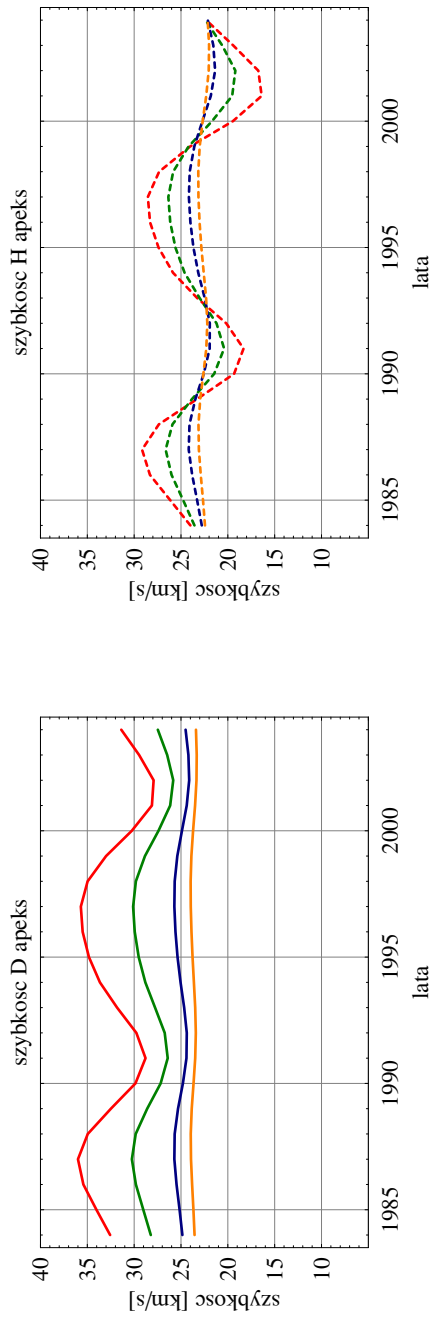
Cykl słoneczny wpływa na deuter i wodór – ogólnie zmiany czasowe szybkości są największe w kierunku apeksu i zmniejszają się wraz z kątem odchylenia od apeksu. Na 1 j.a. w kierunku apeksu wynoszą dla deuteru ok. 8 km/s i ok. 12 km/s dla wodoru, w kierunkach prostopadłych do niego dla deuteru ok. 7 km/s a dla wodoru ok. 6 km/s, natomiast w kierunku antyapeksu dla deuteru wynoszą ok. 4 km/s a dla wodoru ok. 5 km/s (por. Rys. 5.9). Ze wzrostem odległości heliocentrycznej wahania czasowe maleją zarówno dla deuteru jak i dla wodoru. Amplitudy wahań dla deuteru są mniejsze niż dla wodoru ze względu na charakter siły ciśnienia promieniowania – dla deuteru siła ta jest zawsze siłą przyciągającą niezależnie od fazy cyklu słonecz-

nego, natomiast dla wodoru w minimum słonecznym siła ciśnienia promieniowania jest siłą przyciągającą, natomiast w maksimum siłą odpychającą. Na skutek różnic w ciśnieniu promieniowania działającego na atomy deuteru i wodoru szybkości wodoru dla antyapeksu są rozseparowane dla poszczególnych odległości i to rozseparowanie maleje wraz ze zmniejszaniem kąta odchylenia od apeksu, natomiast dla deuteru efekt ten nie występuje. W kierunkach prostopadłych do apeksu (biegun pñ. i pł. ekliptyki) szybkości deuteru są prawie identyczne - Rys. 5.10, natomiast szybkość wodoru jest nieco większa w płaszczyźnie ekliptyki - różnice sięgają kilku procent. Efekt ten spowodowany jest zwiększoną jonizacją wolniejszych atomów wodoru w płaszczyźnie ekliptyki, co powoduje zwiększenie szybkości masowej tego gazu, w przeciwieństwie do szybszych atomów deuteru, których straty jonizacyjne w półsfery apeksu praktycznie nie zależą od kierunku. Dodatkową rolę gra tutaj mniejsze rozmycie termiczne populacji atomów deuteru (patrz Rów. 1.12 i Roz. 5.5).

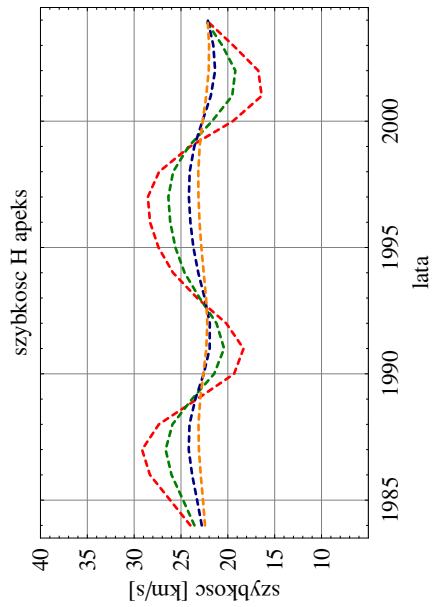
Podobne wnioski dotyczą prędkości radialnych atomów deuteru i wodoru (Rys. 5.11). Różnice pojawiają się w większym rozseparowaniu prędkości radialnych wodoru na antyapeksie.



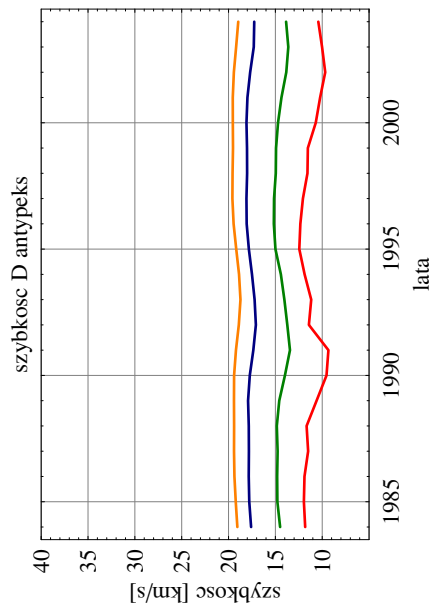
Rysunek 5.8: Szybkości atomów deuteru (a, c) i wodoru (b, d) w zależności od odległości heliocentrycznej; linie ciągłe–deuter, linie przerywane–wodór; kolor czerwony–apeks, zielony–biegun póln., niebieski–prostopadle do apeksu w pł. ekliptyki, pomarańczowy–antyapeks.



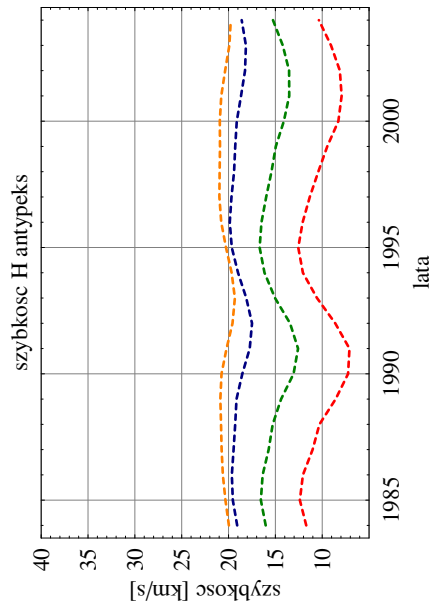
(a)



(b)

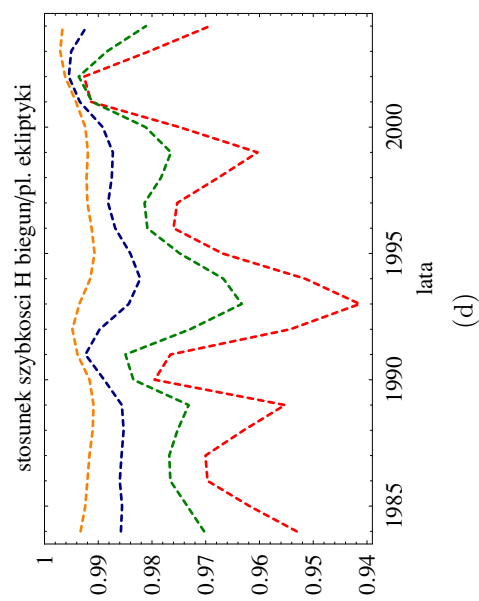
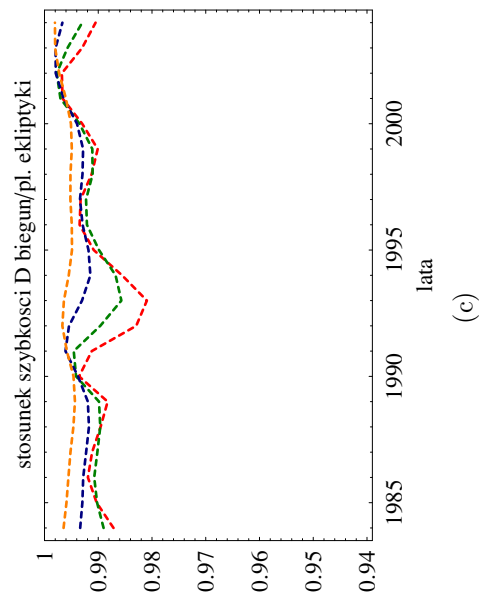
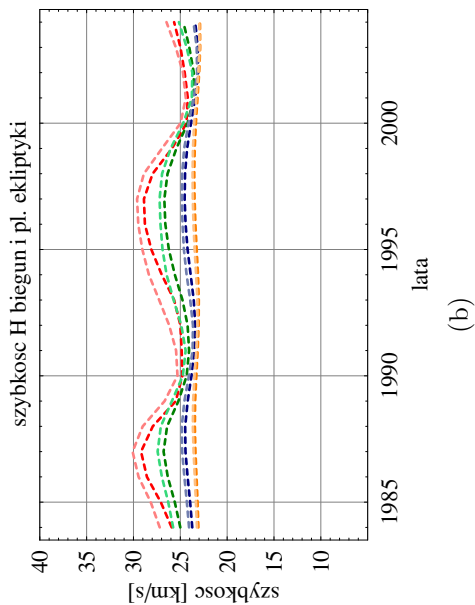
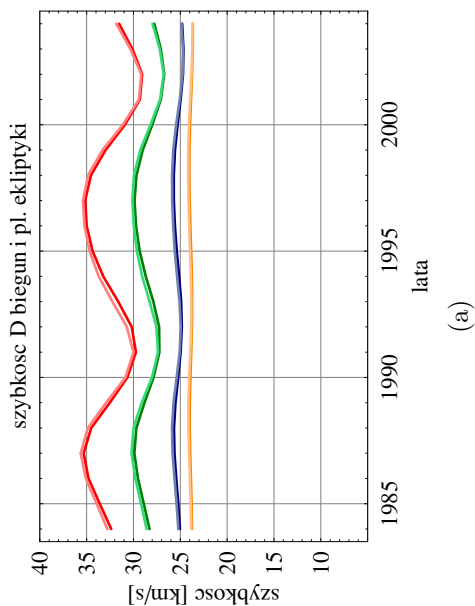


(c)

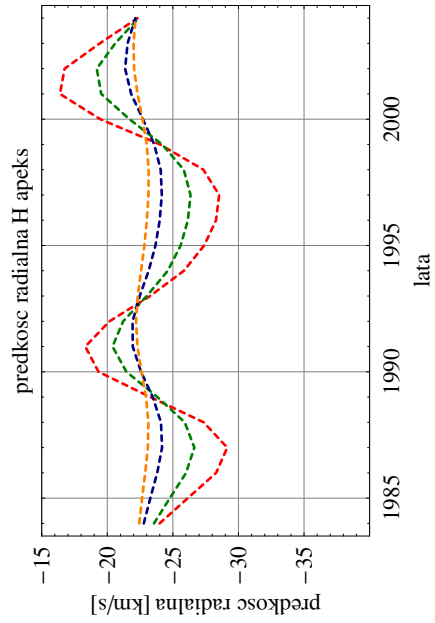


(d)

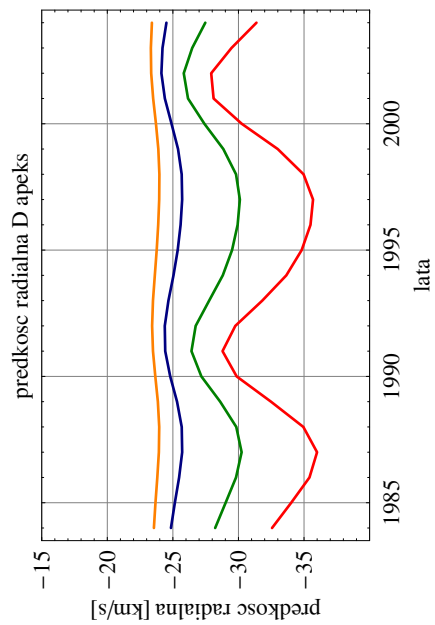
Rysunek 5.9: Szybkości atomów deuteru (a, c) i wodoru (b, d) w zależności od czasu i odległości heliocentrycznej w kierunku apeksu i antyapeksu; linie ciągłe—deuter, linie przerywane—wodór; kolor czerwony—1 j.a., zielony—2 j.a., niebieski—5 j.a., pomarańczowy—10 j.a.



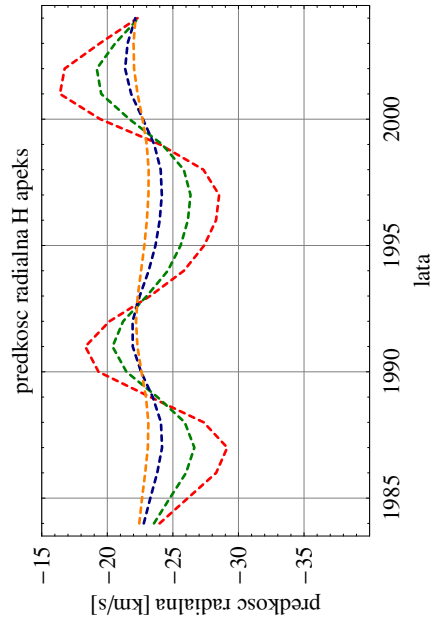
Rysunek 5.10: Szybkości atomów deuteru (a) i wodoru (b) oraz stosunek szybkości biegunowej do ekliptycznej (c) i (d) w zależności od czasu i odległości heliocentrycznej w kierunku prostopadłym do apeksu (biegun pñ. i ekliptyka); (a, b): linie ciągłe–deuter, linie przerywane–wodór; jasny odcień–pl. ekliptyki; kolor czerwony–1 j.a., zielony–2 j.a., niebieski–5 j.a., pomarańczowy–10 j.a.



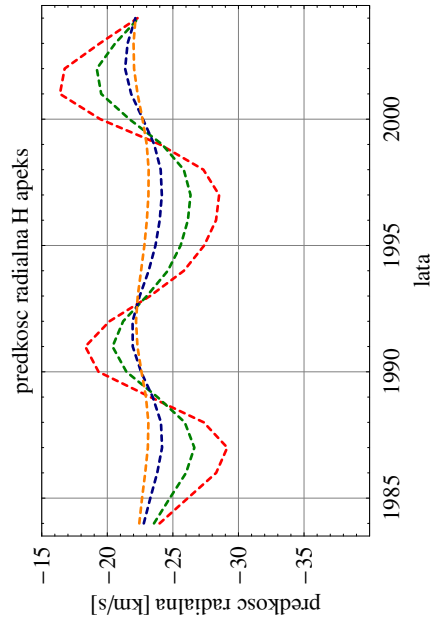
(a)



(b)

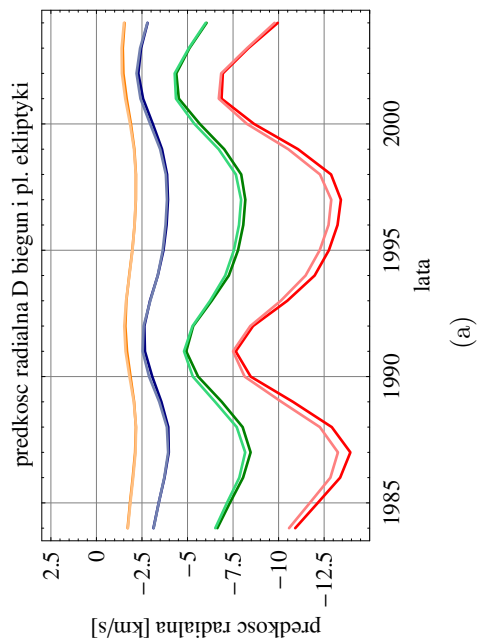


(c)

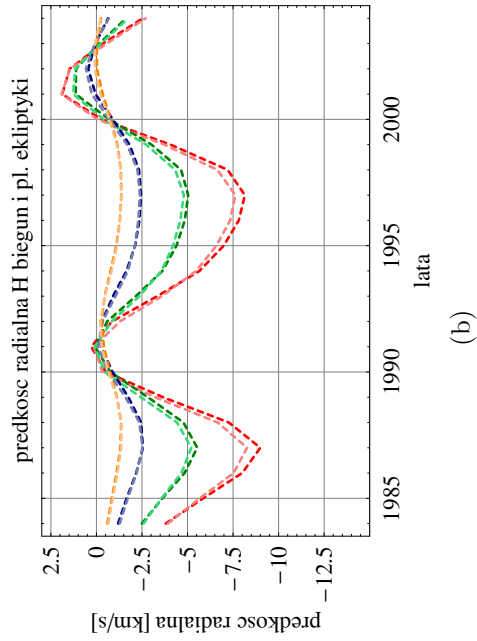


(d)

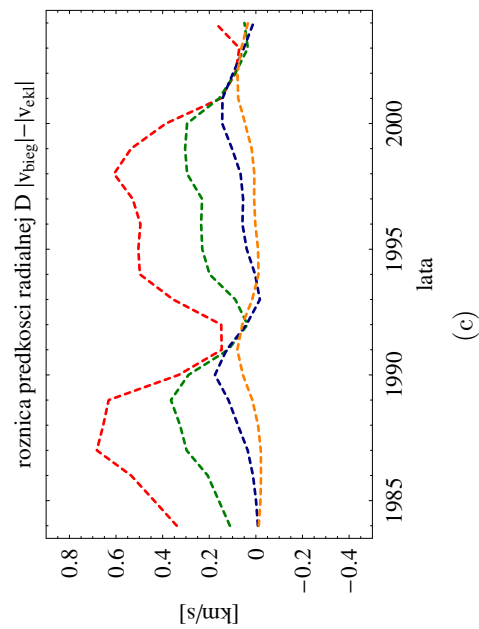
Rysunek 5.11: Prędkość radialna atomów deuteru (a, c) i wodoru (b, d) w zależności od czasu i odległości heliocentrycznej w kierunku apeksu i antyapeksu; kolor czerwony-1 j.a., zielony-2 j.a., niebieski-5 j.a., pomarańczowy-10 j.a.



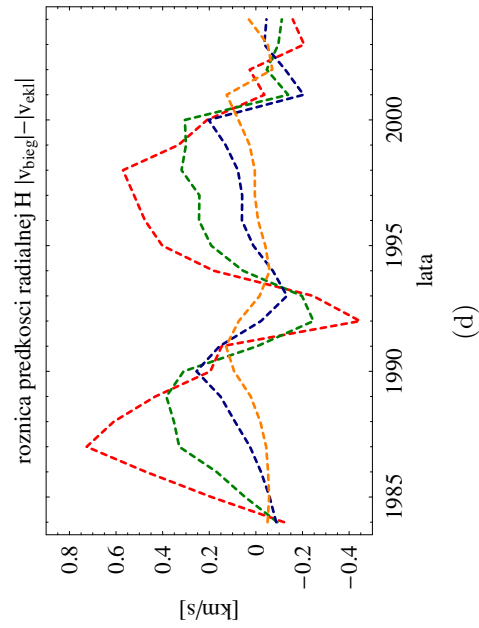
(a)



(b)



(c)



(d)

Rysunek 5.12: Prędkości radialne atomów deuteru (a) i wodoru (b) oraz ich różnice (c) i (d) w zależności od czasu i odległości heliocentrycznej w kierunku prostopadłym do apseksu (biegun płn. i pł. ekliptyki); (a, b): linie ciągłe–deuter, linie przerywane–wodor; jasny odcień–pł. ekliptyki; kolor czerwony–1 j.a., zielony–2 j.a., niebieski–5 j.a., pomarańczowy–10 j.a.

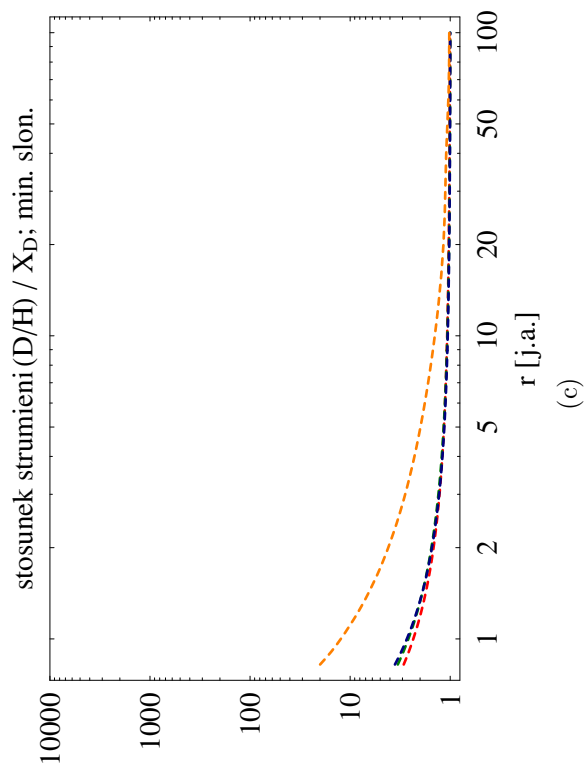
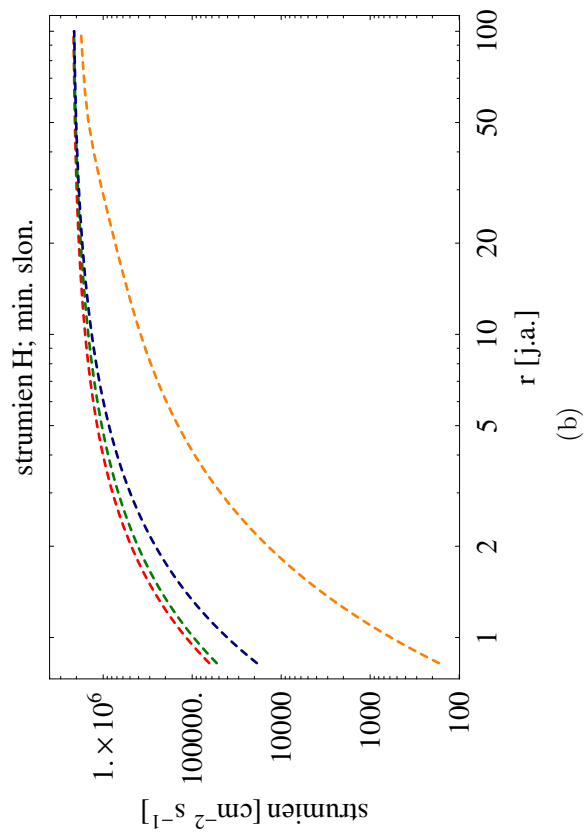
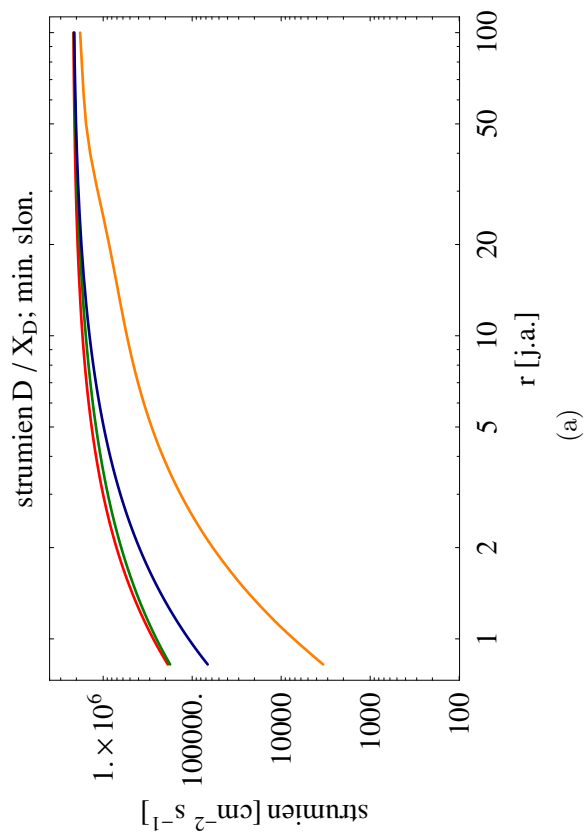
5.4 Strumienie

Strumień atomów definiujemy jako iloczyn gęstości i szybkości atomów:

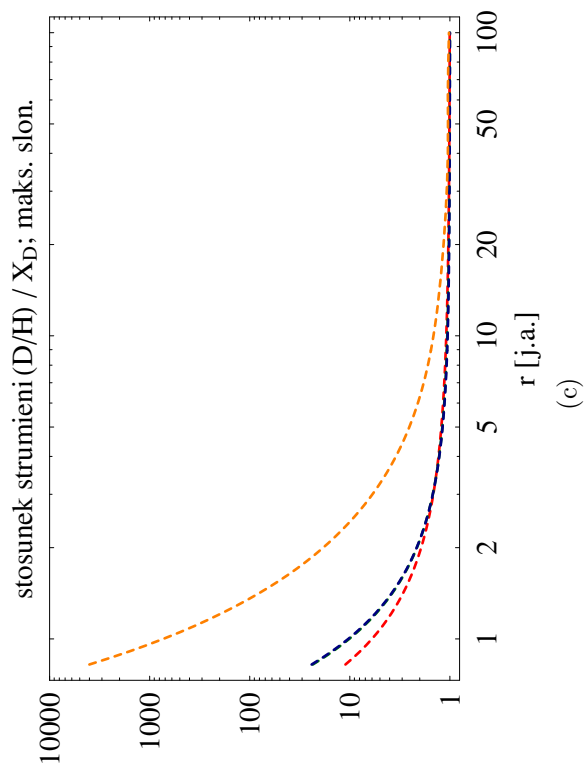
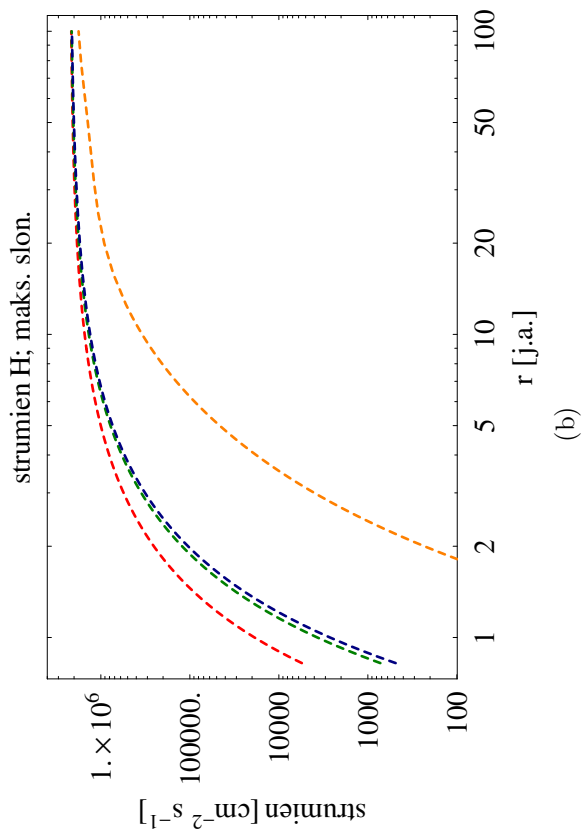
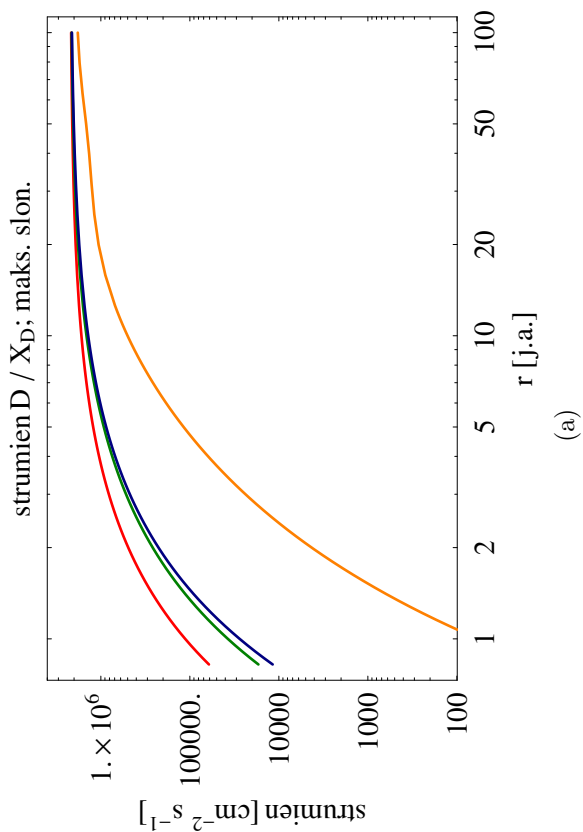
$$F = \iiint \mathbf{v} f(\mathbf{v}) d^3v. \quad (5.1)$$

Z uwagi na fakt, iż amplituda zmian szybkości deuteru i wodoru w zależności od odległości heliocentrycznej i fazy cyklu słonecznego jest mała w porównaniu do amplitudy zmian gęstości, zmiany strumienia obu pierwiastków są sprzężone głównie ze zmianami gęstości. Stąd wnioski dotyczące strumieni są bardzo podobne do wniosków dotyczących gęstości (patrz Roz. 5.2), jednakże daje się zauważyć pewne różnice – na 1 j.a. w minimum słonecznym na osi napływu stosunek strumieni D/H jest większy niż stosunek odpowiednich gęstości o ok. 20%, prostopadle do osi napływu w płaszczyźnie biegunowej różnica ta wynosi ok. 18%, w płaszczyźnie ekliptyki ok. 16% natomiast na osi splywu stosunek strumieni D/H jest mniejszy niż odpowiadający mu stosunek gęstości o ok. 1%. W maksimum słonecznym stosunki strumieni D/H na osi napływu, w kierunkach prostopadłych do osi napływu w płaszczyźnie biegunowej i ekliptyki oraz na osi splywu są większe niż odpowiadające im stosunki gęstości odpowiednio o ok. 36%, 17%, 15% i 24%. Biorąc pod uwagę wartość bezwzględną strumienia wydaje się, iż najlepszym miejscem na pomiary *in situ* strumienia deuteru jest kierunek apeksu SW podczas minimum słonecznego – por. Rys. 5.13–5.14.

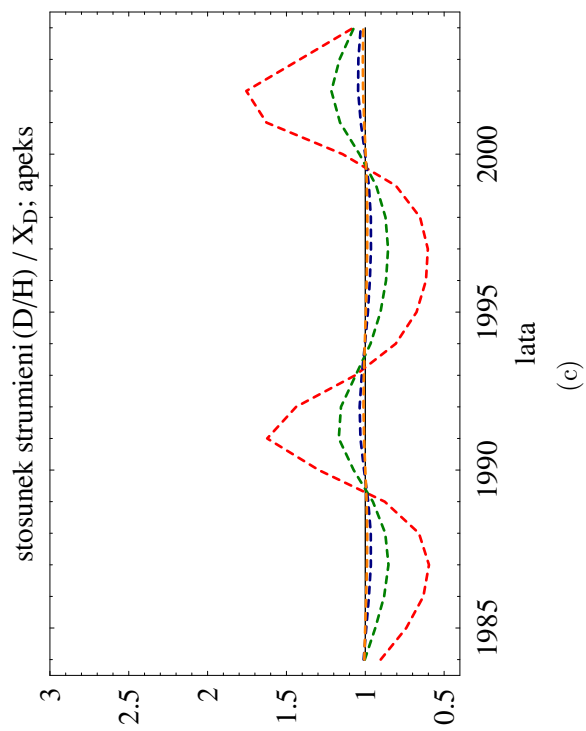
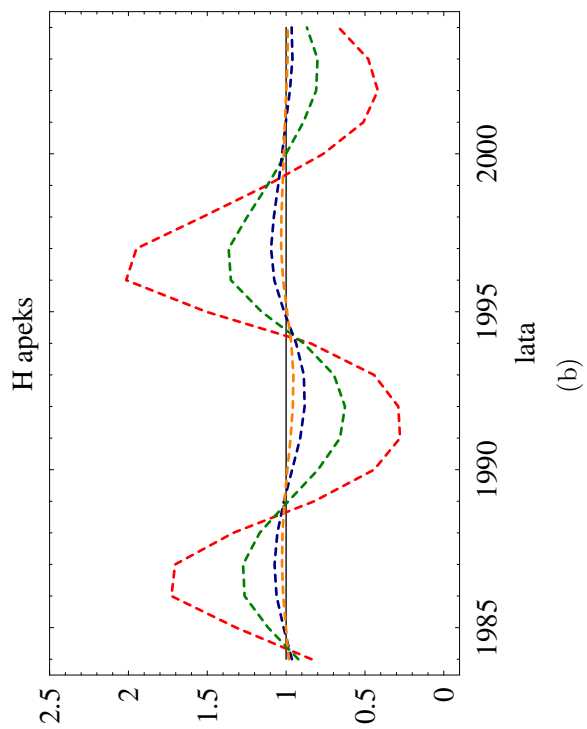
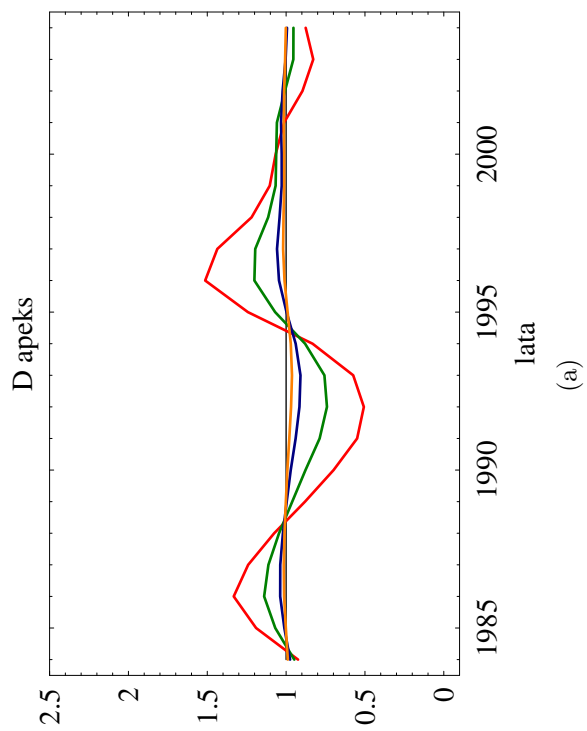
Podobnie jak gęstości, wpływ cyklu słonecznego na zmiany strumienia jest najbardziej widoczny w pobliżu Słońca, gdzie wahania czasowe strumienia są antyskorelowane z fazą aktywności słonecznej – w maksimum słonecznym obserwujemy minimum strumienia i odwrotnie. Związane jest to ze wzrostem tempa jonizacji i ciśnienia promieniowania wraz ze wzrostem aktywności słonecznej (por. Rys. 5.1). W miarę oddalania się od Słońca można zaobserwować przesunięcie fazowe minimów i maksimów strumienia, które największe wartości przyjmuje w kierunku antyapeksu – przesunięcia minimów i maksimów dla deuteru pomiędzy 1 a 10 j.a. są rzędu 6 lat, natomiast dla wodoru ok. 5 lat. Podobnie jak w przypadku gęstości, strumienie deuteru są mniej podatne na zmianę fazy cyklu słonecznego w przeciwieństwie do wodoru, z uwagi na mniejsze szybkości atomów tego ostatniego. Ze względu na małą zmienność szybkości deuteru i wodoru w trakcie cyklu słonecznego amplitudy strumienia w czasie dla obu pierwiastków są podobne do amplitud gęstości – patrz Roz. 5.2.



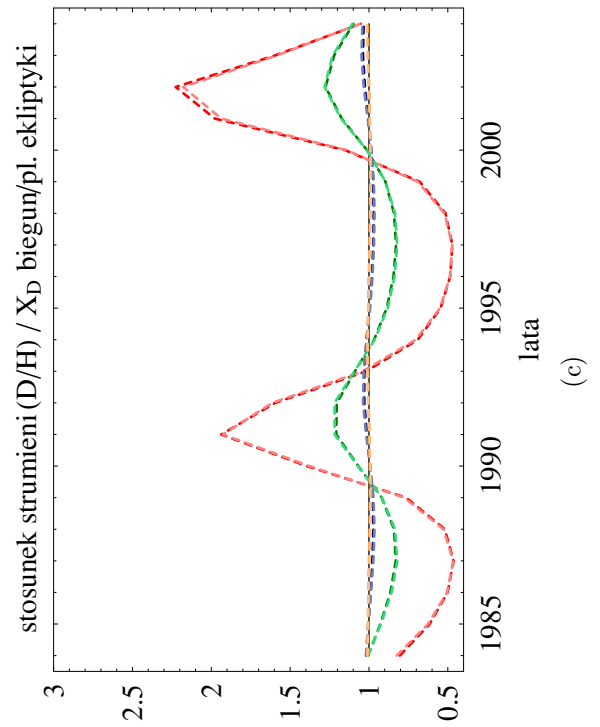
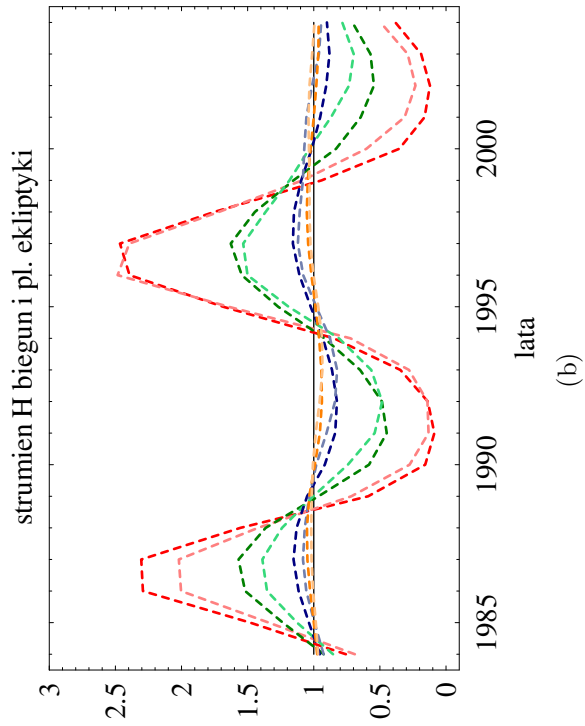
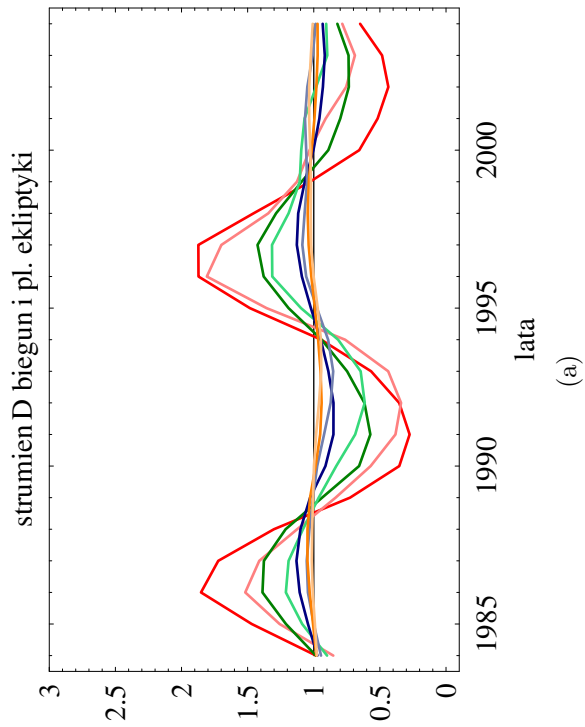
Rysunek 5.13: Znormalizowane strumienie D (a) i H (b) oraz odpowiadający im znormalizowany stosunek strumieni D/H (c) atomów w minimum słonecznym w zależności od odległości heliocentrycznej; (a, b): linie ciągłe–deuter, linie przerywane–wodór; kolor czerwony–apeks, zielony–biegun płn., niebieski–prostopadle do apeksu w pł. ekliptyki, pomarańczowy–antyapeks.



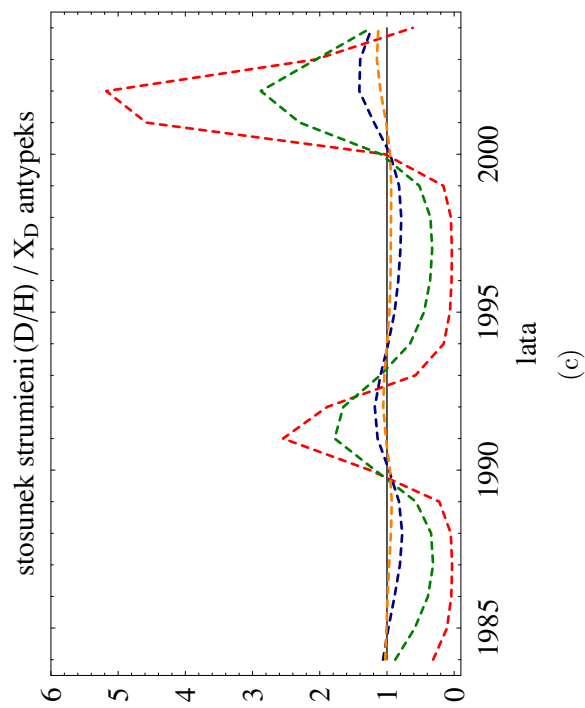
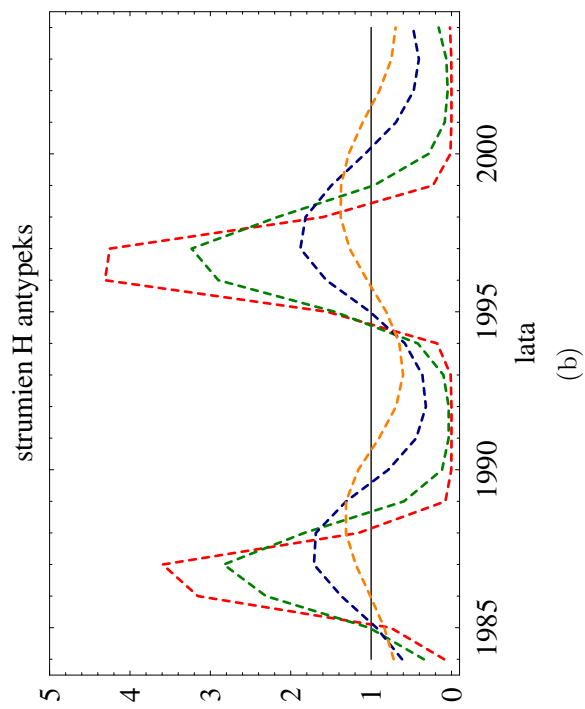
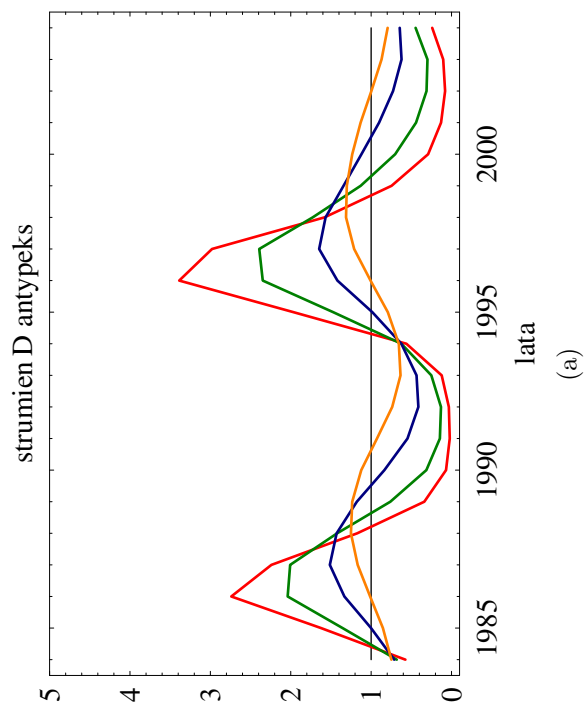
Rysunek 5.14: Znormalizowane strumienie D (a) i H (b) oraz odpowiadający im znormalizowany stosunek strumieni D/H (c) atomów w maksimum słonecznym w zależności od odległości heliocentrycznej; (a, b): linie ciągłe-deuter, linie przerywane-wodór; kolor czerwony-apeks, zielony-biegun póln., niebieski-prostopadle do apeksu w pł. ekliptyki, pomarańczowy-antyapeks.



Rysunek 5.15: Znormalizowane (do wartości średniej) strumienie deuteru (a) i wodoru (b) oraz stosunek strumieni D/H atomów (c) w kierunku apeksu w zależności od czasu i odległości heliocentrycznej; kolor czerwony–1 j.a., zielony–2 j.a., niebieski–5 j.a., pomarańczowy–10 j.a.



Rysunek 5.16: Znormalizowane (do wartości średniej) strumienie deuteru (a) i wodoru (b) oraz stosunek strumieni D/H atomów (c) w kierunku prostopadłym do apeksu w płaszczyźnie ekliptyki i biegunowej w zależności od czasu i odległości heliocentrycznej; jasny odcień – pl. ekliptyki; kolor czerwony – 1 j.a., zielony – 2 j.a., niebieski – 5 j.a., pomarańczowy – 10 j.a.



Rysunek 5.17: Znormalizowane (do wartości średniej) strumienie deuteru (a) i wodoru (b) oraz stosunek strumieni D/H atomów heliocentrycznej; kolor czerwony-1 j.a., zielony-2 j.a., niebieski-5 j.a., pomarańczowy-10 j.a.

5.5 Rozmycie termiczne

Miarą rozmycia termicznego (wyrażanego w km/s) w dowolnym kierunku zdefiniowanym przez wektor jednostkowy $\mathbf{e}(\mathbf{r})$ jest tensor lokalnej temperatury kinetycznej:

$$T(\mathbf{r}, \mathbf{v}) = \left(\iiint [(\mathbf{v}(\mathbf{r}) - \mathbf{u}(\mathbf{r})) \cdot \mathbf{e}(\mathbf{r})]^2 f(\mathbf{r}, \mathbf{v}) d^3v \right)^{1/2}. \quad (5.2)$$

Rozmycie termiczne dla wodoru w przypadku stacjonarnym było badane m.in. przez Wu i Judge'a a także Lallement i in. [Wu i Judge, 1979, Wu i Judge, 1980, Lallement i in., 1984]. Jediną znaną pracą traktującą o rozmyciu termicznym dla wodoru w przypadku niestacjonarnym jest praca Bzowski i in. [1997]. Wyniki przedstawione w tej pracy wskazują, że w przypadku niestacjonarnym rozmycie termiczne wodoru w kierunku apeksu maleje (w minimum słonecznym) i rośnie (w maksimum słonecznym) do wnętrza heliosfery. Dla kierunku prostopadłego do apeksu oraz kierunku antyapeksu rozmycie termiczne wodoru rośnie do wnętrza heliosfery niezależnie od fazy cyklu słonecznego.

Porównując wyniki z ww. pracy oraz te przedstawione w niniejszej rozprawie zauważono, że oprócz kierunku apeksu w minimum słonecznym, charakter zmian rozmycia termicznego wodoru różni się zasadniczo (por. Rys. 5.18). Stosunek wartości bezwzględnych rozmycia termicznego dla kierunku apeksu w minimum słonecznym na 1 j.a. otrzymanych w niniejszej rozprawie do wartości przedstawionych w ww. pracy wynosi ok. 0.3. Głównymi czynnikami odpowiedzialnymi za powstanie tak znaczących różnic są przede wszystkim różne modele ciśnienia promieniowania i tempa jonizacji dla wodoru, których wartości średnie dla cyklu słonecznego wynosiły $\mu_{sr} = 0.89$ i $\beta_{sr} = 6.06 \times 10^{-7} \text{ s}^{-1}$. Dodatkowo na wyniki wpływają także inne parametry gazu (w porównaniu do wartości używanych podczas symulacji na potrzeby niniejszego rozdziału) na TS użyte podczas symulacji ($v_B = 20 \text{ km/s}$ i $T = 8000 \text{ K}$) a także przyjęta przez autorów ww. pracy ścisła antykorelacja ciśnienia promieniowania i tempa jonizacji.

W obszarze źródłowym (na TS) rozmycie termiczne (funkcja rozkładu gazu) dla deuteru i wodoru jest izotropowe (patrz Rów. 2.1). W miarę zbliżania się do Słońca rozmycie termiczne staje się anizotropowe (por. Rys. 5.24, 5.26, 5.28 i 5.30), co spowodowane jest działaniem coraz większej siły grawitacji i ciśnienia promieniowania, a także zwiększającej się jonizacji gazu, działającej różnicowo w funkcji prędkości własnej atomów.

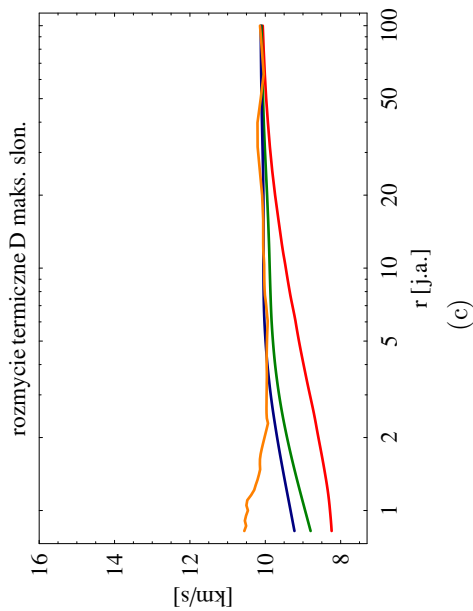
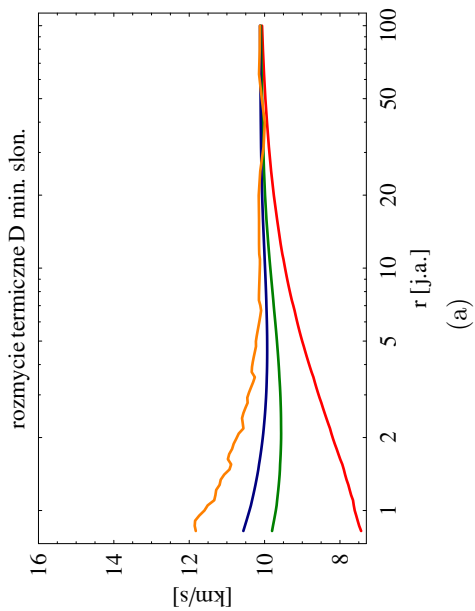
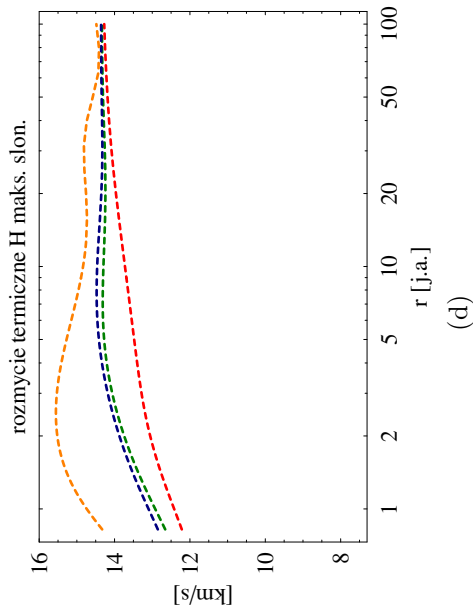
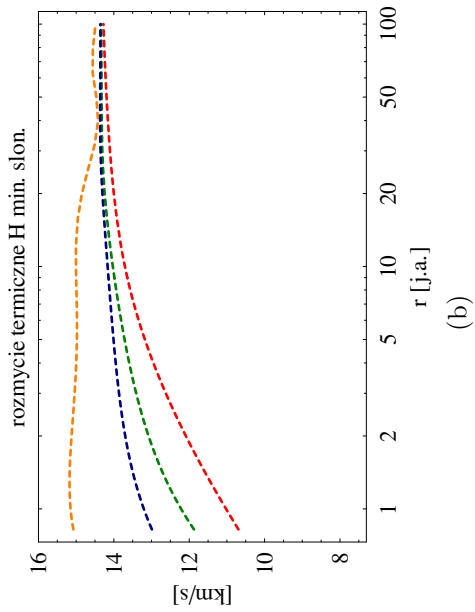
Rozmycie termiczne deuteru różni się zasadniczo od rozmycia termicznego wodoru – ogólnie biorąc jest mniejsze we wszystkich badanych kierunkach (Rys. 5.18), co odzwierciedla różnicę w prędkości termicznej deuteru i wodoru w obszarze źródłowym. Zarówno dla deuteru jak i dla wodoru rozmycie termiczne mało zmienia się z cyklem słonecznym. Na 1 j.a. na osi napływu rozmycie termiczne deuteru wynosi ok. 7.5 km/s w minimum i ok. 8.5 km/s w maksimum słonecznym, natomiast dla wodoru rozmycie termiczne wynosi ok. 11 km/s w minimum i ok. 12.5 km/s w maksimum słonecznym. Dla osi spływu na 1 j.a. wartości rozmycia termicznego dla deuteru i wodoru wynoszą odpowiednio ok. 10.5 i 15.2 w minimum oraz 11.5 i 14.9 km/s w maksimum słonecznym. Tak duże wartości rozmycia na osi spływu spowodowane są

przecinaniem się wiązek atomów bezpośrednich i pośrednich (patrz Roz. 5.3).

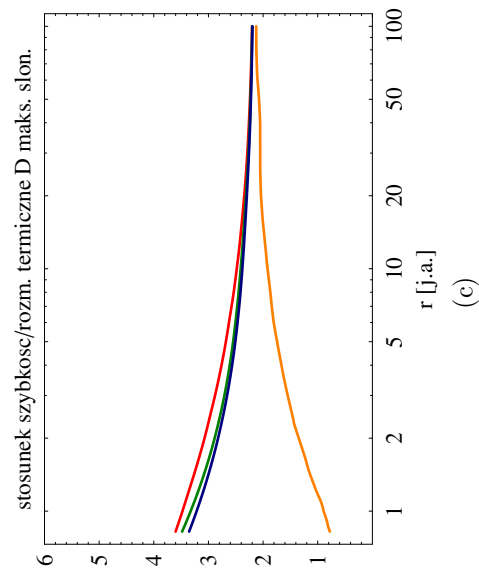
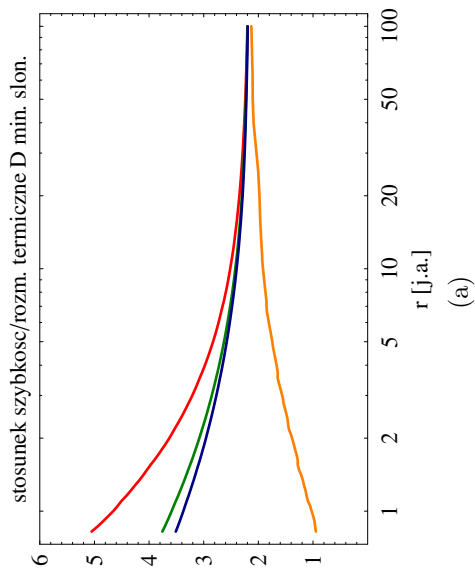
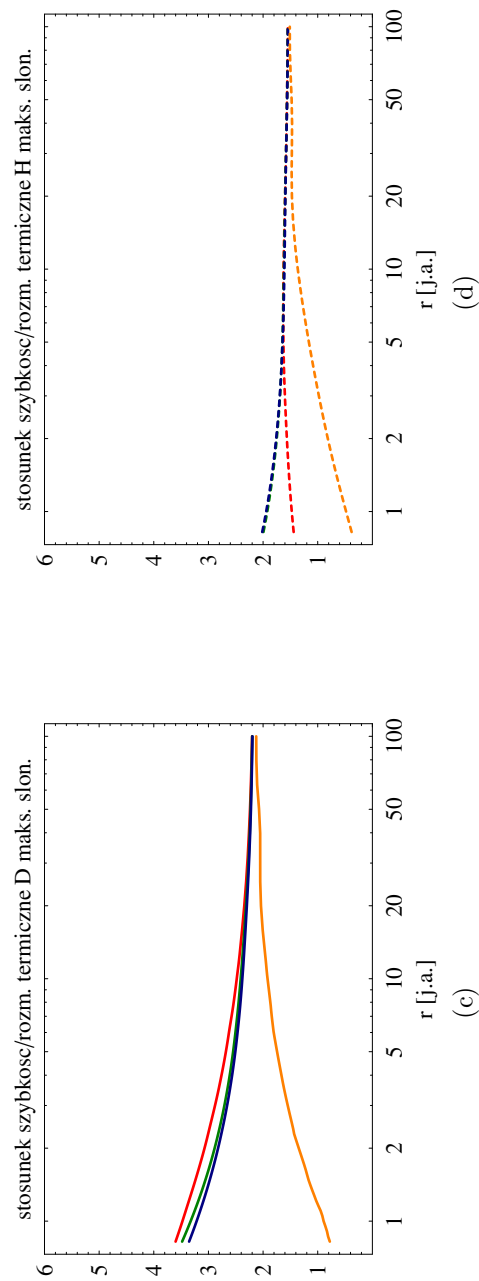
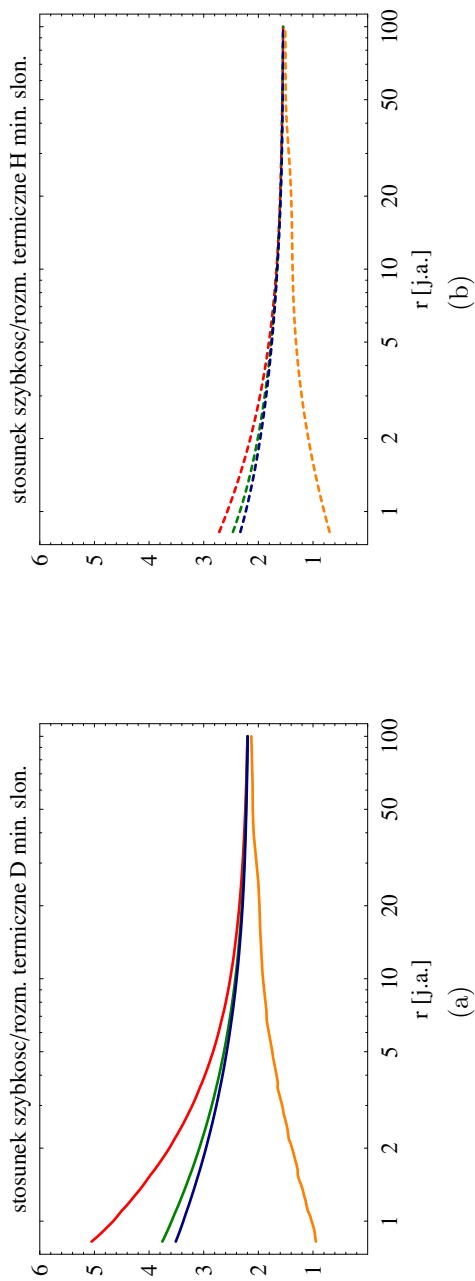
Z analizy stosunków szybkości atomów do rozmycia termicznego wynika, że wiązki atomów deuteru są lepiej skolimowane niż odpowiadające im wiązki atomów wodoru (Rys. 5.19) niezależnie od kierunku w przestrzeni oraz fazy cyklu słonecznego – na 1 j.a w minimum słonecznym rozmiar kątowy wiązek deuterowych może być mniejszy o ok. 80% w kierunku apeksu, ok. 50% w kierunkach prostopadłych i ok. 30% w kierunku antyapeksu. W maksimum słonecznym wartości te są większe i wynoszą odpowiednio ok. 130% na osi napływu oraz ok. 70% w pozostałych kierunkach. Dla obu pierwiastków kolimacja wiązek rośnie w kierunku Słońca oprócz kierunku antyapeksu, gdzie maleje wraz ze zmniejszeniem odległości heliocentrycznej. Dodatkowo, w przypadku wodoru w maksimum słonecznym, można zaobserwować zmniejszenie kolimacji w kierunku Słońca dla osi napływu, co związane jest z odpychającym działaniem ciśnienia promieniowania (por. Rys. 3.3 i 3.5).

Rozseparowanie (w funkcji odległości) krzywych czasowych rozmycia termicznego dla deuteru jest największe dla kierunku apeksu i zmniejsza się w kierunku antyapeksu, natomiast dla wodoru sytuacja jest odwrotna (Rys. 5.20). Dla podobnych przebiegów czasowych szybkości dla deuteru rozseparowanie krzywych jest praktycznie takie samo natomiast dla wodoru rozseparowanie zwiększa się w kierunku antyapeksu (Rys. 5.9). Dla wodoru zmienność czasowa rozmycia termicznego dla apeksu jest odbiciem lustrzanym zmienności czasowej szybkości (por. Rys. 5.20 i 5.9). Dla pozostałych kierunków efekt ten zanika (por. Rys. 5.21 i 5.10).

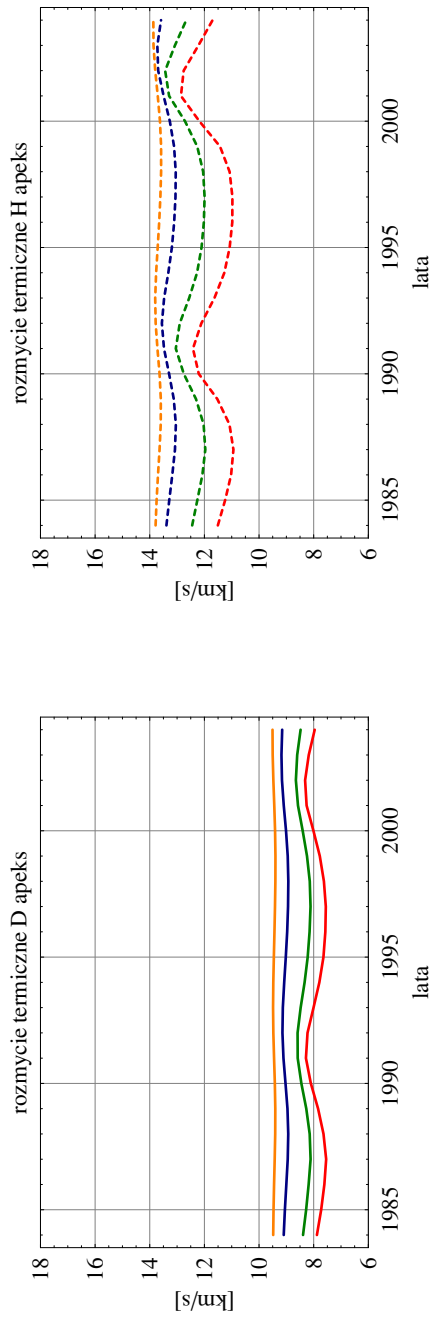
Jedyną przyczyną różnego od jedności stosunku rozmycia termicznego na biegunie do rozmycia termicznego w płaszczyźnie ekliptyki jest anizotropia pola jonizacji (patrz Rów. 2.13). Wydaje się, że różnica w tempie jonizacji gazu pomiędzy płaszczyzną ekliptyki a obszarami biegunowymi jest istotnym źródłem rozmycia termicznego (por. Rys. 5.21).



Rysunek 5.18: Rozmycie termiczne atomów deuteru (a, c) i wodoru (b, d) w zależności od odległości heliocentrycznej; linie ciągłe – deuter, linie przerywane – wódór; kolor czerwony – apels, zielony – białe, niebieski – prostopadłe do apelsu w pł. ekliptyki, pomarańczowy – antyapels.

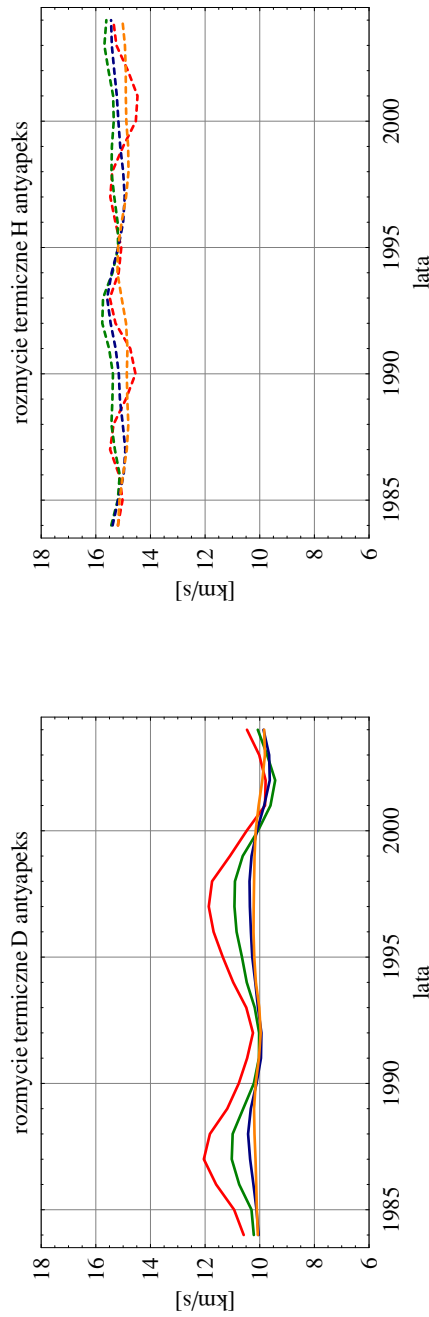


Rysunek 5.19: Stosunek szybkości do rozmycia termicznego atomów deuteru (a, c) i wodoru (b, d) w zależności od odległości heliocentrycznej; linie ciągłe–deuter, linie przerywane–wodór; kolor czerwony–apeks, zielony–biegun póln., niebieski–prostopadle do apeksu w pł. ekliptyki, pomarańczowy–antyapeks.



(a)

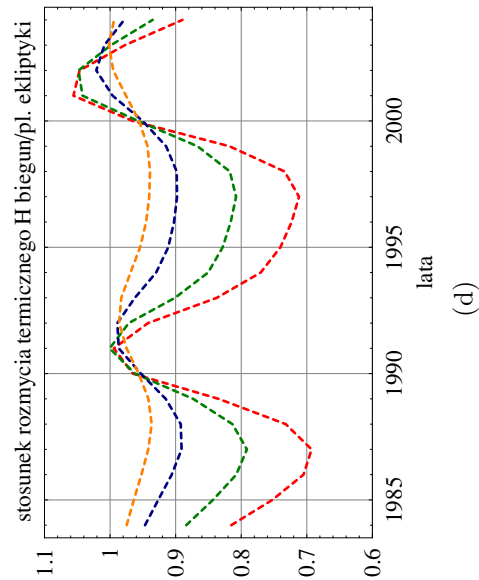
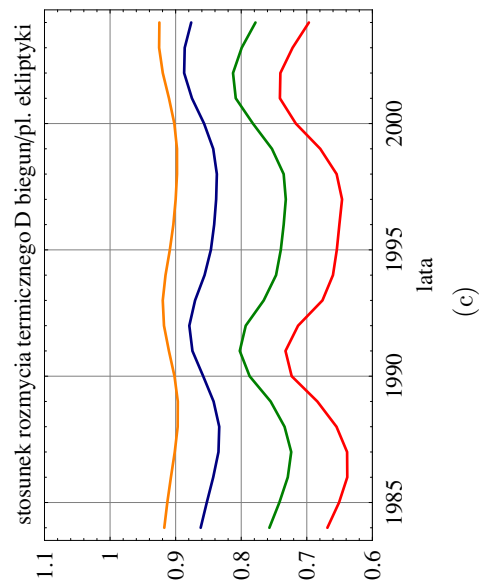
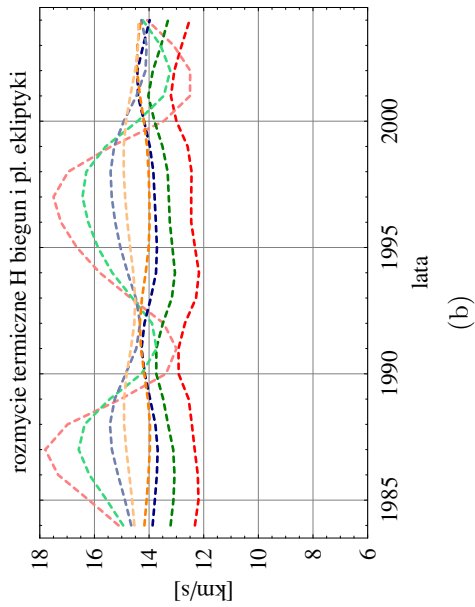
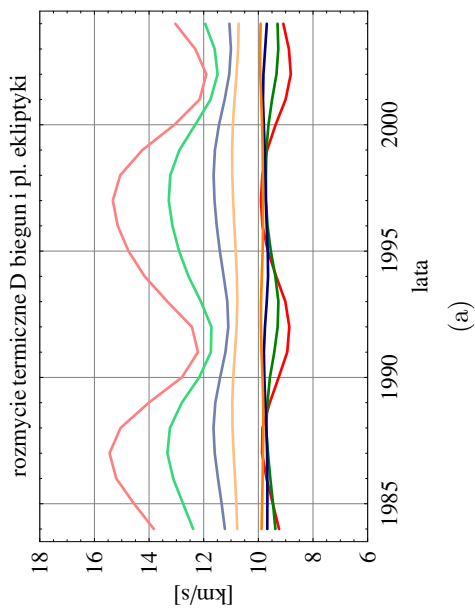
(b)



(c)

(d)

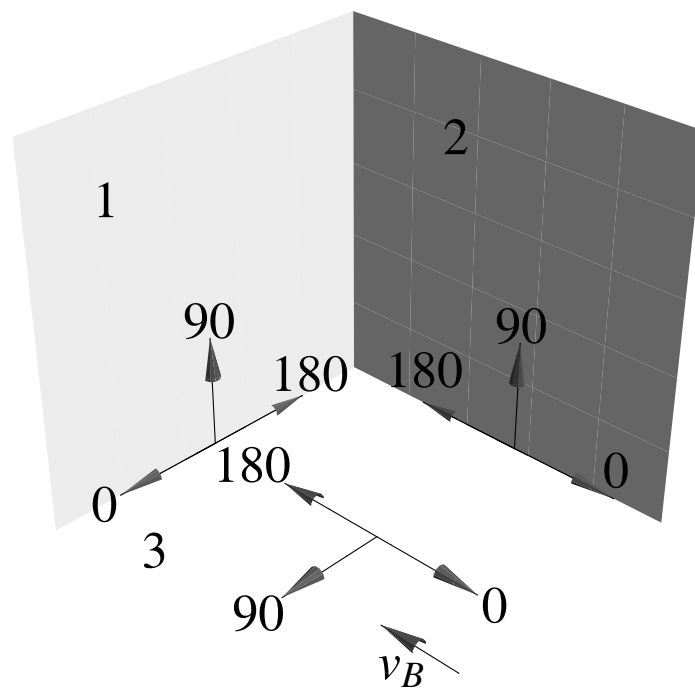
Rysunek 5.20: Rozmycie termiczne atomów deuteru (a, c) i wodoru (b, d) w zależności od czasu w kierunku apeksu i antyapeksu; linie ciągłe–deuter, linie przerywane–wodór; kolor czerwony–1 j.a., kolor zielony–2 j.a., kolor niebieski–5 j.a., kolor pomarańczowy–10 j.a.



Rysunek 5.21: Rozmycie termiczne atomów deuteru (a, c) i wodoru (b, d) w zależności od czasu w kierunku prostopadłym do apeksu (biegun płn. i pł. ekliptyki); linie ciagle–deuter, linie przerywane–pł. ekliptyki; jasny odcień–1 j.a., kolor zielony–2 j.a., kolor niebieski–5 j.a., kolor pomarańczowy–10 j.a.

Poniżej przedstawiona jest anizotropia tensora rozmycia termicznego w trzech płaszczyznach prostopadłych względem siebie związanych z apeksem, kierunkami prostopadłymi do apeksu w płaszczyźnie biegunowej i ekliptycznej oraz z kierunkiem antyapeksu: płaszczyzna prostopadła do prędkości masowej na TS w kierunku apeksu i antyapeksu oraz do lokalnej prędkości masowej w pozostałych kierunkach (nr 1), płaszczyzna boczna (nr 2) oraz dopełniająca płaszczyzna (nr 3). W przybliżeniu jednorodnym funkcja rozkładu gazu w heliosferze przypomina superpozycję dwóch trójosiowych funkcji Maxwella (w przybliżeniu dwupopulacyjnym mamy superpozycję czterech trójosiowych funkcji Maxwella). Przekrój takiej funkcji wzdłuż niektórych linii daje w efekcie dwupikową strukturę, spowodowaną obecnością wiązek atomów pośrednich i bezpośrednich (patrz Roz. 5.3). Przecinanie się wiązek atomów powoduje wzrost rozmycia termicznego i jego anizotropii w kierunku antyapeksu.

Definicja: Kierunek biegunowy/ekliptyczny – kierunek prostopadły do osi apeksu w płaszczyźnie biegunowej/ekliptycznej.



Rysunek 5.22: Płaszczyzny, w których przedstawiono rozmycie termiczne deuteru i wodoru; v_B – kierunek napływu gazu zawierający się w płaszczyźnie nr 3.

Kąty przedstawione na Rys. 5.23, 5.25, 5.27 i 5.29 liczone są tak, jak przedstawiono to na Rys. 5.22. Rozmycia termiczne przedstawione na ww. rysunkach są symetryczne względem kąta 180° .

Zasadniczo rozmycie termiczne zwiększa się od apeksu do antyapeksu (na skutek wzrostu ilości atomów pośrednich), a dla danego kierunku zwiększa się w miarę zmniejszania odległości heliocentrycznej wskutek zwiększania siły grawitacji słonecznej oraz ciśnienia promieniowania, a także wzrostu tempa jonizacji gazu (Rys. 5.23,

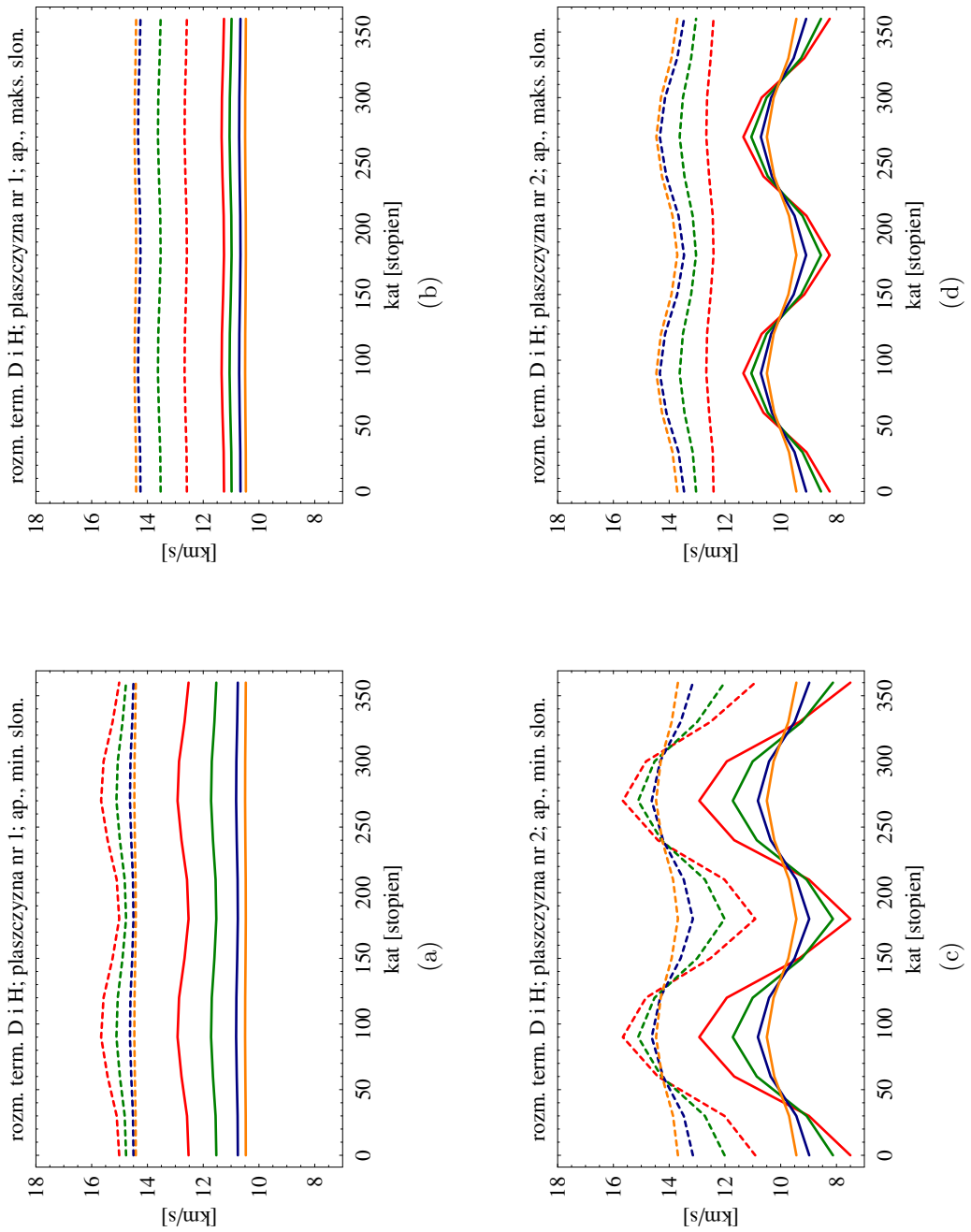
5.25, 5.27 i 5.29). Stosunki maksimum do minimum rozmycia termicznego dla trzech płaszczyzn w minimum i maksimum słonecznym w funkcji odległości heliocentrycznej przedstawiają Rys. 5.24, 5.26, 5.28 i 5.30. Stosunek ten jest pewnym odzwierciedleniem anizotropii funkcji rozkładu gazu w heliosferze. Anizotropia funkcji rozkładu zwiększa się w miarę zmniejszania odległości heliocentrycznej oraz od maksimum do minimum słonecznego, z uwagi na większą ilość atomów docierających w minimum słonecznym w pobliże Słońca.

W kierunku apeksu w płaszczyźnie prostopadłej do kierunku prędkości masowej (nr 1) stosunek maksimum do minimum rozmycia termicznego dla deuteru i wodoru jest prawie taki sam i na 1 j.a. wynosi ok. 1.05 w minimum i ok. 1.02 w maksimum słonecznym – anizotropia praktycznie nie występuje. W dwóch pozostałych płaszczyznach (nr 2 i 3) stosunek ten jest znacznie większy i dla minimum i maksimum słonecznego dla deuteru wynosi odpowiednio ok. 1.74 (płaszczyzna nr 2) i ok. 1.68 (płaszczyzna nr 3) oraz ok. 1.4 dla obu płaszczyzn, natomiast dla wodoru odpowiednio ok. 1.45 (płaszczyzna nr 2) i ok. 1.38 (płaszczyzna nr 3) i ok. 1.05 dla obu płaszczyzn. W kierunku antyapeksu dla płaszczyzny nr 1 stosunki maksimum do minimum rozmycia termicznego dla deuteru i wodoru w minimum słonecznym są prawie takie same i wynoszą ok. 1.37 natomiast w maksimum słonecznym wynoszą ok. 1.12 dla deuteru i ok. 1.06 dla wodoru. Podobnie jak w przypadku apeksu, stosunki w płaszczyznach nr 2 i 3 są znacznie większe, przy czym w płaszczyźnie nr 2 (ok. 3.28 deuter i ok. 2.05 wodór w minimum i ok. 2.6 deuter i ok. 1.7 wodór w maksimum słonecznym) są większe niż w płaszczyźnie nr 3 (ok. 2.4 deuter i ok. 1.50 wodór w minimum i ok. 2.37 deuter i ok. 1.63 wodór w maksimum słonecznym).

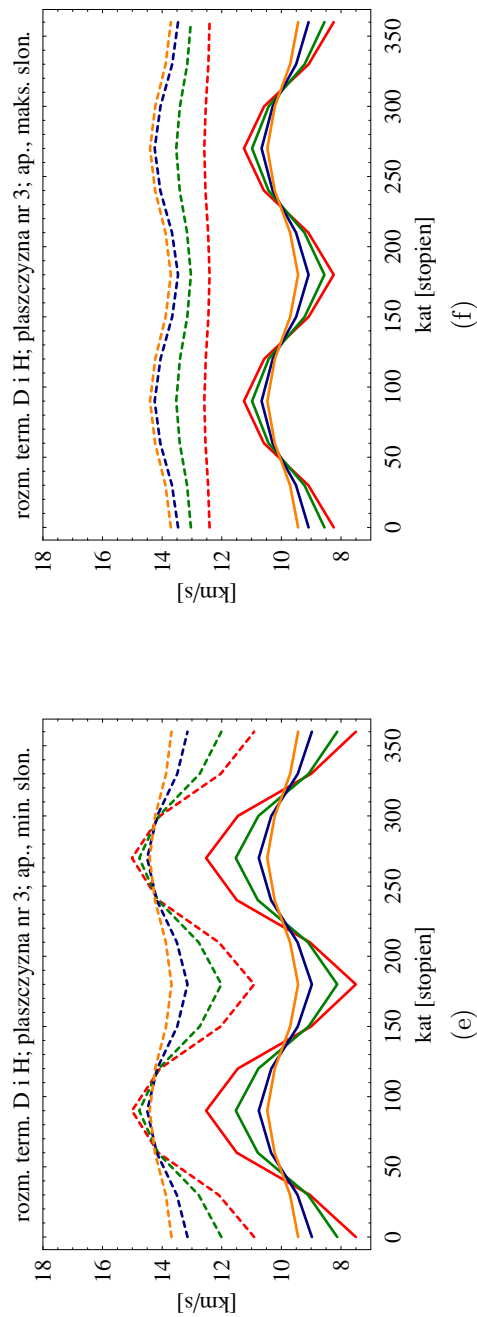
Generalnie stosunek maksimum do minimum rozmycia termicznego jest większy dla deuteru niż dla wodoru (por. Rys. 5.24, 5.26, 5.28 i 5.30) z uwagi na zwiększoną jonizację wolniejszych atomów wodorowych powodującą obcięcie „wolnego” skrzydła funkcji rozkładu (szybsze atomy są mniej podatne na warunki panujące w heliosferze). Stosunek ten jest zawsze najmniejszy (nie przekracza 1.33) w płaszczyźnie nr 1 (funkcja rozkładu w tej płaszczyźnie wydaje się być najmniej zniekształcona). W pozostałych dwóch płaszczyznach stosunek ten jest znacznie większy i dla kierunku antyapeksu może sięgać 3.5.

Dla kierunku biegunowego i ekliptycznego można zauważyć pewne „płynięcie” pozycji minimów i maksimów wraz z odległością. Jest to efekt spowodowany zmieniającym się kierunkiem lokalnej prędkości masowej gazu wg którego usytuowane są płaszczyzny „cięcia” lokalnej funkcji rozkładu gazu – por. Rys. 5.22. Wraz ze zmniejszeniem odległości w kierunku biegunowym dla płaszczyzny nr 1 kierunek maksymalnego rozmycia deuteru i wodoru zbliża się do 120° , podobnie jak dla wodoru w płaszczyznach nr 2 i 3, natomiast dla deuteru w płaszczyźnie nr 2 i 3 kierunek zbliża się do 90° . W kierunku ekliptycznym w płaszczyznach nr 1 i 2 kierunek maksymalnego rozmycia jest usytuowany na 90° , natomiast w płaszczyźnie nr 3 kierunek ten dla deuteru zbliża się do 130° w minimum i 150° w maksimum słonecznym. Dla wodoru wartości te wynoszą odpowiednio 130° i 120° .

Anizotropia rozmycia termicznego dla apeksu

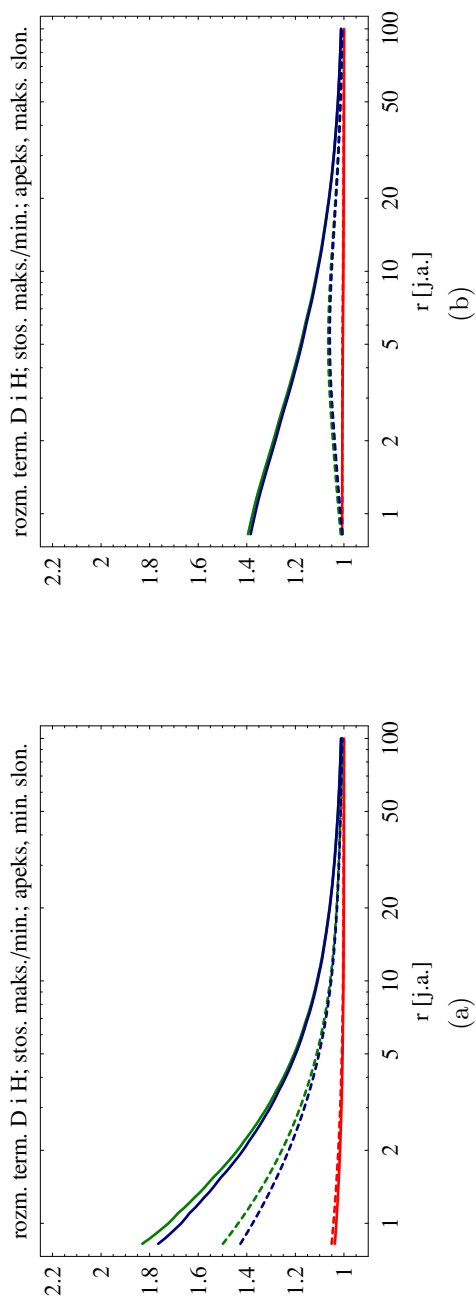


Anizotropia rozmycia termicznego dla apeksu (cd.)



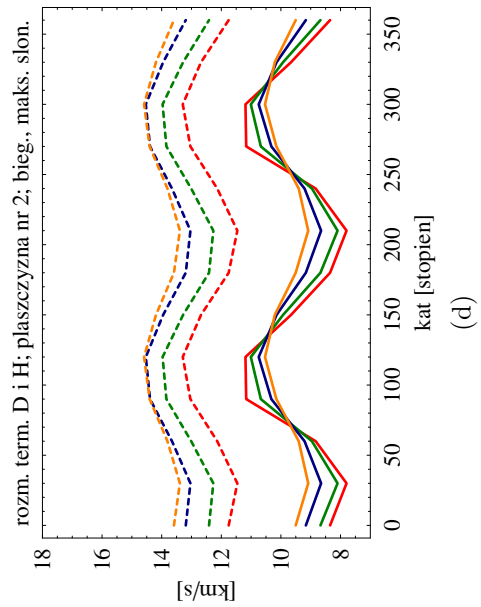
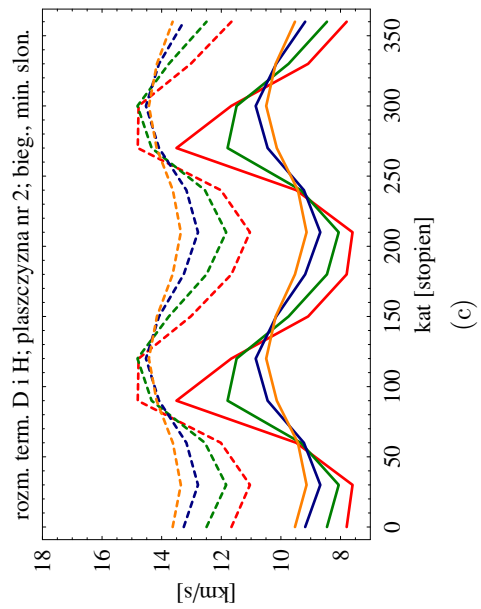
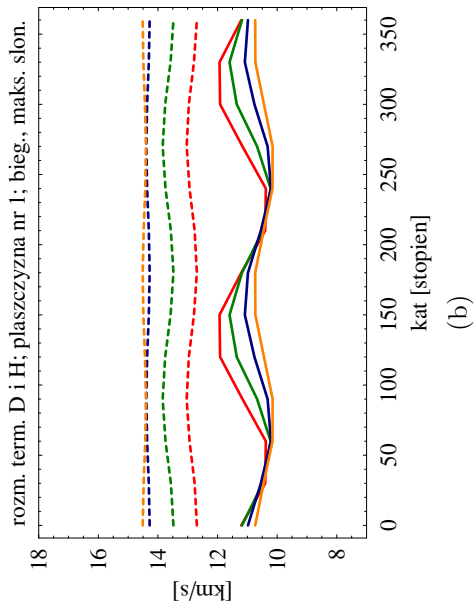
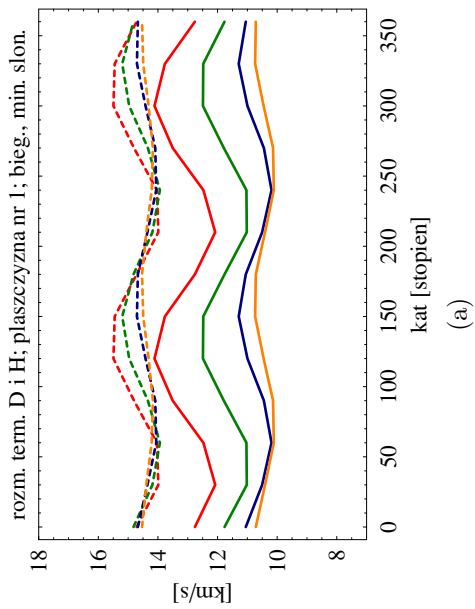
Rysunek 5.23: Rozmycie termiczne atomów deuteru (linie ciągłe) i wodoru (linie przerywane) w minimum (lewe panele) i maksimum słonecznym (prawe panele) w trzech płaszczynach (patrz Rys. 5.22) na osi apeksu-1 j.a., kolor czerwony-1 j.a., kolor zielony-2 j.a., kolor niebieski-5 j.a., kolor pomarańczowy-10 j.a.

Anizotropia rozmycia termicznego dla apeksu (cd.)

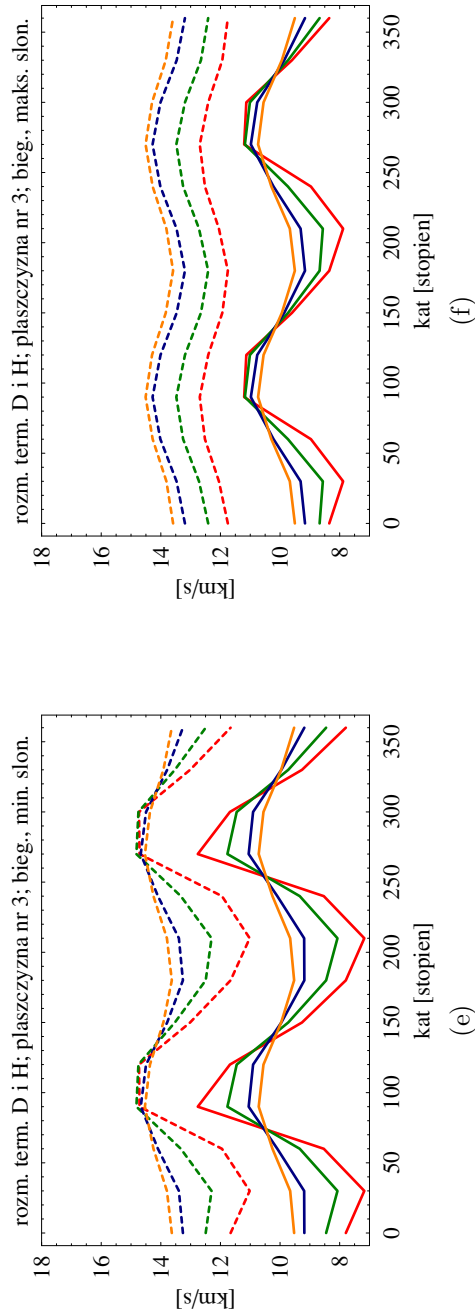


Rysunek 5.24: Stosunek maksimum/minimum rozmycia termicznego w trzech płaszczyznach (patrz Rys. 5.22) w minimum (lewy panel) i maksimum (prawy panel) słonecznym na osi apeksu: nr 1 (kolor czerwony), nr 2 (kolor zielony) oraz nr 3 (kolor niebieski); linie ciągłe-deuter, linie przerywane-wodór, prawy panel-nałożone na siebie linie dla płaszczyzn nr 1 dla deuteru i wodoru a także linie dla płaszczyzn nr 2 i 3 osobno dla deuteru i wodoru.

Anizotropia rozmycia termicznego dla kierunku biegunowego

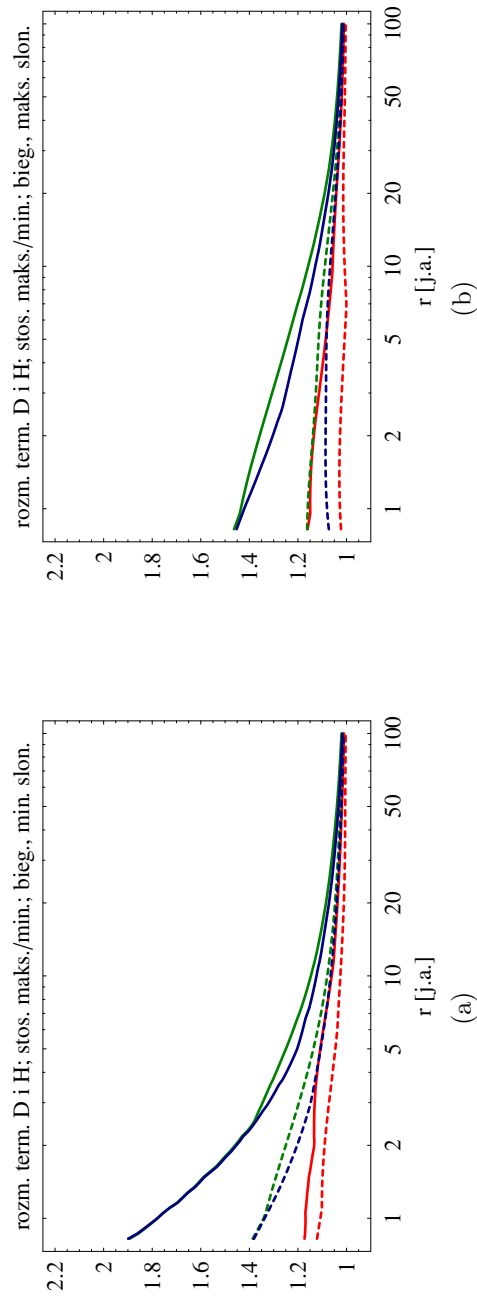


Anizotropia rozmycia termicznego dla kierunku biegunowego (cd.)



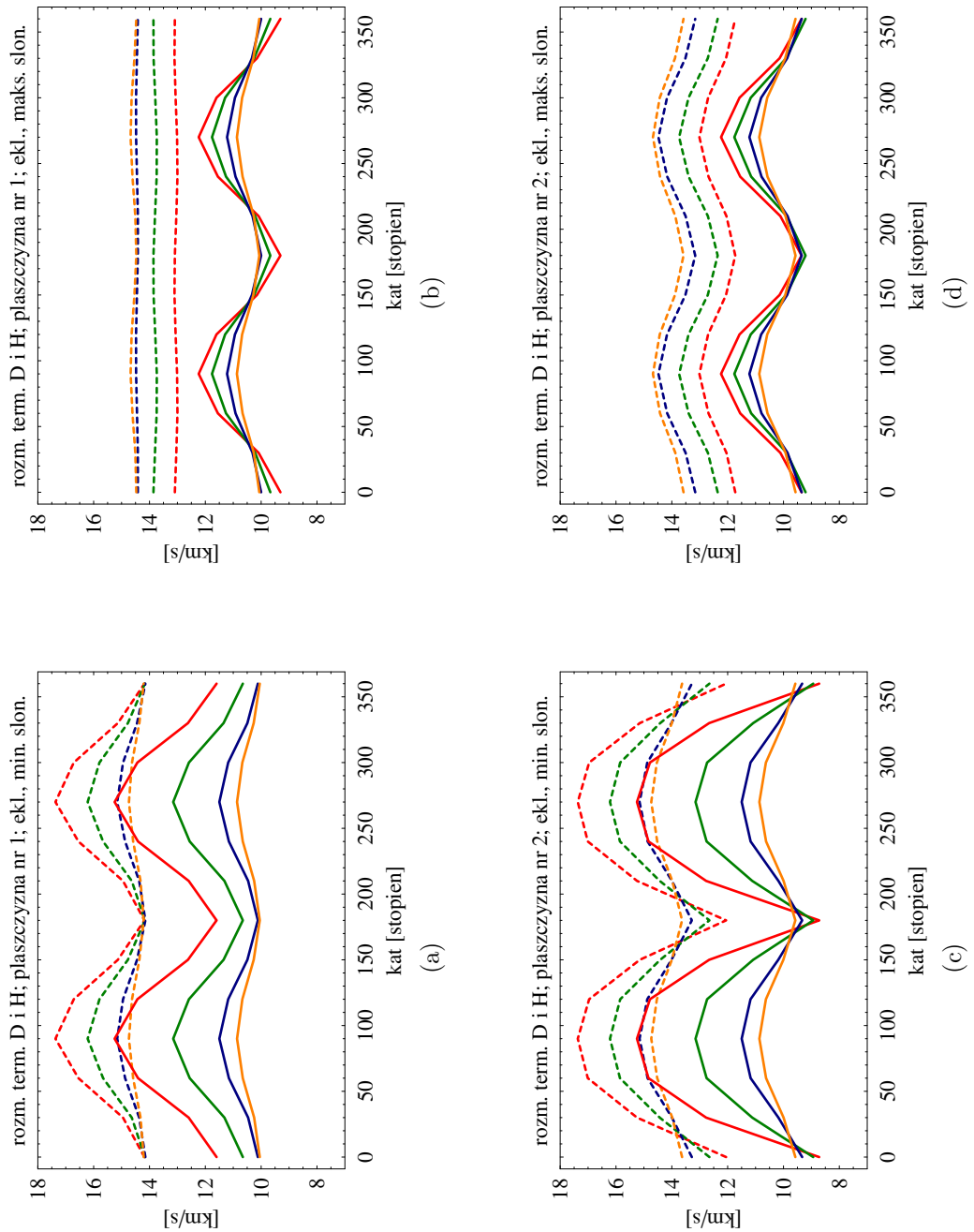
Rysunek 5.25: Rozmycie termiczne atomów deuteru (linie ciągłe) i wodoru (linie przerywane) w minimum (lewe panele) i maksimum słonecznym (prawe panele) w trzech płaszczyznach (patrz Rys. 5.22) w kierunku biegunowym; kolor czerwony–1 j.a., kolor zielony–2 j.a., kolor niebieski–5 j.a., kolor pomarańczowy–10 j.a.

Anizotropia rozmycia termicznego dla kierunku biegunowego (cd.)

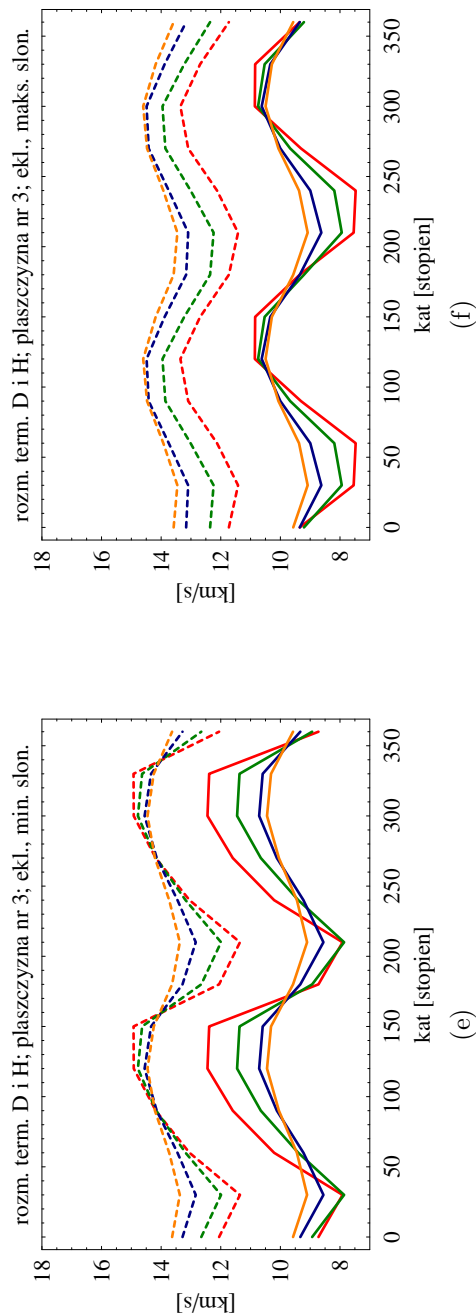


Rysunek 5.26: Stosunek maksimum/minimum rozmycia termicznego w trzech płaszczyznach (patrz Rys. 5.22) w minimum (lewy panel) i maksimum (prawy panel) słonecznym w kierunku biegunowym: nr 1 (kolor czerwony), nr 2 (kolor zielony) oraz nr 3 (kolor niebieski); linie ciągłe—deuter, linie przerywane—wodór.

Anizotropia rozmycia termicznego dla kierunku ekliptycznego

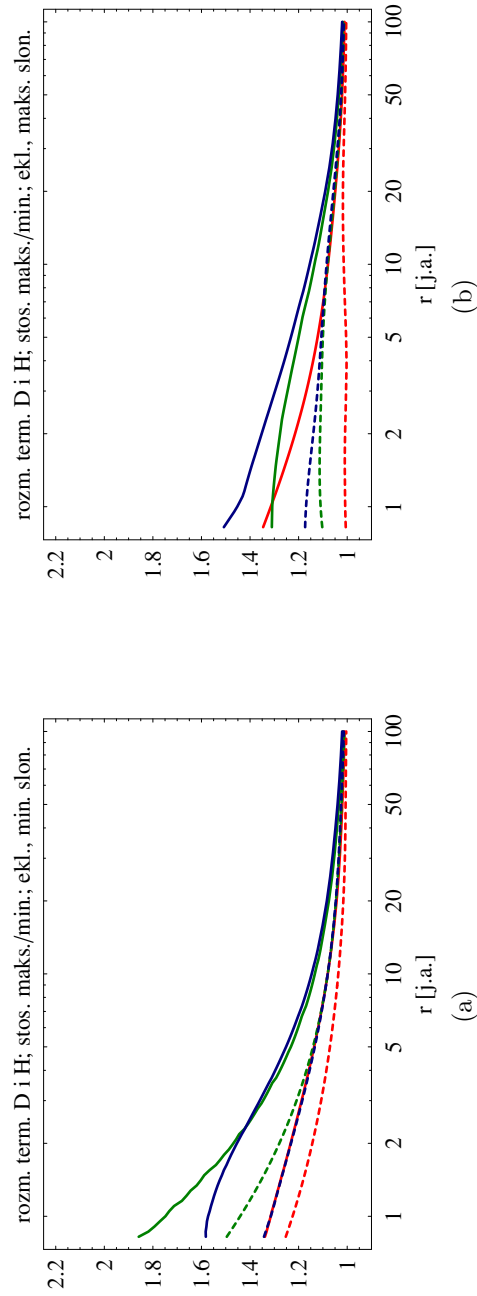


Anizotropia rozmycia termicznego dla kierunku ekliptycznego (cd.)



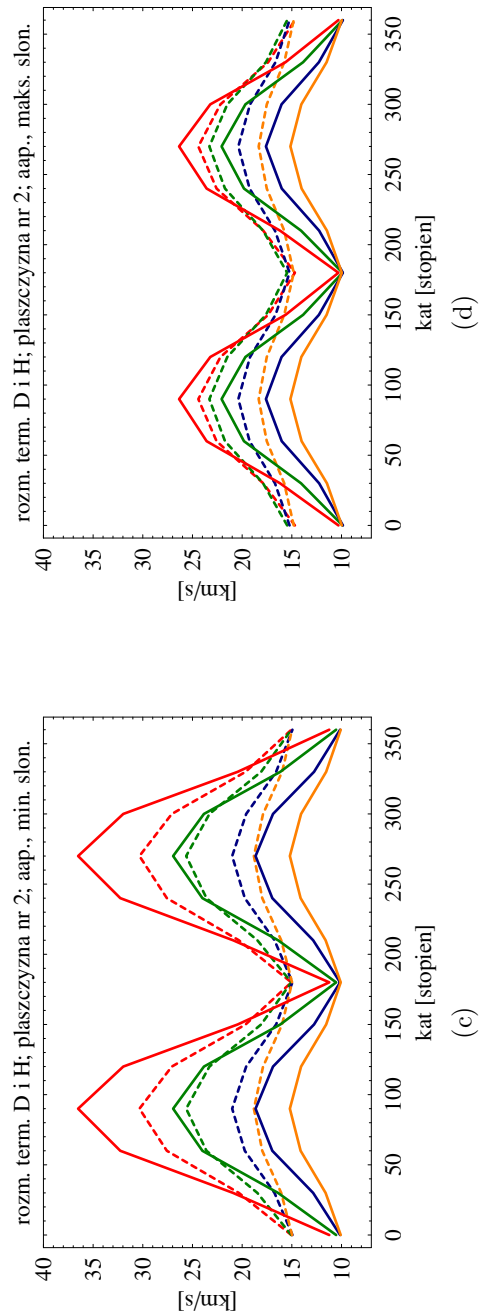
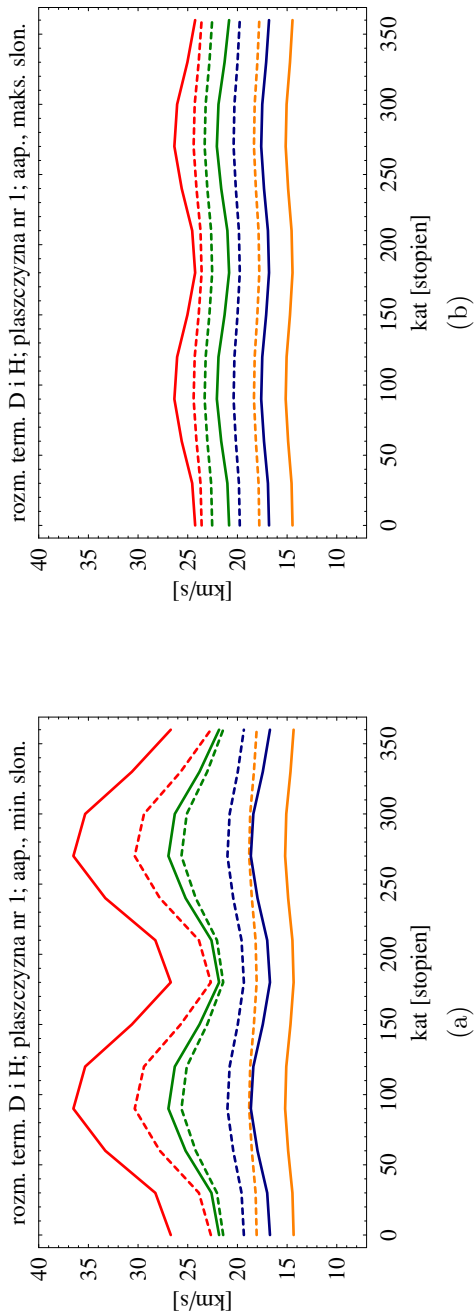
Rysunek 5.27: Rozmycie termiczne atomów deuteru (linie ciągłe) i wodoru (linie przerywane) w minimum (lewe panele) i maksimum słonecznym (prawe panele) w trzech płaszczyznach (patrz Rys. 5.22) w kierunku ekliptycznym; kolor czerwony–1 j.a., kolor zielony–2 j.a., kolor niebieski–5 j.a., kolor pomarańczowy–10 j.a.

Anizotropia rozmycia termicznego dla kierunku ekliptycznego (cd.)

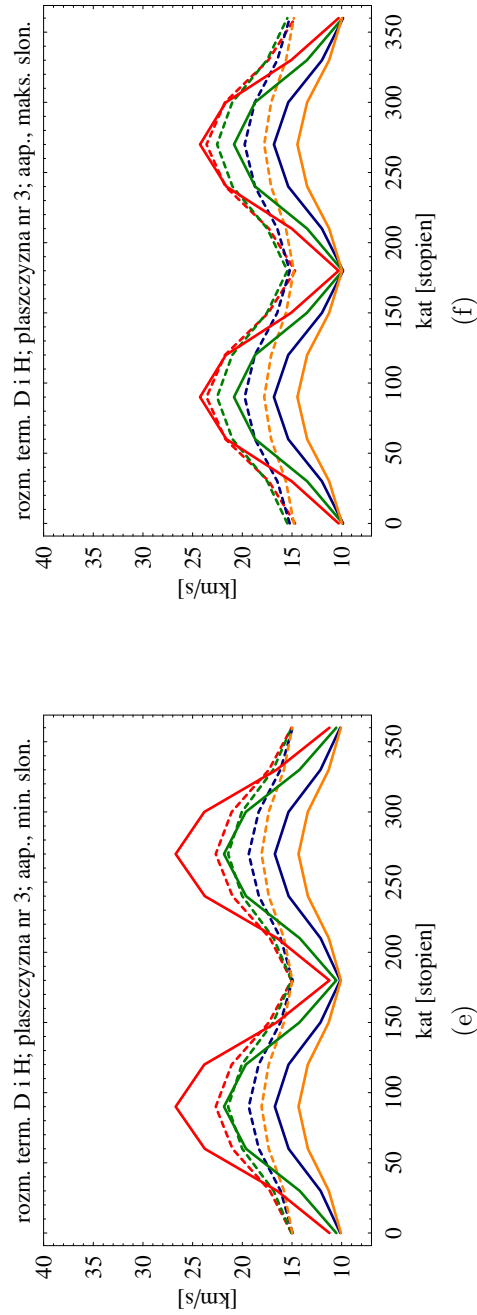


Rysunek 5.28: Stosunek maksimum/minimum rozmycia termicznego w trzech płaszczyznach (patrz Rys. 5.22) w minimum (lewy panel) i maksimum (prawy panel) słonecznym w kierunku ekliptycznym: nr 1 (kolor czerwony), nr 2 (kolor zielony) oraz nr 3 (kolor niebieski); linie ciągłe–deuter, linie przerywane–wodór.

Anizotropia rozmycia termicznego dla antyapeksu

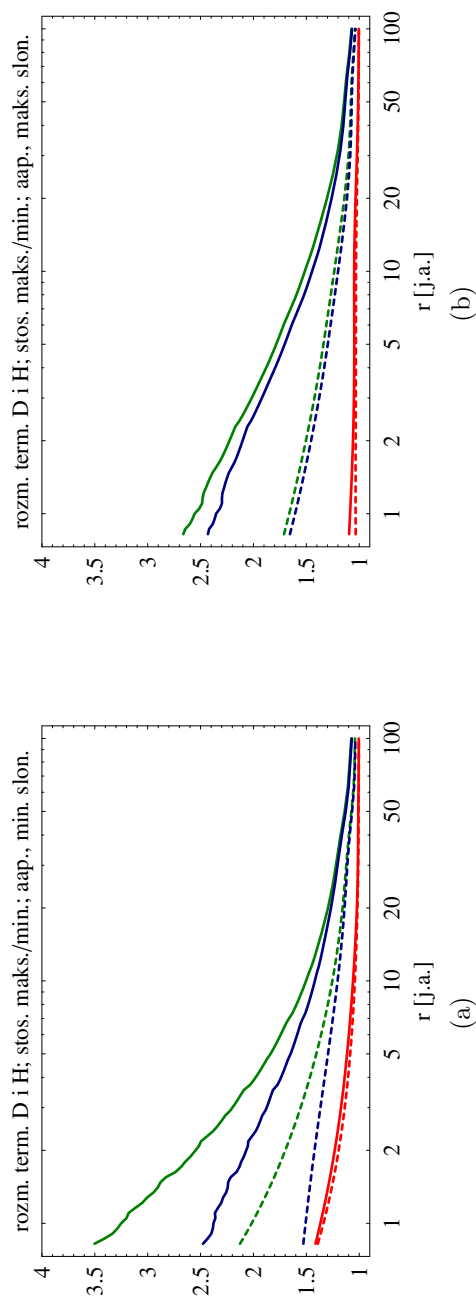


Anizotropia rozmycia termicznego dla antyapeksu (cd.)



Rysunek 5.29: Rozmycie termiczne atomów deuteru (linie ciągłe) i wodoru (linie przerywane) w minimum (lewe panele) i maksimum słonecznym (prawe panele) w trzech płaszczynach (patrz Rys. 5.22) na osi antyapeksu; kolor czerwony-1 j.a., kolor zielony-2 j.a., kolor niebieski-5 j.a., kolor pomarańczowy-10 j.a.

Anizotropia rozmycia termicznego dla antyapeksu (cd.)



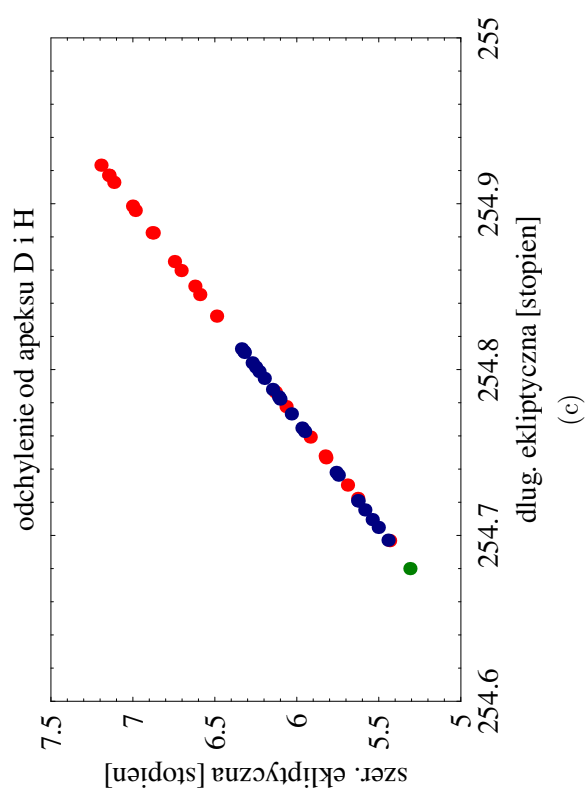
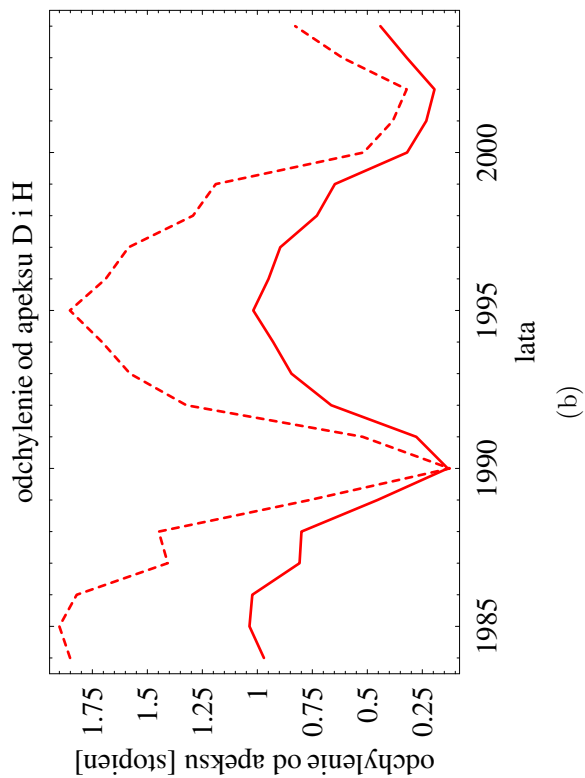
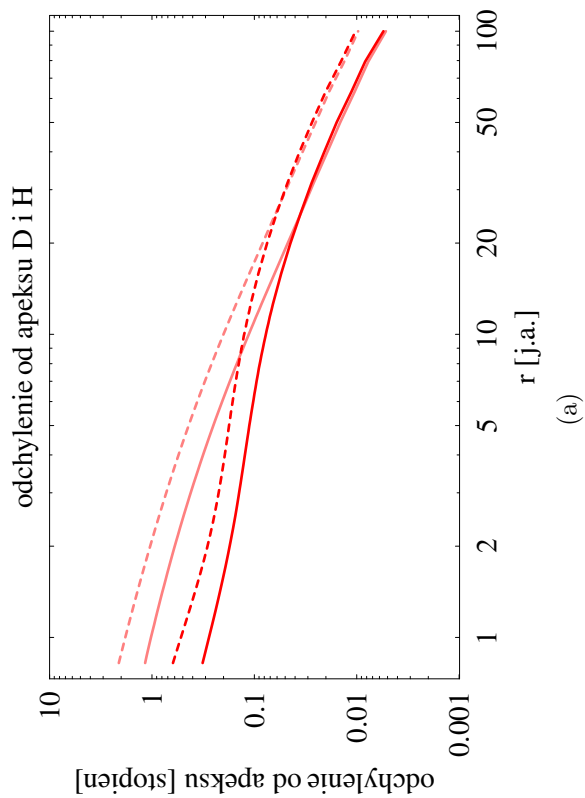
Rysunek 5.30: Stosunek maksimum/minimum rozmycia termicznego w trzech płaszczyznach (patrz Rys. 5.22) w minimum (lewy panel) i maksimum (prawy panel) słonecznym na osi antyapeksu: nr 1 (kolor czerwony), nr 2 (kolor zielony) oraz nr 3 (kolor niebieski); linie ciągłe–deuter, linie przerywane–wodór.

5.6 Odchylenie wiązek atomów deuteru i wodoru od kanonicznego kierunku napływu gazu

Odchylenie wiązek wodorowych od kanonicznego kierunku napływu neutralnego helu do wnętrza heliosfery jest szeroko dyskutowane w pracy Lallement i in. [2005]. Autorzy tej pracy sugerują, iż kierunek napływu neutralnego wodoru do wnętrza heliosfery jest odchylony o ok. 4° od kierunku napływu neutralnego helu międzygwiazdowego (kierunek napływu wodoru: 252.2° długości i 9.0° szerokości ekliptycznej, kierunek napływu helu: 254.7° długości i 5.3° szerokości ekliptycznej, patrz Tab. 1.1). Najbardziej prawdopodobnym wyjaśnieniem tego zjawiska jest zniekształcenie heliosfery (w zasadzie interfejsu heliosferycznego) spowodowane obecnością zewnętrznego pola magnetycznego. W przeciwieństwie do wodoru (i deuteru) neutralny hel pochodzenia międzygwiazdowego praktycznie nie oddziałuje z plazmą w interfejsie heliosferycznym, z uwagi na mniejsze tempo jonizacji tego gazu (ok. 1–2 rzędy wielkości) przez procesy rezonansowej wymiany ładunku i elektronowej jonizacji zderzeniowej (patrz Roz. 1.3 i 1.6). Neutralny wodór (i deuter) wnikając do wnętrza heliosfery niesie ze sobą pewien „odcisk” warunków plazmowych panujących w interfejsie heliosferycznym. Te z kolei (a także struktura i rozmiar interfejsu) są silnie sprzężone z zewnętrznym polem magnetycznym np. [Ratkiewicz i McKenzie, 2003, Pogorelov i Zank, 2006].

Innym wyjaśnieniem tego efektu może być silna anizotropia szerokościowa i asymetria północ–południe SW. W niniejszej rozprawie efekty te zostały uwzględnione w trakcie budowy modelu pola jonizacji działającego na neutralne atomy wodoru i deuteru we wnętrzu heliosfery (patrz Roz. 2.3.3). Anizotropia szerokościowa (z uwzględnieniem asymetrii północ–południe wynoszącej ok. 10%) tempa wymiany ładunku w modelu wynosi ok. 46% i ok. 61% (stosunek wartości na równiku słonecznym do wartości na biegunach).

Poniżej przedstawiono odchylenie wiązek atomów deuteru i wodoru od kanonicznego kierunku napływu gazu na osi napływu w minimum i maksimum słonecznym w zależności od odległości heliocentrycznej (Rys. 5.31a) oraz na 1 j.a. w zależności do czasu (Rys. 5.31b). Odchylenie od kierunku apeksu wiązek deuteru i wodoru zwiększa się od maksimum do minimum słonecznego oraz w miarę zbliżania się do Słońca. Na osi napływu odchylenie wiązki atomów deuteru jest mniejsze niż wodoru i w minimum słonecznym na 1 j.a. wynosi ono odpowiednio ok. 1.05° i ok. 1.9° . W maksimum słonecznym deuter i wodor na osi apeksu napływają praktycznie z tego samego kierunku, przy czym odchylenie od kierunku apeksu jest poniżej 0.2° . Na Rys. 5.31c przedstawiono wahania czasowe kierunku napływu deuteru i wodoru na 1 j.a. Porównując wyniki z niniejszej rozprawy z wynikami z pracy Lallement i in. [2005] można zauważyć, że kierunek zmian w długości ekliptycznej jest odwrotny, ale wobec zmian $\sim 0.3^\circ$ można go zaniedbać. W szerokości ekliptycznej charakter zmian kierunku napływu w obu pracach się pokrywa, natomiast wartości otrzymane w niniejszej pracy są ok. dwukrotnie mniejsze. Wyniki wskazują, iż przyczynę od asymetrii SW może tylko w nieznacznym stopniu tłumaczyć obserwowane zmiany kierunku napływu gazu wodorowego do wnętrza heliosfery.



Rysunek 5.31: Odchylenie wiązek atomów deuteru (linie ciągłe) i wodoru (linie przerywane) od kanonicznego kierunku napływu gazu w kierunku apoksu w zależności od odległości heliocentrycznej (a) i odchylenie na 1 j.a. w zależności od czasu (b) oraz odchylenie na 1 j.a. w zależności od czasu we współrzędnych ekliptycznych (c); jasny odcień – minimum słoneczne, ciemny odcień – maksimum słoneczne, zielona kropka – kanoniczny kierunek napływu, niebieskie kropki – odchylenie deuteru, czerwone kropki – odchylenie wodoru.

Podsumowanie

Wnioski płynące z przedstawionych w tym rozdziale wyników można podsumować w następujący sposób:

1. znormalizowana obfitość D/H wzrasta od TS w kierunku do Słońca (w stosunku do wartości na TS), niezależnie od punktu przestrzeni, przy czym wartość dla każdej odległości wzrasta od apeksu do antyapeksu oraz jest największa w maksimum słonecznym,
2. niezależnie od fazy cyklu słonecznego od ok. 3.5 j.a. w kierunku Słońca nieco większa gęstość deuteru i wodoru występuje na biegunie północnym niż w kierunku prostopadłym w płaszczyźnie ekliptyki,
3. znormalizowana obfitość D/H zmienia się bardzo w czasie dla odległości mniejszych niż 5 j.a. od Słońca, przy czym skala zmian rośnie wraz ze zmniejszaniem się odległości heliocentrycznej oraz od apeksu do antyapeksu,
4. deuter w pobliżu Słońca jest szybszy niż wodór niezależnie od fazy cyklu słonecznego, punktu przestrzeni oraz kąta odchylenia od osi apeksu,
5. zachowanie strumieni deuteru i wodoru jest podobne do zachowania gęstości obu gazów,
6. w minimum słonecznym rozmycie termiczne deuteru maleje od TS do wnętrza heliosfery tylko dla kierunku apeksu, natomiast dla kierunków prostopadłych do apeksu i dla antyapeksu rozmycie termiczne rośnie. W maksimum słonecznym rozmycie termiczne rośnie do wnętrza heliosfery tylko dla kierunku antyapeksu, natomiast w pozostałych kierunkach maleje,
7. rozmycie termiczne wodoru maleje od TS do wnętrza heliosfery oprócz kierunku antyapeksu, gdzie praktycznie utrzymuje się na stałym poziomie. Efekt ten nie zależy od fazy cyklu słonecznego,
8. rozmycie termiczne deuteru i wodoru zmienia się w czasie praktycznie dla odległości mniejszych niż 5–7 j.a. od Słońca i rośnie wraz ze zmniejszeniem odległości. Efekt ten nie zależy od punktu przestrzeni, przy czym zmiany w kierunku prostopadłym do apeksu w płaszczyźnie ekliptyki są większe niż na biegunie,
9. rozmiar kątowy wiązek atomów deuteru jest mniejszy niż odpowiednich wiązek wodorowych. Na 1 j.a. w maksimum słonecznym różnica ta może sięgać ok. 130%,
10. stosunek szybkości do rozmycia termicznego wodoru w minimum słonecznym dla kierunku apeksu i prostopadłego do apeksu jest podobny i rośnie od TS do wnętrza heliosfery, na 1 j.a. wynosi ok. 2.3–2.7, natomiast dla antyapeksu stosunek maleje wraz z odległością od Słońca i na 1 j.a. wynosi ok. 0.8,

11. w maksimum słonecznym stosunek szybkości do rozmycia termicznego dla wodoru w kierunku prostopadłym do apeksu zachowuje się podobnie jak w minimum słonecznym, natomiast kierunek apeksu zachowuje się inaczej, bowiem do odległości ok. 3 j.a. stosunek rośnie, a potem zaczyna maleć i na 1 j.a. wynosi ok. 1.5. W kierunku antyapeksu stosunek zachowuje się podobnie jak w minimum słonecznym tzn. maleje do wnętrza heliosfery i w pobliżu Ziemi wynosi ok. 0.5,
12. stosunek szybkości do rozmycia termicznego dla deuteru oprócz kierunku antyapeksu rośnie do wnętrza heliosfery niezależnie od fazy cyklu słonecznego. Deuter wydaje się być znacznie lepiej skolimowany, szczególnie w minimum słonecznym, gdzie stosunek szybkości do rozmycia termicznego dla kierunku apeksu na 1 j.a. wynosi ok. 4.8 (w maksimum słonecznym ok. 3.6), w kierunkach prostopadłych do apeksu na 1 j.a. wynosi ok. 3.3–3.7 (w maksimum słonecznym ok. 3.3–3.4). Dla kierunku antyapeksu charakter zmian jest podobny jak dla wodoru i dla 1 j.a. stosunek w minimum słonecznym wynosi ok. 1.05 (w maksimum słonecznym ok. 0.95),
13. rozmycie termiczne w trzech płaszczyznach związanych z kierunkiem prędkości masowej gazu zwiększa się w miarę zbliżania do Słońca, oraz rośnie od apeksu w kierunku antyapeksu,
14. odchylenie wiązek atomów deuteru i wodoru na osi napływu od kierunku apeksu jest największe w minimum słonecznym, przy czym odchylenie atomów deuteru jest mniejsze niż atomów wodoru.

Rozdział 6

Oczekiwany rozkład deuteru międzygwiazdowego na orbicie Ziemi

Rozdział ten jest wstępnym rekonosanssem mającym na celu oszacowanie rozkładu neutralnych atomów deuteru i wodoru międzygwiazdowego na orbicie Ziemi oraz rozpoznanie możliwości obserwacyjnych w kontekście nadchodzącej misji IBEX [McComas i in., 2004, 2005, 2006].

Wyniki przedstawione w tym rozdziale przedstawiają symulacje rozkładu deuteru i wodoru neutralnego na orbicie Ziemi. Symulacje prowadzono w taki sposób, że „punkt obliczeń” posuwał się w czasie i przestrzeni jak Ziemia. Symulacje wykonano dla jedenastoletniego cyklu słonecznego (lata 1986–1997, obliczenia prowadzone dla piątego dnia każdego miesiąca). Model strumienia całkowitego w linii Lyman- α oraz procesów jonizacyjnych użytych w tych symulacjach jest taki sam jak w poprzednich obliczeniach rozkładu neutralnego gazu deuterowego i wodorowego w heliosferze (patrz Roz. 2.3.2 i 2.3.3). Z uwagi na liniową zależność lokalnej gęstości gazu od gęstości na TS (por. Rów. 2.1) przyjęto, że gęstość atomów wodoru na TS wynosi 1 cm^{-3} .

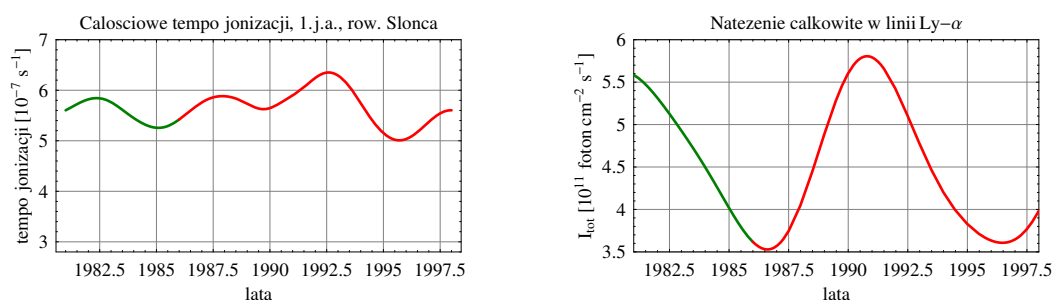
Jedyną znaną pracą dotyczącą symulacji czasowych rozkładu neutralnego wodoru międzygwiazdowego na orbicie Ziemi jest praca Bzowski i in. [1996]. Wnioski płynące z tej pracy można podsumować następująco:

1. gęstość wodoru na osi napływu waha się pomiędzy wartościami ok. 0.018 i ok. 0.048 cm^{-3} , natomiast na osi spływu wartości te wynoszą odpowiednio ok. 5×10^{-8} i ok. 0.01 cm^{-3} ,
2. lokalna szybkość masowa na osi napływu waha się w granicach od ok. 18 do ok. 35 km/s, natomiast na osi spływu w granicach od ok. 7 do ok. 12 km/s,
3. strumień atomów neutralnego wodoru (liczony dla prędkości względnej Ziemi i atomów wodorowych) waha się w granicach od ok. 0.1 do ok. 10^5 atomów $\text{cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

Z uwagi na założenia przyjęte w tej pracy (parametry gazu na TS: $T=8000$ K i $v_B = 20$ km/s oraz antykorelacja strumienia całkowitego w linii Lyman- α i tempa jonizacji gazu, co w chwili obecnej wydaje się być nie potwierdzone; patrz Roz. 2.3.3) wyniki otrzymane w tej pracy nie opisują dość dobrze rzeczywistego rozkładu neutralnego wodoru pochodzenia międzygwiazdowego na orbicie Ziemi.

Publikowane w niniejszej pracy wyniki dotyczące rozkładu neutralnego deuteru i wodoru międzygwiazdowego na orbicie Ziemi przy uwzględnieniu rzeczywistego (na podstawie pomiarów) ciśnienia promieniowania i tempa jonizacji uzyskano po raz pierwszy.

6.1 Przebiegi czasowe strumienia całkowitego w linii Lyman- α oraz pola jonizacji użyte podczas symulacji



Rysunek 6.1: Całosciowe tempo jonizacji na 1 j.a. w płaszczyźnie równika słonecznego (lewy panel) (Rów. 2.13) a także natężenie całkowite w linii Lyman- α (prawy panel) (Rów. 2.10) w zależności od czasu – kolor czerwony odpowiada symulowanemu okresowi (lata 1986 – 1997).

Do symulacji opisanych w tym rozdziale przyjęto zależny od czasu i szerokości heliograficznej model tempa jonizacji opisany w Roz. 2.3.3 oraz sferycznie symetryczny, zależny od czasu model strumienia słonecznego w linii Lyman- α . Modele te odtwarzają rzeczywiste przebiegi tych wielkości fizycznych w trakcie cyklu słonecznego, natomiast nie odtwarzają fluktuacji o okresach od dni do około roku. W związku z tym wyniki symulacji przedstawione dalej pokazują trendy związane ze zmianą fazy cyklu słonecznego oraz efekty przestrzenne związane ze zmianą położenia Ziemi w stosunku do kierunku napływu, natomiast nie pokazują skutków wymienionych fluktuacji, które oczywiście rzutować będą na wyniki rzeczywistych pomiarów.

6.2 Gęstości

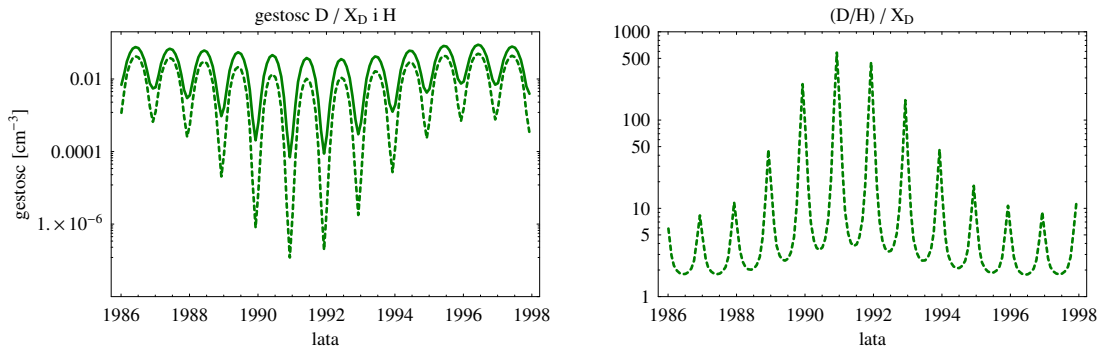
Na Rys. 6.2 przedstawiono zmiany gęstości deuteru i wodoru oraz znormalizowanej obfitości D/H na orbicie Ziemi w funkcji czasu. Około 5 czerwca każdego roku (co na skali czasu odpowiada wartości yyyy.42; zależność czas – dł. ekliptyczna Ziemi przedstawia Tab. 6.1) długość ekliptyczna Ziemi odpowiada długości ekliptycznej osi napływu gazu neutralnego do wnętrza heliosfery zrzutowanej na płaszczyznę ekliptyki. Z Rys. 6.2 (lewy panel) widać, że w kierunku apeksu wartość gęstości deuteru i wodoru przyjmuje maksymalną wartość (w kierunku antyapeksu wartość minimalną) niezależnie od fazy cyklu słonecznego. W maksimum słonecznym wartości gęstości deuteru i wodoru są najmniejsze ze względu na zwiększone odpychanie przez ciśnienie promieniowania w linii Lyman- α . Ze względu na większe prędkości deuteru oraz mniejsze ciśnienie promieniowania działające na atomy neutralne tego pierwiastka, czasowa amplituda gęstości tego gazu jest znacznie mniejsza niż odpowiadająca jej amplituda gęstości neutralnego gazu wodorowego.

Tabela 6.1: Zależność czas – dł. ekliptyczna Ziemi

czas [yyyy.dd]	miesiąc	dł. ekliptyczna Ziemi [°]
1986.01	styczeń	104.55
1986.10	luty	136.09
1986.17	marzec	164.32
1986.26	kwiecień	196.12
1986.34	maj	224.42
1986.42	czerwiec	254.26
1986.51	lipiec	282.90
1986.59	sierpień	312.50
1986.68	wrzesień	342.35
1986.76	październik	11.66
1986.84	listopad	42.48
1986.93	grudzień	72.75

Znormalizowana obfitość D/H (Rys. 6.2; prawy panel) podczas badanego okresu (lata 1986–1997) jest zawsze większa od 1 i wynosi od ok. 2 podczas minimum słonecznego do ok. 600 w maksimum słonecznym, jednak faza cyklu słonecznego ma drugorzędne znaczenie ze względu na słabe wahania znormalizowanej gęstości deuteru na 1 j.a. (mniej niż rząd wielkości) i wodoru (ok. rząd wielkości) w cyklu słonecznym. Znormalizowana obfitość D/H dla każdego roku zwiększa się od apeksu do antyapeksu

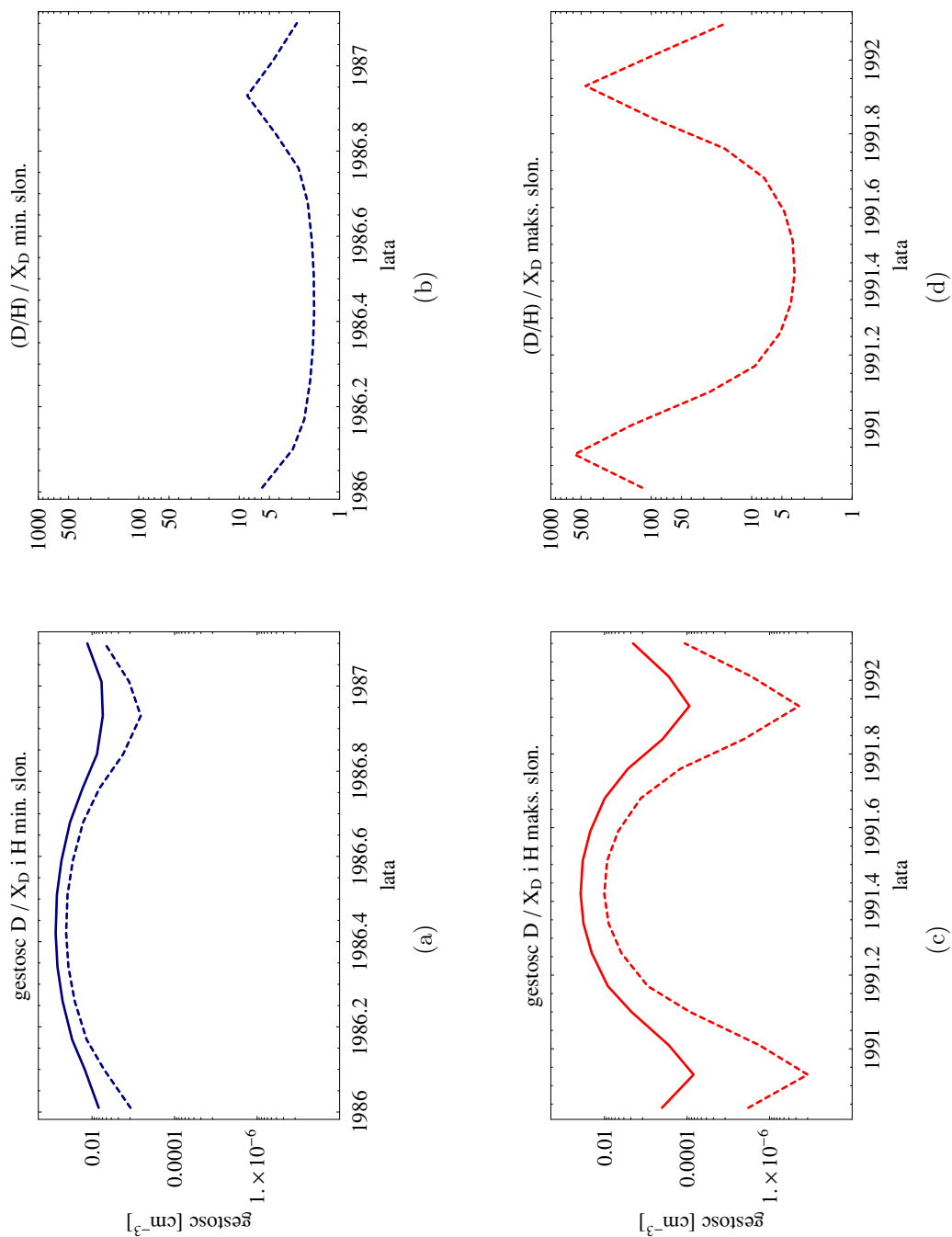
(co na skali czasu odpowiada wartości yyyy.93), gdzie osiąga największą wartość (dla przypomnienia: obfitość D/H w LIC wynosi ok. 1.56×10^{-5} , patrz Roz. 1.5).



Rysunek 6.2: Gęstość atomów neutralnych (lewy panel; linia ciągła–deuter, linia przerywana–wodór) i znormalizowana obfitość D/H (prawy panel) na orbicie Ziemi.

Na Rys. 6.3 przedstawiono gęstości deuteru i wodoru (a,c) oraz znormalizowane obfitości D/H (b,d) podczas jednego obiegu Ziemi w minimum i maksimum słonecznym. Symulacje wskazują, iż najbardziej obiecującym okresem służącym do wykrycia in situ neutralnego deuteru pochodzenia międzygwiazdowego jest minimum słoneczne, natomiast sam pomiar powinien odbywać się w okolicy osi apeksu SW.

Jeżeli weźmiemy pod uwagę okres analogiczny do okresu działania IBEX-a (06.1988–06.1990), to wyniki symulacji wskazują, iż znormalizowana gęstość deuteru jest praktycznie niezmienna, biorąc pod uwagę poszczególne miesiące (z wyjątkiem listopada i grudnia, gdy Ziemia jest w pobliżu osi splotu), natomiast odpowiednia gęstość wodoru maleje wraz ze wzrostem aktywności słonecznej, dlatego prawdopodobnie korzystniejszym okresem (w którym sygnał deuterowy nie jest „przykryty” sygnałem wodorowym) do badań in situ nad neutralnym deuterem międzygwiazdowym wydaje się okres tuż przed planowanym końcem pomiarów IBEX-a, który przypada na maksimum słoneczne.



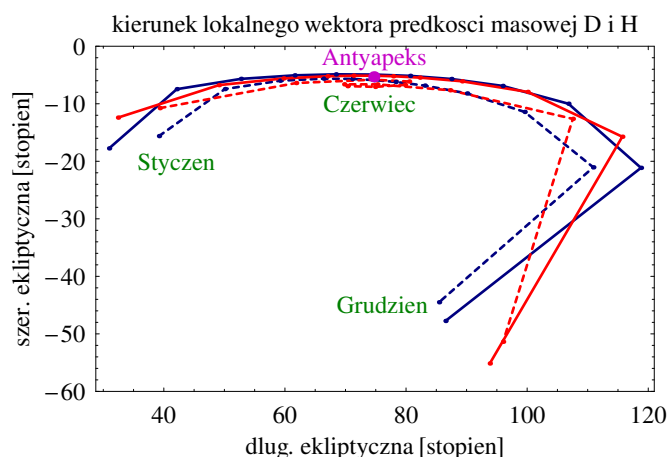
Rysunek 6.3: Gęstość atomów neutralnych (a,c; linia ciągła–deuter, linia przerywana–wodór) i znormalizowana obfitość D/H (b,d) na orbicie Ziemi w minimum (kolor niebieski) i maksimum słonecznym (kolor czerwony).

6.3 Szybkości całkowite i prędkości radialne

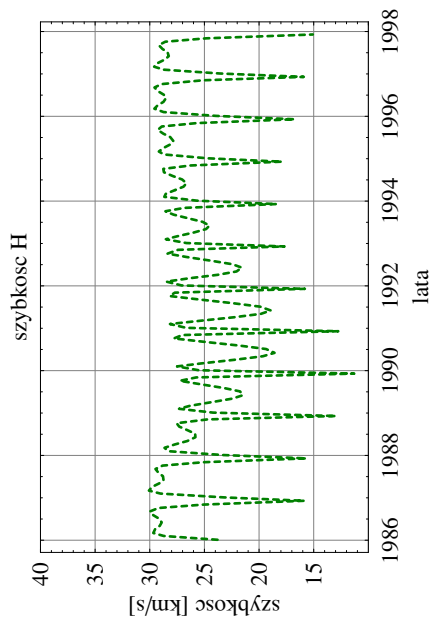
Szybkości atomów neutralnego deuteru oraz ich amplitudy czasowe (w funkcji położenia na orbicie Ziemi związanego z czasem) na orbicie Ziemi są większe niż odpowiadające im wartości dla neutralnych atomów wodoru – Rys. 6.5. Przebieg szybkości deuteru w funkcji czasu (a) jest dość gładki (poza okresem maksimum słonecznego), gdzie podobnie jak dla wodoru (b) możemy zaobserwować pewne „wgłębienia” w okolicach przejścia przez kierunek wyznaczony jako rzut osi napływu na płaszczyznę ekliptyki. Amplituda „wgłębienia” zwiększa się od minimum do maksimum słonecznego. Efekt ten spowodowany jest mniejszym przyspieszeniem na skutek działania odpychającego ciśnienia promieniowania w linii Lyman- α działające na atomy deuteru i wodoru. Stosunek szybkości deuteru do szybkości wodoru waha się pomiędzy wartością ok. 1 a ok. 1.5, przy czym stosunki te są adekwatne dla maksimum słonecznego (d). W minimum słonecznym (c) stosunki szybkości deuteru do wodoru zawierają się w tym przedziale.

Należy zwrócić uwagę, że choć rozważania te są formalnie poprawne dla całej orbity Ziemi, to prędkość masowa gazu zdefiniowana w Rów. 1.11 jako prędkość średnia traci sens w odległości kątowej rzędu 60° wokół osi splotu z powodu występowania tam dwóch przecinających się wiązek gazu (bezpośrednich i pośrednich), różniących się znacznie kierunkiem, jak omówiono to w Roz. 5.3.

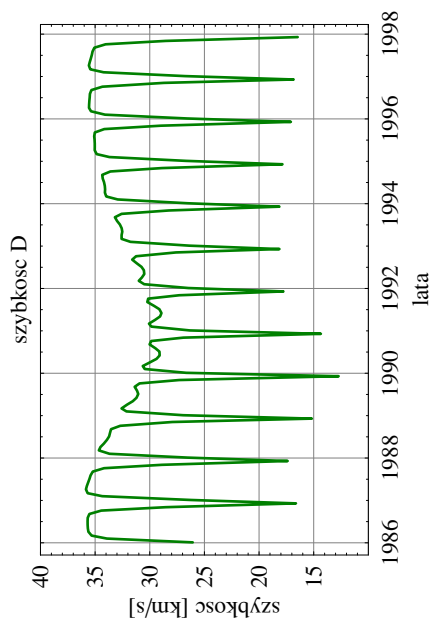
Kierunek lokalnego wektora prędkości masowej obydwu gazów przedstawia Rys. 6.4. Wiązki gazu deuterowego i wodorowego zarówno w minimum jak i maksimum słonecznym są odseparowane od siebie, przy czym stopień separacji rośnie w miarę oddalania się od osi napływu (czerwiec). Kierunek napływu deuteru na orbicie Ziemi jest praktycznie niezmienny w poszczególnych miesiącach w funkcji fazy cyklu słonecznego z wyjątkiem obszaru $\pm 60^\circ$ wokół osi napływu. Wodór natomiast wykazuje znaczne zmiany lokalnego kierunku napływu związane ze zmianami aktywności słonecznej.



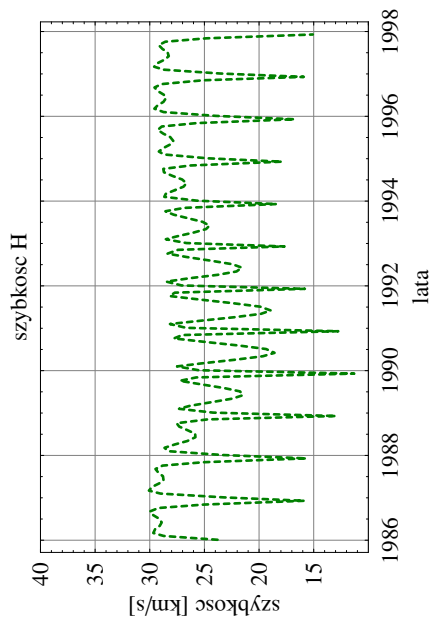
Rysunek 6.4: Kierunek lokalnego wektora prędkości masowej deuteru (linie ciągłe) i wodoru (linie przerywane) w minimum (kolor niebieski) i maksimum słonecznym (kolor czerwony). Kropki–kierunek lokalnego wektora prędkości w poszczególnych miesiącach, fioletowa kropka–kierunek antyapeksu.



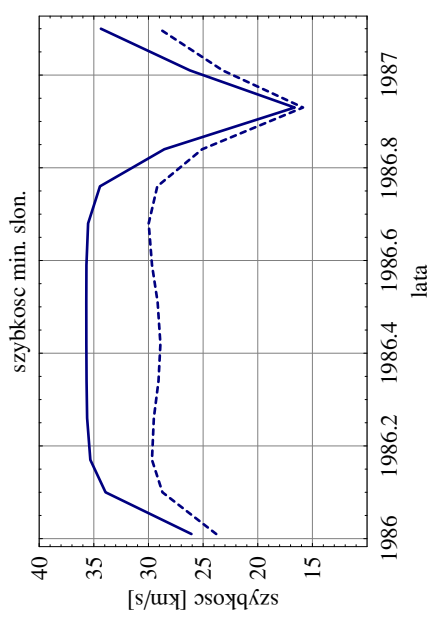
(a)



(b)



(c)

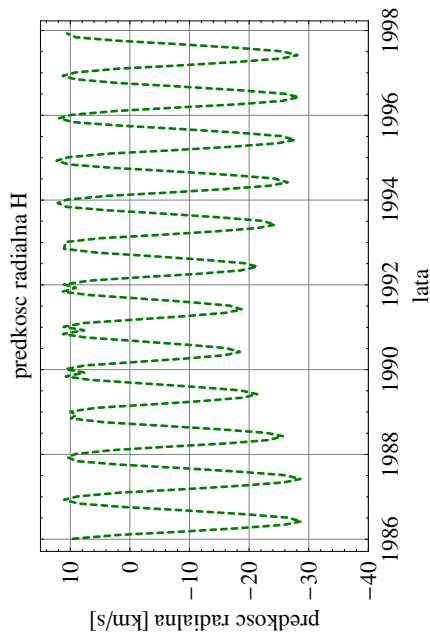


(d)

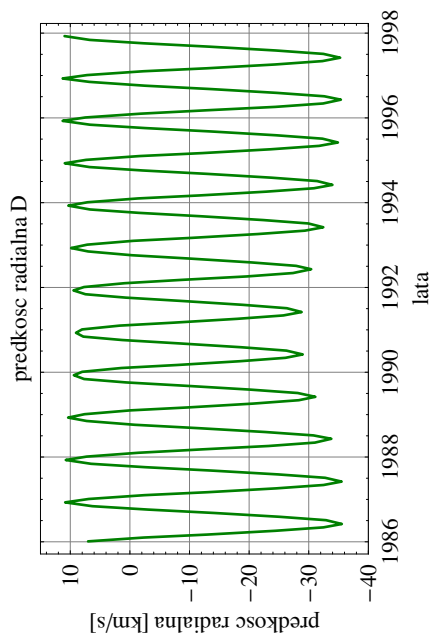
Rysunek 6.5: Szybkość atomów neutralnych deuteru (a) i wodoru (b) na orbicie Ziemi oraz szybkość atomów neutralnych deuteru i wodoru na orbicie Ziemi w minimum (c) i maksimum (d) słonecznym; linie ciągłe–deuter, linie przerywane–wodór; kolor niebieski–minimum słoneczne, kolor czerwony–maksimum słoneczne.

Podobnie jak amplitudy czasowe szybkości, amplitudy czasowe prędkości radialnych deuteru na orbicie Ziemi są większe niż odpowiadające im wartości amplitud dla wodoru – Rys. 6.6, natomiast prędkości radialne atomów deuteru są większe niż prędkości wodoru w półsfery zawierającej kierunek napływu i mniejsze w półsfery spływu z powodu zwiększonego hamowania deuteru za Słońcem (por. Roz. 3). Podobnie jak dla szybkości, w okresie maksimum słonecznego wskutek hamującego działania ciśnienia promieniowania w linii Lyman- α , dla wodoru (b) widać „zagłębienia” w przebiegu czasowym prędkości radialnych z tą różnicą, że efekt ten występuje dla kierunku odpowiadającego rzutowi osi spływu na płaszczyznę ekliptyki. Efekt ten nie jest widoczny dla deuteru (a). Największą różnicę w prędkościach radialnych atomów deuteru i wodoru neutralnego można zaobserwować w maksimum słonecznym (d) na osi napływu, gdzie stosunek prędkości radialnej D/H wynosi ok. 1.6. W minimum słonecznym (c) na osi napływu stosunek ten wynosi ok. 1.2.

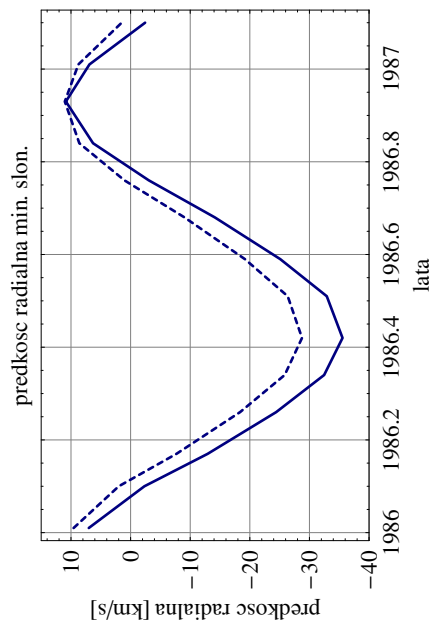
Jeżeli weźmiemy pod uwagę termin, kiedy prędkość radialna atomów wynosi zero, to dla obu pierwiastków można zauważyć pewną prawidłowość - przy przejściu od minimum do maksimum słonecznego następuje przesunięcie wprzód terminu zimowego (dla deuteru o ok. 10 a dla wodoru o ok. 20 dni) i przesunięcie wstecz terminu jesiennego (dla deuteru o ok. 7 a dla wodoru o ok. 20 dni). W minimum słonecznym zerowej prędkości radialnej atomów deuteru można się spodziewać pod koniec stycznia i w pierwszej dekadzie października, natomiast w maksimum słonecznym w pierwszej dekadzie lutego i na początku października. Dla wodoru terminy te wynoszą odpowiednio pierwsza dekada lutego i trzecia dekada września oraz początek marca i września.



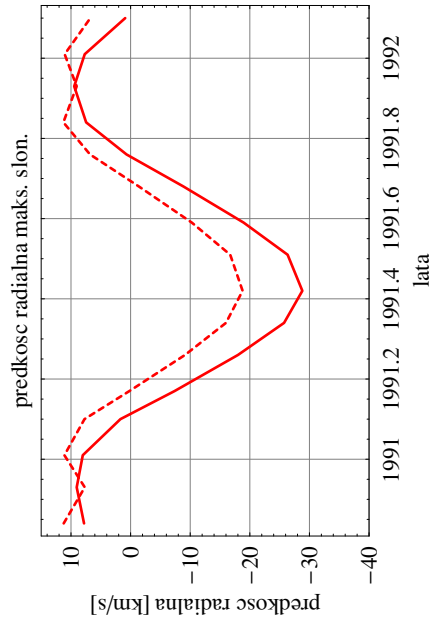
(a)



(b)



(c)

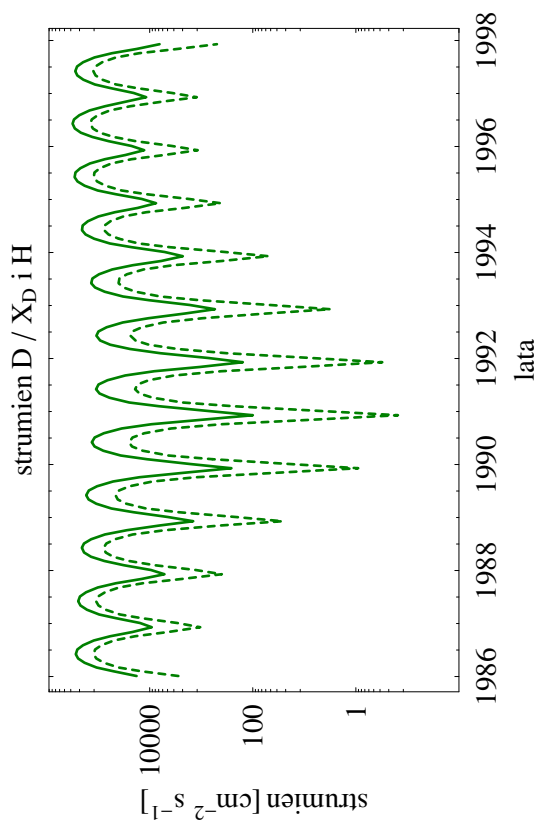


(d)

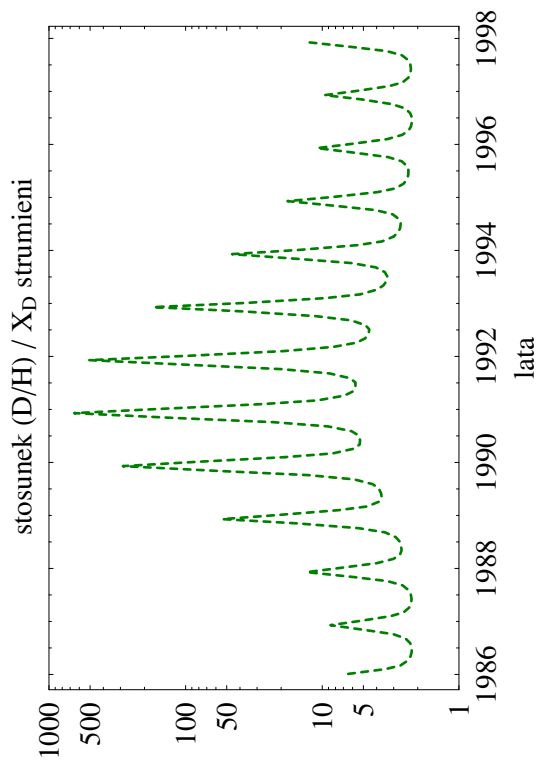
Rysunek 6.6: Prędkość radialna atomów neutralnych deuteru (a) i wodoru (b) na orbicie Ziemi w cyklu słonecznym oraz prędkość radialna atomów neutralnych deuteru i wodoru na orbicie Ziemi w minimum (c) i maksimum słonecznym (d); linie ciągle–deuter, linie przerywane–wodór; kolor niebieski–minimum słoneczne, kolor czerwony–maksimum słoneczne.

6.4 Strumienie

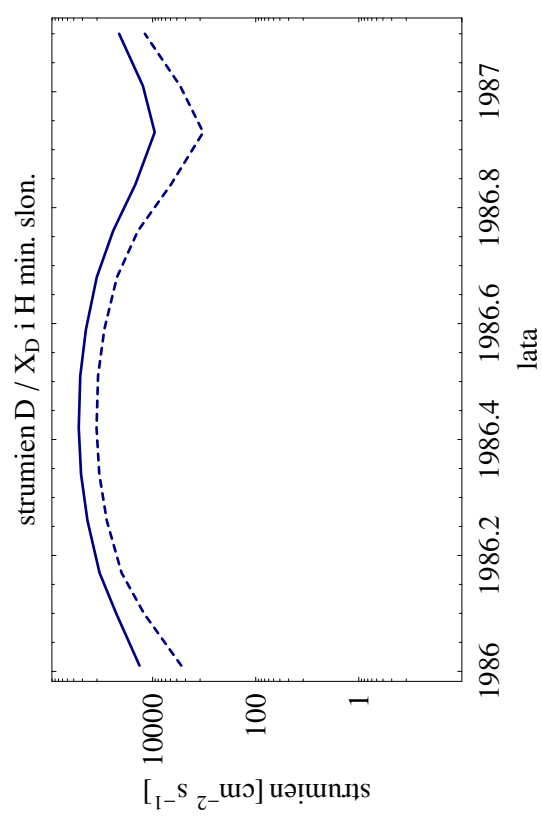
Znormalizowane strumienie neutralnego deuteru międzygwiazdowego na orbicie Ziemi są większe niż odpowiadające im strumienie wodoru – Rys. 6.7. Ze względu na większe szybkości deuteru, wpływ cyklu słonecznego na atomy neutralnego gazu deuterowego jest mniejszy niż w przypadku gazu wodorowego – Rys. 6.7a,c,e. Na osi napływu amplituda zmian w cyklu słonecznym dla deuteru wynosi ok. 1.3 natomiast dla osi spływu ok. 20. Dla wodoru amplitudy te wynoszą odpowiednio ok. 3.5 i ponad 3600. Stosunek strumieni D/H w całym badanym okresie (Rys. 6.7b) wynosi od ok. 2 do ok. 600 i jest największy w maksimum słonecznym (f). Efekt ten związany jest ze znacznymi wahaniami strumienia wodorowego (ok. 6 rzędów wielkości) przy stosunkowo małych wahaniami strumienia deuterowego (ok. 3 rzędów wielkości). Stosunek strumieni D/H w ciągu ok. 6 miesięcy, kiedy Ziemia jest po stronie kierunku napływu jest niemal stały.



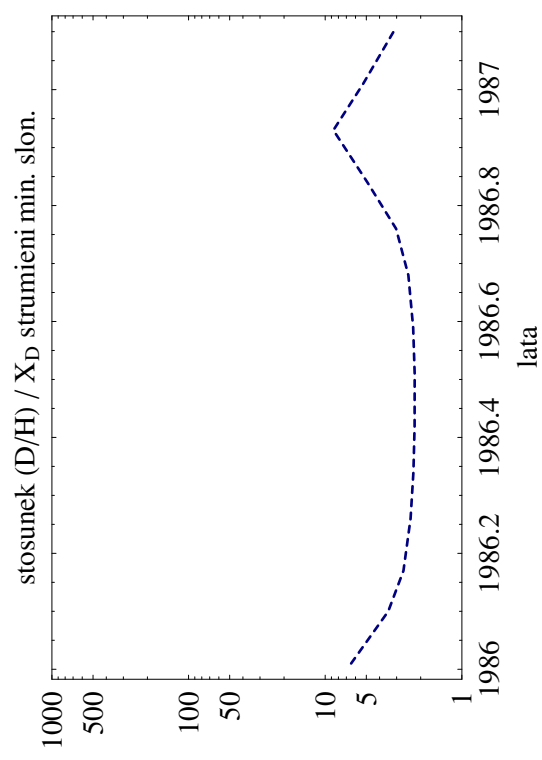
(a)



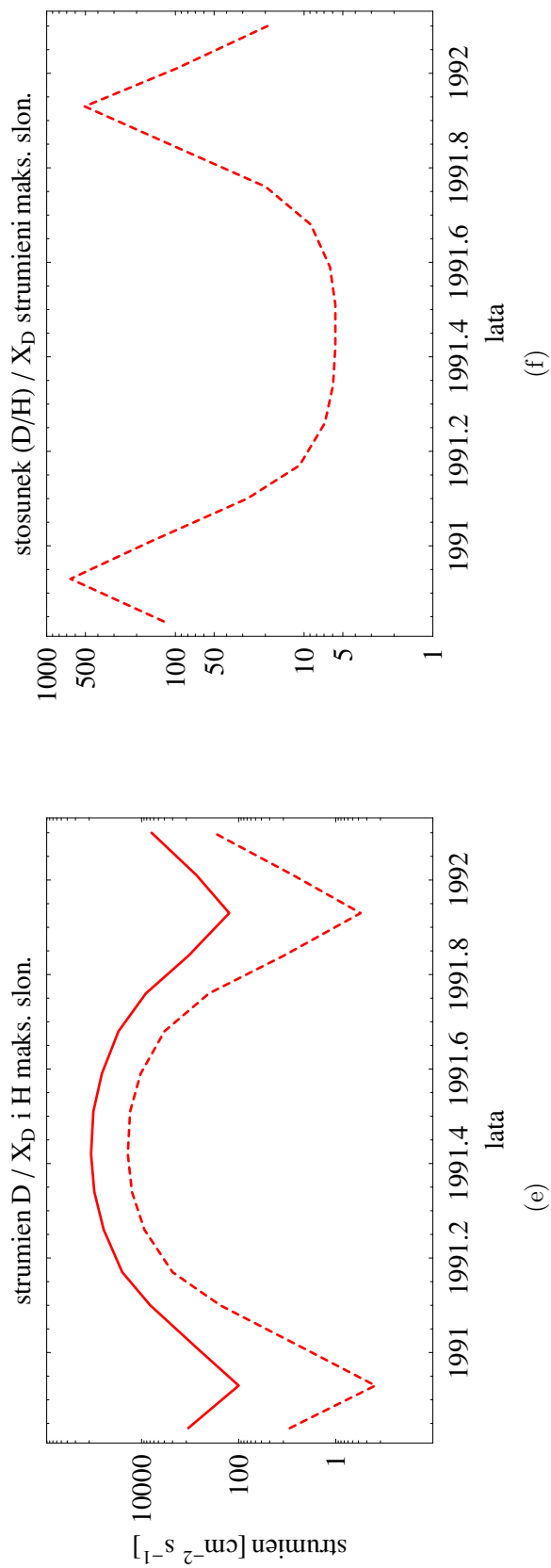
(b)



(c)



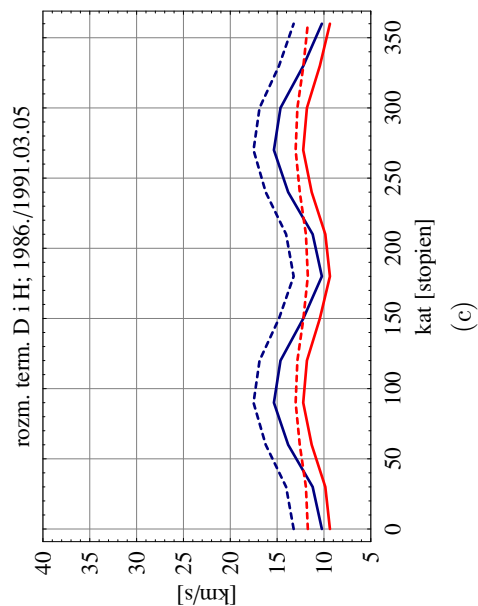
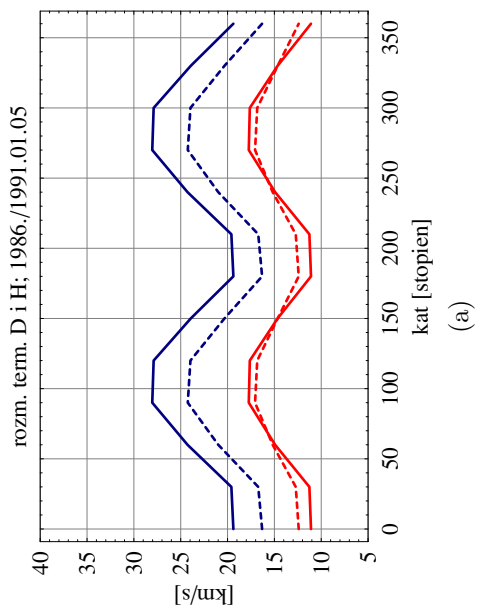
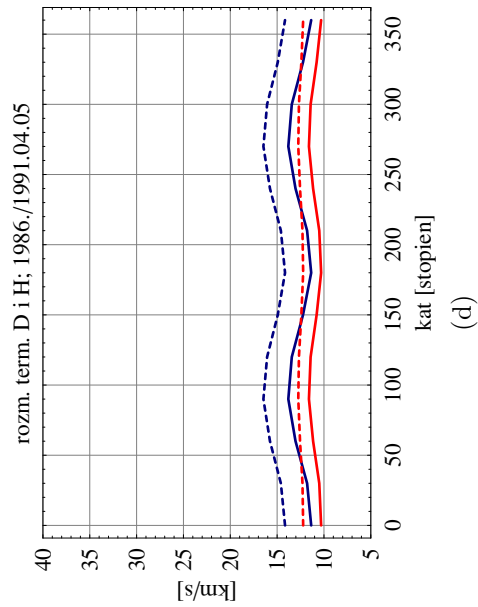
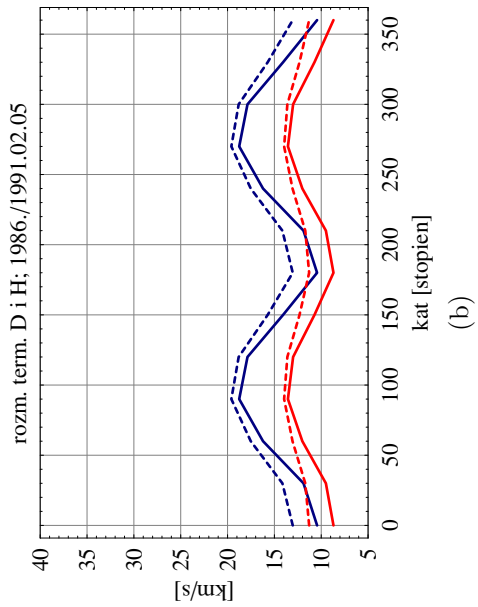
(d)

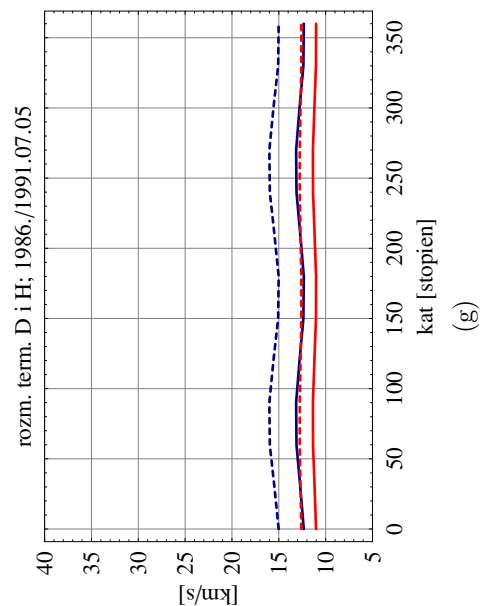
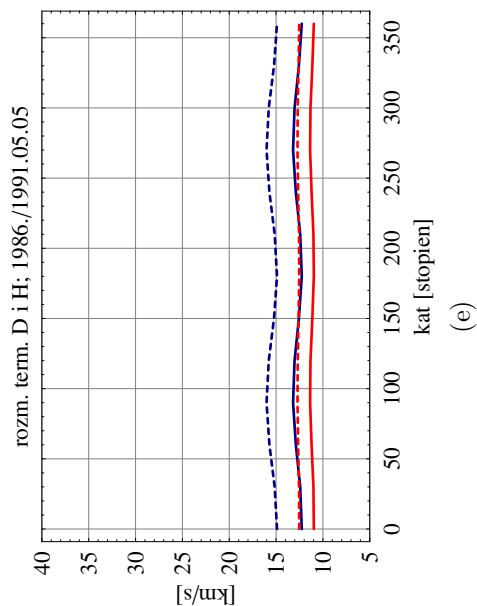
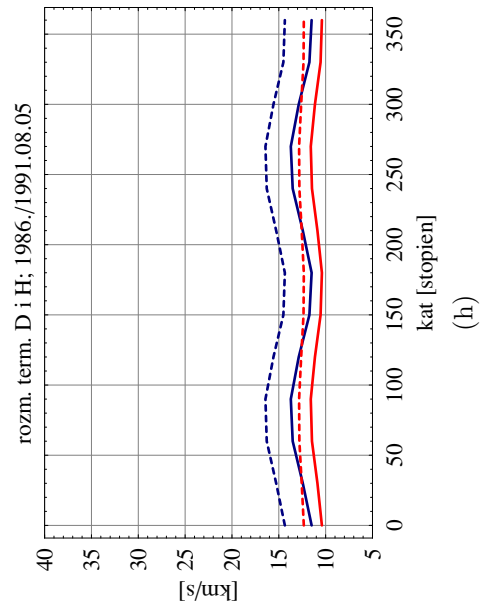
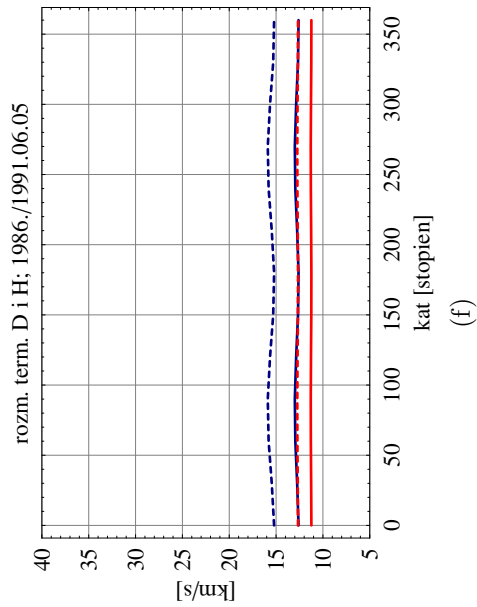


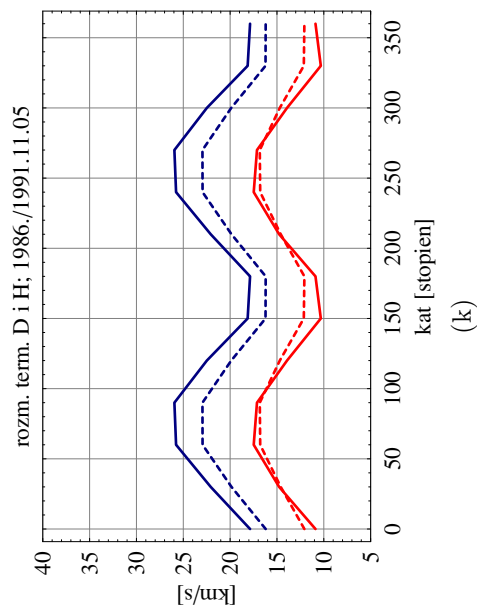
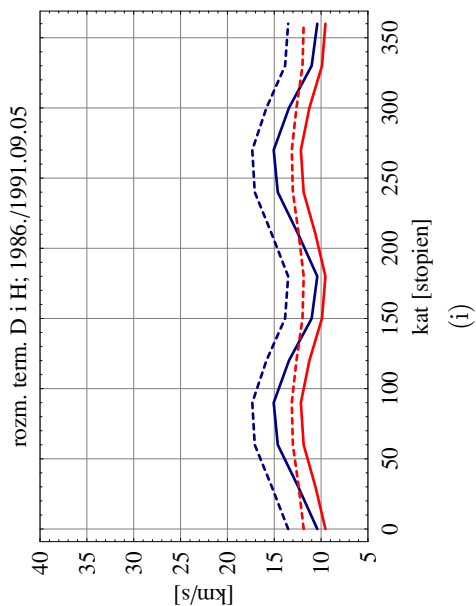
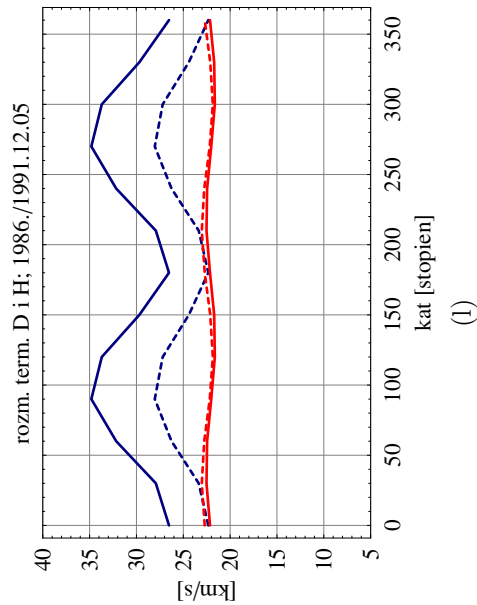
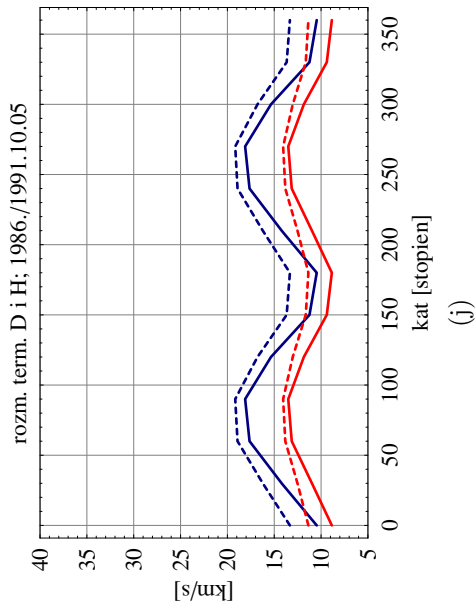
Rysunek 6.7: Strumień (a) i znormalizowany stosunek strumieni D/H (b) atomów neutralnych na orbicie Ziemi oraz strumień i znormalizowany stosunek strumieni D/H atomów neutralnych na orbicie Ziemi w minimum (c,d) i maksimum słonecznym (e,f); panele (a,c,e): linia ciągła–deuter, linia przerywana–wodór, kolor niebieski–minimum słoneczne, kolor czerwony–maksimum słoneczne.

6.5 Rozmycie termiczne

Rozmycie termiczne neutralnego gazu deuterowego i wodorowego zostało przedstawione na Rys. 6.8. Ze względu na sposób pomiaru międzygwiazdowych atomów neutralnych przez IBEX-a (detekcja atomów neutralnych odbywać się będzie w płaszczyźnie prostopadłej do wektora położenia heliocentrycznego $\pm 7^\circ$, [McComas i in., 2004]), rozmycie termiczne obu gazów zostało przedstawione w płaszczyznach prostopadłych do lokalnego wektora położenia Ziemi. Anizotropia rozmycia termicznego przedstawiona jest dla każdego miesiąca Rys. 6.8a–l w okresie minimum i maksimum słonecznego. Panel (f) na Rys. 6.8 przedstawia rozmycie termiczne deuteru i wodoru podczas przejścia przez kierunek odpowiadający rzutowi osi napływu gazu na płaszczyznę ekliptyki. W tym okresie praktycznie nie ma anizotropii rozmycia termicznego obu gazów, co wskazuje na izotropową funkcję rozkładu neutralnego deuteru i wodoru międzygwiazdowego na orbicie Ziemi w tej płaszczyźnie. Największe rozmycie termiczne gazu deuterowego i wodorowego, a także największa anizotropia występuje w kierunku antyapeksu, co spowodowane jest przecinaniem się wiązek atomów bezpośrednich i pośrednich (patrz Roz. 5.3).

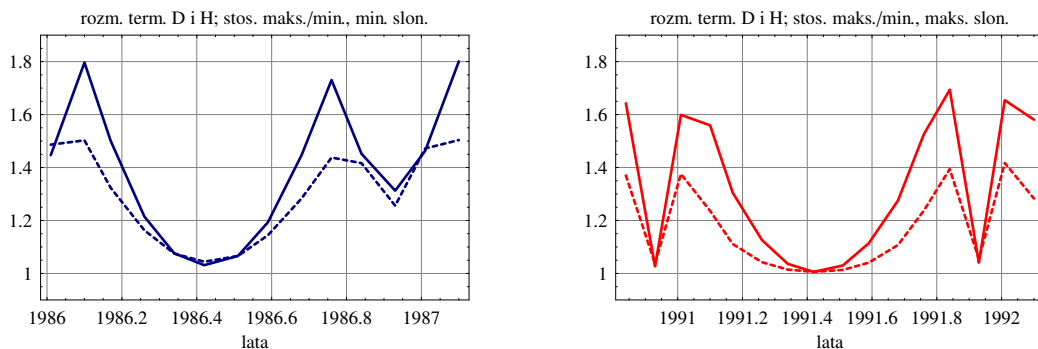






Rysunek 6.8: Roznice termiczne atomów deuteru (linie ciągłe) i wodoru (linie przerywane) w minimum (kolor niebieski) i maksimum słonecznym (kolor czerwony) w płaszczyźnie prostopadłej do lokalnego wektora położenia w poszczególnych miesiącach.

Stosunek maksimum do minimum rozmycia termicznego neutralnego gazu deuterowego i wodorowego na orbicie Ziemi w minimum i maksimum słonecznym przedstawia Rys. 6.9. Podczas przejścia przez rzut osi napływu gazu na orbitę Ziemi (ok. 5 czerwca; yyyy.42) funkcja rozkładu obu gazów w płaszczyźnie prostopadłej do lokalnego wektora położenia Ziemi jest praktycznie izotropowa zarówno w minimum jak i w maksimum słonecznym. Dodatkowo w maksimum słonecznym funkcja rozkładu deuteru i wodoru w tej płaszczyźnie jest prawie izotropowa podczas przejścia przez rzut osi spływu na płaszczyznę ekliptyki (ok. 5 grudnia; yyyy.93). Poza tymi przypadkami anizotropia funkcji rozkładu może sięgać ok. 80% dla deuteru i ok. 50% dla wodoru (ok. 5 października i ok. 5 lutego; yyyy.76 i yyyy.1).

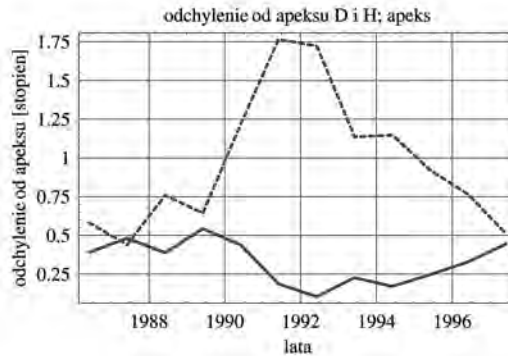


Rysunek 6.9: Stosunek maksimum/minimum rozmycia termicznego w płaszczyźnie prostopadłej do lokalnego wektora położenia w minimum (lewy panel, kolor niebieski) i maksimum (prawy panel, kolor czerwony) słonecznym; linie ciągłe–deuter, linie przerywane–wodór.

6.6 Odchylenie wiązek atomów deuteru i wodoru od kanonicznego kierunku napływu gazu

Odchylenie kierunku lokalnej prędkości masowej od kierunku napływu gazu międzygwiazdowego na osi napływu przedstawia Rys. 6.10. W kierunku apeksu w minimum słonecznym gaz deuterowy i wodorowy napływają praktycznie z tego samego kierunku, natomiast w maksimum słonecznym wiązki wodoru na orbicie Ziemi są nieco bardziej odchyłone od kanonicznego kierunku napływu gazu międzygwiazdowego niż wiązki atomów deuteru. Odpowiedzialną za ten efekt jest anizotropia tempa jonizacji gazu (patrz Roz. 5.6). Różnice są jednak minimalne, na granicy dokładności uzyskanego rozwiązania numerycznego.

Dla wodoru efekt wydaje się skorelowany, a dla deuteru antyskorelowany ze zmianami strumienia całkowitego w linii Lyman- α (por. Rys. 6.1); antykorelacja deuteru względem wodoru wskazuje, że na orbicie Ziemi deuter inaczej reaguje na zmiany strumienia niż wodór.



Rysunek 6.10: Ochylenie wiązek atomów deuteru (linie ciągłe) i wodoru (linie przerywane) od kanonicznego kierunku napływu gazu w kierunku apeksu w zależności od czasu.

6.7 Rozpoznanie możliwości obserwacyjnych misji IBEX

Możliwości obserwacyjne IBEX-a wyznaczone są m.in. przez geometrię pomiaru (patrz Roz. 6.5), zakres energii atomów i wielkość strumienia atomów możliwych do detekcji. Z uwagi na geometrię pomiaru, neutralny deuter jest możliwy do zaobserwowania wyłącznie wtedy, gdy długość ekliptyczna prędkości deuteru względem Ziemi będzie prostopadła ($\pm 7^\circ$) do kierunku na Słońce ($v_r = 0$), natomiast maksymalny zakres energii możliwych do zaobserwowania przez IBEX-a to energie z przedziału 0.01–5.9 keV. Granica strumienia możliwego do zaobserwowania przez detektor niskoenergetyczny IBEX-Lo została konserwatywnie oszacowana na 0.1–1.0 at./($\text{cm}^2 \text{ s sr}$) [Möbius, 2007; informacja prywatna].

Szybkość względna atomu w stosunku do detektora jest istotna o tyle, że bezpośrednio zależy od niej energia zderzenia, a zatem i kanał energetyczny przyrządu, w którym atomy będą mogły zostać zaobserwowane. Ponadto czułość przyrządu również jest silną funkcją energii (rośnie ze wzrostem energii).

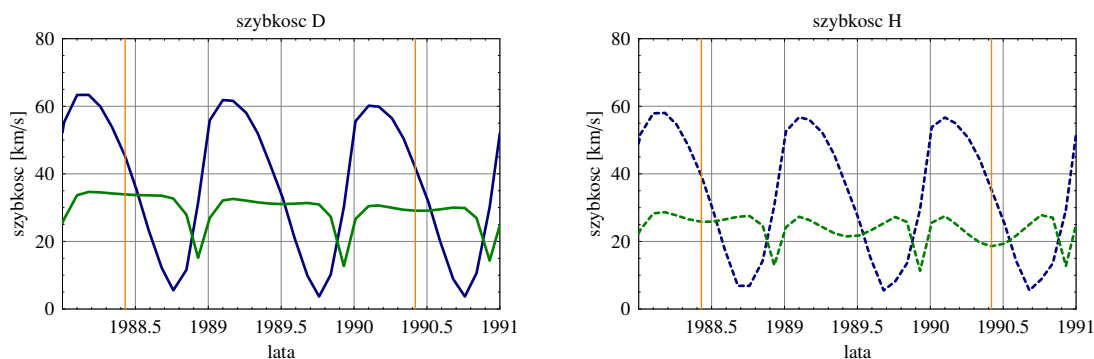
Na Rys. 6.11 przedstawiono porównanie szybkości całkowitych i szybkości względnych (z uwzględnieniem ruchu własnego Ziemi) neutralnego deuteru i wodoru międzygwiazdowego. Dla uproszczenia przyjęto, że Ziemia porusza się po orbicie kołowej. Moduł szybkości względnej $|\mathbf{v}_{wzgl}|$ zdefiniowano jako:

$$|\mathbf{v}_{wzgl}| = |\mathbf{v}_E - \mathbf{v}_{E,D/H}|, \quad (6.1)$$

gdzie: \mathbf{v}_E – prędkość Ziemi,

$\mathbf{v}_{E,D/H}$ – prędkość masowa deuteru/wodoru na orbicie Ziemi.

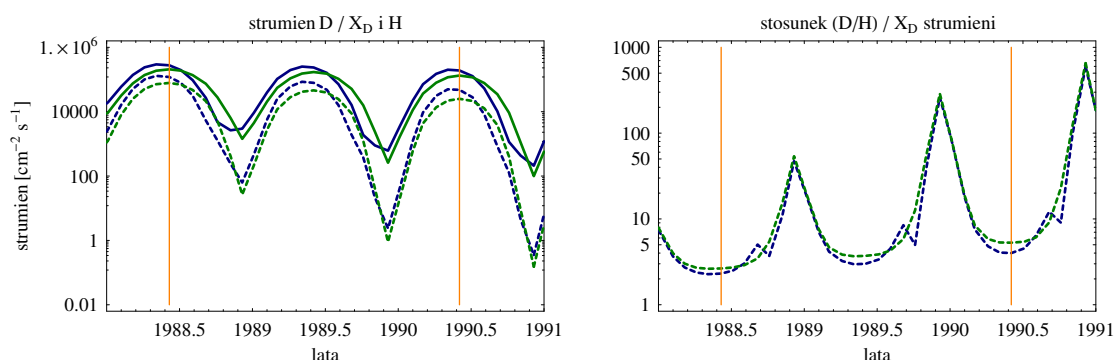
Szybkości całkowite deuteru i wodoru na orbicie Ziemi są bardzo podobne - deuter jest o kilka km/s szybszy, stąd też szybkości względne obu pierwiastków są podobne. Szybkości względne deuteru i wodoru osiągają ekstremum w kierunku prostopadłym do osi napływu (minimum jesienią i maksimum wiosną), gdzie dla deuteru są odpowiednio ok. 4.5–6.7 razy mniejsze i ok. 1.8–1.9 razy większe niż szybkość masowa natomiast dla wodoru wartości te wynoszą odpowiednio ok. 4.0–4.1 i 2.0–2.1.



Rysunek 6.11: Szybkość atomów neutralnych deuteru (lewy panel) i wodoru (prawy panel) na orbicie Ziemi; linie ciągłe–deuter, linie przerywane–wodór, zielony–szybkość całkowita, niebieski–szybkość względem poruszającej się Ziemi, pomarańczowe pionowe linie wyznaczają okres analogiczny do okresu działania IBEX-a.

Wielkość strumienia ma znaczenie dla statystyki pomiaru – od niej bezpośrednio zależy ilość zliczeń atomów rejestrowanych przez przyrząd.

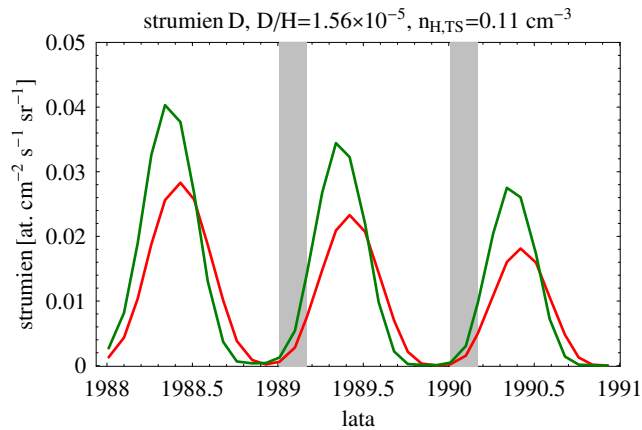
Strumienie gazu deuterowego i wodorowego policzone dla szybkości względnych przedstawia Rys. 6.12.



Rysunek 6.12: Strumień (lewy panel) i znormalizowany stosunek strumieni D/H (prawy panel) atomów neutralnych na orbicie Ziemi; lewy panel: linia ciągła–deuter, linia przerywana–wodór; zielony–strumień dla szybkości całkowitych, niebieski–strumień dla szybkości względnych, pomarańczowe pionowe linie wyznaczają okres analogiczny do okresu działania IBEX-a.

Porównanie oczekiwanego strumienia deuteru (dla gęstości wodoru na TS 0.11 cm^{-3} ; por. [Bzowski i in., 2007]) policzonego dla szybkości względnych i całkowitych przedstawia Rys. 6.13.

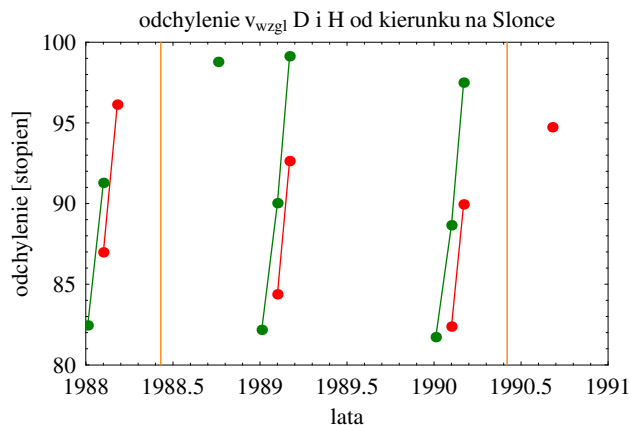
W ciągu roku spodziewane są dwa potencjalne sezony obserwacyjne: jeden „pod wiatr” a drugi „z wiatrem”. Ze względu na największy strumień oraz energię względną, najciekawszym sezonem jest ten pierwszy. Wówczas, przy założeniu, że obfitość D/H w LIC wynosi 1.56×10^{-5} a gęstość neutralnego wodoru na TS wynosi 0.11 cm^{-3} , należy oczekiwać, że maksymalny całkowity strumień deuteru, który zaobserwuje IBEX w pierwszym roku, będzie wynosił ok. $0.015 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, co odpowiada



Rysunek 6.13: Oczekiwany strumień deuteru z uwzględnieniem szybkości względem Ziemi (kolor zielony) i szybkości całkowitej (kolor czerwony) w zależności od czasu; pomarańczowe pionowe linie wyznaczają okres analogiczny do okresu działania IBEX-a, szare prostokąty wyznaczają okresy, kiedy deuter powinien być widoczny dla IBEX-a.

absolutnemu strumieniowi (dla długości ekliptycznej ok. 165° na orbicie Ziemi czyli na początku marca) ok. $0.008 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

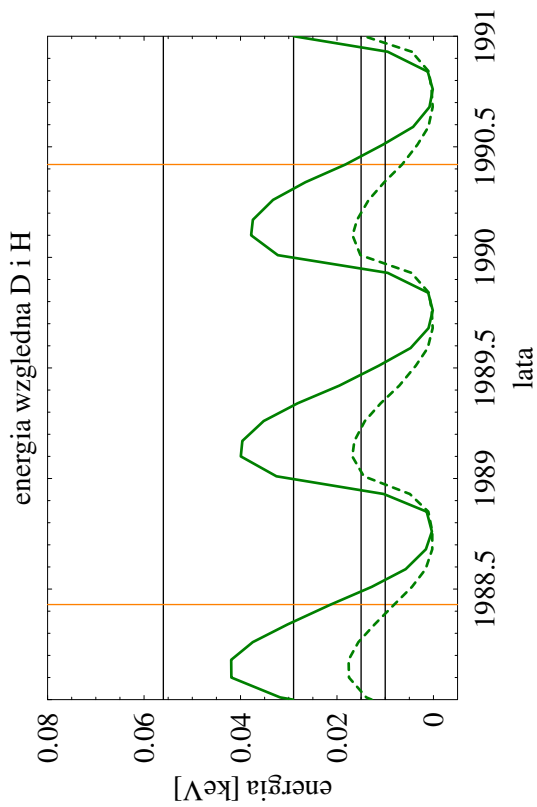
Na Rys. 6.14 przedstawiono odchylenie kierunku prędkości względnej deuteru i wodoru od kierunku na Słońce. W okresie analogicznym do okresu działania IBEX-a kąt pomiędzy prędkością względną a kierunkiem na Słońce wiązek deuterowych mieści się w zakresie $90^\circ \pm 7^\circ$ w październiku 2008 oraz styczniu, lutym i marcu 2009 i 2010 roku. Dla wodoru sytuacja taka zachodzi w lutym i marcu 2009 oraz 2010 roku.



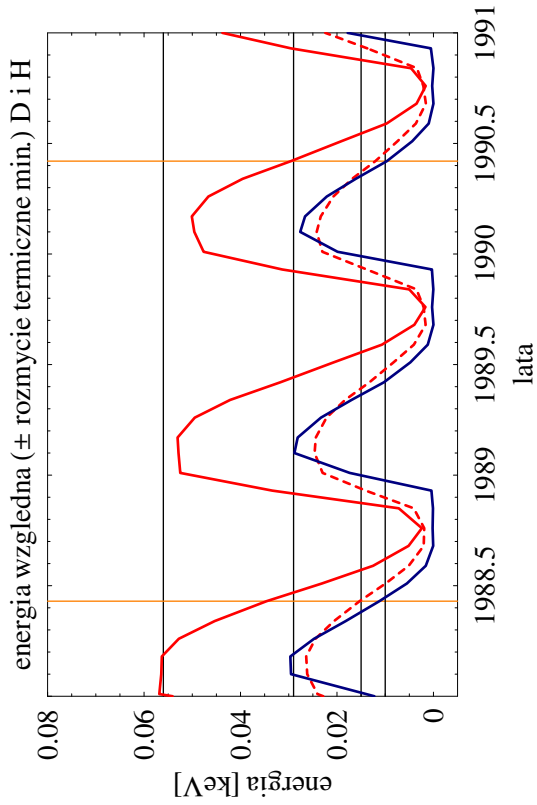
Rysunek 6.14: Ochylenie wiązek atomów deuteru (kropki zielone) i wodoru (kropki czerwone) od kierunku na Słońce w zależności od czasu (5 dnia każdego miesiąca); pomarańczowe pionowe linie – okres analogiczny do okresu działania IBEX-a.

Energię względną atomów deuteru i wodoru przedstawiono na Rys. 6.15. Widać, że ze względu na zakres energetyczny detektorów IBEX-a, neutralny deuter międzygwiazdowy nie jest możliwy do zaobserwowania w okresie sierpień–listopad 2008 i

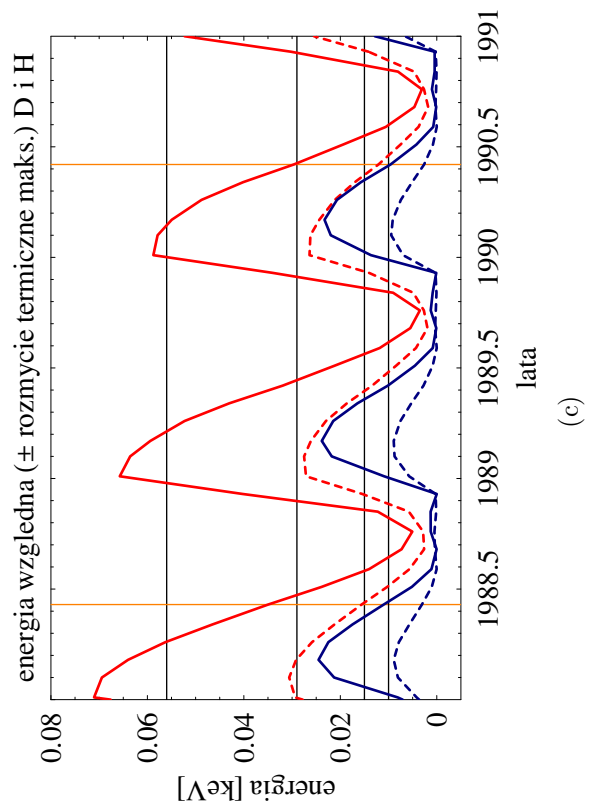
sierpień–grudzień 2010, natomiast wodór w okresie lipiec–grudzień 2008 i czerwiec–grudzień 2010 roku; energia atomów jest niższa niż dolny próg energetyczny IBEX–Lo 0.01 keV (a). Jeżeli weźmiemy pod uwagę rozmycie termiczne, to widać, że atomy deuteru pokrywają prawie cztery, natomiast wodór prawie dwa kanały niskoenergetyczne IBEX–Lo (b i c).



(a)



(b)



(c)

Rysunek 6.15: Energia względna deuteru i wodoru (a) oraz energia względna deuteru i wodoru z uwzględnieniem minimalnego (b) i maksymalnego (c) rozmycia termicznego w zależności do czasu; linie ciągłe–deuter, linie przerywane–wodór; kolor czerwony $v_{wzgl} + \text{rozmycie termiczne}$, niebieski $v_{wzgl} - \text{rozmycie termiczne}$, pozioma linia wyznacza dolny zakres energetyczny IBEX-Lo, pomarańczowe pionowe linie wyznaczają okres analogiczny do okresu działania IBEX-a.

Podsumowanie

Wnioski przedstawione w tym rozdziale można podsumować następująco:

1. stosunek gęstości D/H podczas badanego okresu (lata 1986–1997) jest zawsze większy od 1 i wynosi od ok. 2 w minimum słonecznym do ok. 600 w maksimum słonecznym. Stosunek ten dla każdego roku zwiększa się od apeksu do antyapeksu,
2. biorąc pod uwagę okres analogiczny do okresu działania IBEX-a wydaje się, iż gęstość deuteru jest praktycznie niezmienna biorąc pod uwagę poszczególne miesiące, natomiast odpowiednia gęstość wodoru maleje wraz ze wzrostem aktywności słonecznej,
3. na orbicie Ziemi deuter jest szybszy od wodoru. Stosunek szybkości D/H waha się w granicach ok. 1–1.5,
4. stosunek prędkości radialnych jest największy w maksimum słonecznym i osiąga wartość ok. 1.6,
5. stosunek strumieni D/H w całym badanym okresie wynosi od ok. 2 do ok. 600 i jest największy w maksimum słonecznym,
6. wartości bezwzględne rozmycia termicznego neutralnego deuteru i wodoru są najmniejsze na osi napływu, a największe na osi spływu,
7. anizotropia funkcji rozkładu deuteru i wodoru jest najmniejsza na osi napływu (czerwiec), natomiast wartość maksymalną osiąga w kierunku prostopadłym do osi napływu (październik i lutym),
8. na osi napływu odchylenie wiązek wodoru od kierunku apeksu jest większe niż dla deuteru,
9. energia względna oraz rozmycie termiczne wiązek deuterowych mieszczą się w zakresie energetycznym IBEX-a,
10. w okresie analogicznym do okresu działania IBEX-a oczekiwany strumień deuteru jest poniżej granicy oszacowanej czułości detektora IBEX-Lo, co nie daje nadziei na detekcję bezpośrednią neutralnego deuteru międzygwiazdowego,
11. ze względu na geometrię pomiaru wydaje się, iż jedynymi sezonami obserwacyjnymi dla deuteru są sezony „pod wiatr” a konkretnie miesiące styczeń–marzec każdego roku; spodziewany strumień deuteru wynosi wówczas ok. $0.015 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, co odpowiada strumieniowi absolutnemu ok. $0.008 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

Podsumowanie

Wyniki przedstawione w niniejszej rozprawie stanowią próbę odpowiedzi na pytanie – jak wygląda rozkład neutralnego gazu deuterowego pochodzenia międzygwiazdowego w heliosferze, a także czy jest on podobny czy też różni się od rozkładu neutralnego wodoru?

Symulacje numeryczne pokazują, że w miarę zbliżania się od końcowej fali uderzeniowej wiatru słonecznego do Słońca początkowe podobieństwo obydwu rozkładów staje się coraz mniejsze. O ile gęstość gazu wodorowego wraz ze zmniejszeniem odległości heliocentrycznej spada dość gwałtownie, o tyle wpływ odległości od Słońca na gęstość gazu deuterowego jest znacznie mniejszy. Różnice te spowodowane są przede wszystkim ciśnieniem promieniowania w linii Lyman- α , powodującym odpychanie atomów w kierunku antysłonecznym. Ze względu na różnicę mas, a także przesunięcie izotopowe, ciśnienie promieniowania działające na deuter znacznie różni się od ciśnienia promieniowania działającego na wodór – ok. dwukrotnie większa masa atomu deuteru powoduje zredukowanie ciśnienia promieniowania o czynnik dwa, a dalsza redukcja ciśnienia promieniowania spowodowana jest wywołanym efektem izotopowym przesunięciem deuteru na skrzydło linii Lyman- α . Konsekwencją tego jest zwiększający się stosunek obfitości D/H w głąb heliosfery. Przesunięcie izotopowe centrum linii Lyman- α o 0.333 Å (ok. 82 km/s) powoduje, że profil linii przestaje być symetryczny względem zerowej prędkości radialnej. Efekt ten ma wpływ na zaobserwowane przyspieszenie atomów deuteru w pobliżu Słońca, podczas gdy szybkość atomów wodoru pozostaje bez zmian lub też jest nieznacznie mniejsza. Przyspieszenie atomów deuteru ma także wpływ na obfitość tego gazu w heliosferze – im szybsze atomy, tym mniejsze prawdopodobieństwo niszczenia gazu przez różnorakie procesy jonizacyjne. W efekcie wszędzie wewnątrz obszaru ograniczonego przez końcową falę uderzeniową wiatru słonecznego należy spodziewać się co najmniej kilkukrotnego zwiększenia obfitości deuteru względem wodoru. Podobnie, zwiększony powinien być stosunek strumieni tych gazów, i to o czynnik większy niż by to wynikało z samego tylko podniesienia obfitości deuteru.

Analiza rozkładu neutralnego deuteru międzygwiazdowego w heliosferze przedstawiona w tej rozprawie pozwala przypuszczać, że możliwości detekcji bezpośredniej atomów neutralnego deuteru w niedalekiej przyszłości stanie się faktem.

Dodatek A

Zastosowane metody numeryczne

Program numeryczny został napisany w języku Fortran 90/95. Składa się on z programu sterującego (tzw. *drivera*), który został napisany samodzielnie, oraz zmodyfikowanych procedur (tzw. *stepperów*) numerycznych dostępnych w książce Press i in. [1996]. Moduł całkujący (w układzie kartezjańskim) równania ruchu oparty jest na metodzie Rungego–Kutty V rzędu, natomiast trójwymiarowe całkowanie gęstości (w układzie sferycznym) opiera się na metodzie Romberga (trzykrotnie została zastosowana metoda jednowymiarowa). Doboru metody rozwiązywania numerycznego równania ruchu atomów dokonano w wyniku analizy kilku metod potencjalnie nadających się do zastosowania.

Schemat budowy i działania

Budowę modułu całkującego równania różniczkowe rozpocząłem od metody Bulirscha–Stoera [Stoer i Bulirsch, 1980], która po rozeznaniu gotowych procedur dostępnych dla Fortranu 90/95 wydawała się najlepsza (na wstępie odrzucono metodę rekurencyjnych szeregów potęgowych [Sitarski, 1979] z powodu utrudnionej modyfikacji kodu przy dodawaniu nowych elementów do programu). Metoda ta okazała się mało wydajna – czas potrzebny na śledzenie stosunkowo małej ilości atomów (w porównaniu ze spodziewaną ilością cząstek potrzebnych do obliczenia trójwymiarowej całki z funkcji rozkładu) był zbyt długi. Głównym problemem w doborze procedury całkującej równania różniczkowe był sposób zmiany kroku całkowania. W poszukiwaniu szybszego sposobu śledzenia torów cząstek zdecydowałem się przetestować metodę Rosenbrocka, która wymagała starannego rozpisania pochodnych prawych stron równań różniczkowych. Metoda ta okazała się równie mało wydajna co metoda Bulirscha–Stoera, na dodatek mało dokładna: zauważyłem problemy tej metody z testem zachowania momentu pędu, wynikającej z faktu, iż siła grawitacji słonecznej jest siłą centralną. Powróciłem więc do metody Bulirscha–Stoera i skonstruowałem model numeryczny całkujący lokalną funkcję rozkładu w trzech wymiarach metodą Simpsona, a następnie porównałem wyniki obliczeń dla modelu gorącego z pracami Thomasa oraz Wu i Judge’a [Thomas, 1978, Wu i Judge, 1979]. Obliczone wartości wydawały się być poprawne (niepewność $\sim 1\text{--}2\%$), niepokojącym efektem był zbyt długi czas obliczeń. Wtedy zdecydowałem się na podmianę procedury całkującej równania różniczkowe na procedurę korzystającą z metody Rungego–Kutty V rzędu. Zauważyłem

znaczne przyspieszenie obliczeń, więc zdecydowałem się również na zamianę procedury Simpsona całkującej lokalną funkcję rozkładu w trzech wymiarach na procedurę korzystającą z metody Romberga. Konfiguracja ta okazała się najbardziej wydajna dla rozważanego przeze mnie procesu fizycznego.

Przetestowane konfiguracje procedur całkujących przedstawia Tab. A.1.

Tabela A.1: Stosowane konfiguracje procedur numerycznych

Całkowanie r. różniczkowych	Całkowanie funkcji
Bulirsch–Stoera	Simpsona
Rungego–Kutty	Simpsona
Rungego–Kutty	Romberga

Każda z testowanych procedur oryginalnie jest napisana w pojedynczej precyzji i została przeze mnie przekonwertowana do podwójnej precyzji. Ponieważ interesowały mnie również wyższe momenty funkcji rozkładu (aż do drugiego włącznie), każdą z procedur używanych do całkowania w trzech wymiarach przerobiłem na procedury działające na wektorach.

Poniżej opisano pokrótce zastosowane w końcowej wersji modelu metody numeryczne. Opis ten opiera się na pracach [Abramowitz i Stegun, 1972, Ralston, 1975, Press i in., 1992].

A.1 Metody Rungego – Kutty

Problem rozwiązywania układu zwyczajnych równań różniczkowych dowolnego stopnia zawsze sprowadza się do rozwiązywania układu N równań różniczkowych zwyczajnych, sprzężonych, pierwszego rzędu, dla funkcji $y_i, i = 1, 2, \dots, N$, mających ogólną postać:

$$\frac{dy_i(x)}{dx} = f_i(x, y_1, \dots, y_N), \quad (i = 1, \dots, N), \quad (\text{A.1})$$

gdzie funkcje f_i są znane. Przy rozwiązywaniu powyższych równań ważnym elementem są warunki graniczne w nich występujące, które są algebraicznymi wartościami funkcji y_i w pewnym punkcie startowym x_s , natomiast nie są znane w pewnym punkcie końcowym x_f . Podstawową (i najprostszą) metodą rozwiązywania problemu wartości początkowych jest metoda Eulera:

$$y_{n+1} = y_n + hf(x_n, y_n), \quad (h\text{-krok całkowania}). \quad (\text{A.2})$$

Metoda ta jest koncepcyjnie ważna, lecz praktycznie nie ma zastosowania ze względu m.in. na niestabilność i małą dokładność.

Metody Rungego–Kutty wykorzystują (A.2) do wykonania „próbego” kroku w połowie interwału, a następnie wykorzystują wartości obliczone w tym kroku do wy-

konania pełnego kroku:

$$k_1 = hf(x_n, y_n), \quad (\text{A.3})$$

$$k_2 = hf\left(x_n + \frac{h}{2}, y_n + \frac{k_1}{2}\right), \quad (\text{A.4})$$

$$y_{n+1} = y_n + k_2 + O(h^3). \quad (\text{A.5})$$

Równania (A.3–A.5) są nazywane metodą Rungego–Kutty II rzędu lub metodą punktu środkowego. Częściej używana jest metoda Rungego–Kutty IV rzędu, której wzory przedstawiają się następująco:

$$k_1 = hf(x_n, y_n), \quad (\text{A.6})$$

$$k_2 = hf\left(x_n + \frac{h}{2}, y_n + \frac{k_1}{2}\right), \quad (\text{A.7})$$

$$k_3 = hf\left(x_n + \frac{h}{2}, y_n + \frac{k_2}{2}\right), \quad (\text{A.8})$$

$$k_4 = hf(x_n + h, y_n + k_3), \quad (\text{A.9})$$

$$y_{n+1} = y_n + \frac{k_1}{6} + \frac{k_2}{3} + \frac{k_3}{3} + \frac{k_4}{6} + O(h^5). \quad (\text{A.10})$$

Metoda Rungego–Kutty traktuje każdy krok całkowania w taki sam sposób, co jest poprawne w sytuacji, gdy każdy punkt wzdłuż trajektorii całkowania może służyć jako punkt początkowy do obliczania punktu następnego. Analiza torów atomów w heliosferze wymaga dostosowania długości kroku do panujących warunków zewnętrznych – należy wydłużać krok całkowania w obszarze, gdzie gradient wszystkich zmiennych jest mały (daleko od Słońca) i zagęszczać krok tam, gdzie gradient którejkolwiek zmiennej wzrasta (blisko Słońca), dlatego w niniejszym modelu numerycznym zastosowano adaptacyjną kontrolę długości kroku.

W równaniach Rungego–Kutty rzędu M większego niż IV potrzeba więcej niż M (ale nie więcej niż $M + 2$) obliczeń wartości funkcji w każdym kroku całkowania. Z uwagi na skomplikowane i czasochłonne obliczenia prawej strony układu równań (patrz Rów. 2.3), w niniejszym modelu należało zminimalizować liczbę obliczeń funkcji podcałkowej. Fehlberg odkrył metodę V rzędu, dokonującą sześciokrotnego obliczenia funkcji w każdym kroku całkowania, gdzie inna kombinacja tych sześciu funkcji daje w rezultacie metodę IV rzędu. Ogólna postać metody Rungego–Kutty V rzędu jest następująca:

$$k_1 = hf(x_n, y_n), \quad (\text{A.11})$$

$$k_2 = hf(x_n + a_2h, y_n + b_{21}k_1), \quad (\text{A.12})$$

...

$$k_6 = hf(x_n + a_6h, y_n + b_{61}k_1 + \dots + b_{65}k_5), \quad (\text{A.13})$$

$$y_{n+1} = y_n + \sum_{i=1}^6 c_i k_i + O(h^6). \quad (\text{A.14})$$

Tzw. osadzona metoda Rungego–Kutty, która jest ok. dwukrotnie bardziej wydajna od metody Fehlberga ma następującą postać:

$$y_{n+1}^* = y_n + \sum_{i=1}^6 c_i^* k_i + O(h^5). \quad (\text{A.15})$$

Oszacowanie błędu metody następuje poprzez poniższe wyrażenie:

$$\Delta \equiv y_{n+1} - y_{n+1}^* = \sum_{i=1}^6 (c_i - c_i^*) k_i. \quad (\text{A.16})$$

W niniejszym modelu numerycznym została zastosowana metoda Rungego–Kutty V rzędu z krokiem kontrolowanym przez osadzoną metodę Rungego–Kutty rzędu IV ze współczynnikami $a_i, b_{ij}, c_i, c_i^*, i = 1, 2, \dots, 6; j = 1, 2, \dots, 5$ znalezionymi przez Casha i Karpa, dającymi w efekcie bardziej wydajną metodę (niż oryginalna metoda Fehlberga) i posiadającą lepsze oszacowanie błędu.

A.2 Metoda Romberga

Całkowanie numeryczne jest to przybliżone obliczanie całek oznaczonych (w sensie Riemanna). Proste metody całkowania opierają się na sumowaniu odpowiednio ważonych wartości funkcji podcałkowej obliczonych w kilku punktach wewnątrz przedziału całkowania. Oszacowana wartość całki z jednej strony powinna być jak najbardziej dokładna, z drugiej strony powinna być jak najmniej „kosztowna” numerycznie (minimalizować ilość obliczeń funkcji podcałkowej przy zadanej dokładności). W niniejszym modelu numerycznym zastosowano bardzo wydajną metodę Romberga, posiadającą prostą strategię automatycznego wyboru właściwej długości kroku.

Punktem wyjścia w opisie metody Romberga jest tzw. metoda trapezów, w której wartość całki przybliża się następująco:

$$\int_{x_1}^{x_2} f(x) dx = \frac{h}{2} [f_1 + f_2] + O(h^3 f''(\xi)), \quad (\text{A.17})$$

gdzie ξ należy do (x_1, x_2) . Jest to zamknięta¹ formuła Newtona–Cotesa I rzędu. Wprawdzie metody wyższych rzędów (np. Simpsona czy też Bodego) posiadają mniejszy błąd, lecz w praktyce szacowanie pochodnych wyższych rzędów (pojawiających się w metodach wyższego rzędu) może sprawiać kłopoty. Większą dokładność numeryczną można uzyskać stosując kwadratury złożone, to jest dzieląc przedział całkowania na podprzedziały i stosując do każdego z nich metodę niższego rzędu, a następnie sumując uzyskane wyniki. Z uwagi na minimalizację ilości obliczeń funkcji podcałkowej podziały zagęszcza się tak, aby węzły podziału rzadszego były równocześnie węzłami

¹Metody całkowania dzieli się na zamknięte (wykorzystujące w szacowaniu całki wartości funkcji na krańcach przedziału całkowania) i otwarte (które nie wykorzystują wartości funkcji w skrajnych punktach przedziału).

podziału gęstsze – w ten sposób unikamy podwójnego obliczania wartości funkcji podcałkowej w tym samym punkcie. Korzystając z addytywności całki możemy napisać wzór na tzw. złożoną (rozszerzoną) metodę trapezów:

$$\int_{x_1}^{x_N} f(x)dx = h \left[\frac{1}{2}f_1 + f_2 + f_3 + \cdots + f_{N-1} + f_N \right] + O \left(\frac{h^3 f''(\xi)}{N^2} \right), \quad (\text{A.18})$$

gdzie ξ należy do (x_1, x_N) . Wykorzystując powyższą metodę otrzymujemy ciąg kolejnych przybliżeń całki, odpowiadających kolejnym zagęszczeniom podziału. Wartości te można wykorzystać do numerycznego obliczenia całki, ekstrapolując rezultaty dla kroku $h = 0$ (tzw. ekstrapolacja Richardsona).

Przypuśćmy, iż obliczamy (A.18) w N krokach, otrzymując przybliżenie całki I_N , a następnie w $2N$ krokach, otrzymując odpowiednio przybliżenie I_{2N} . Otrzymujemy wówczas dwie dokładne wartości całki I :

$$I = I_N + O \left(\frac{h^3 f''(\xi_1)}{N^2} \right), \quad (\text{A.19})$$

$$I = I_{2N} + O \left(\frac{h^3 f''(\xi_2)}{(2N)^2} \right), \quad (\text{A.20})$$

gdzie ξ_1, ξ_2 należą do (x_1, x_N) . Jeżeli założymy, że $f''(\xi_1) = f''(\xi_2)$ i wyeliminujemy je z powyższych równań, to otrzymamy:

$$I \approx \frac{4I_{2N} - I_N}{3}. \quad (\text{A.21})$$

Ekstrapolacja Richardsona wydaje się być poprawna tylko w przypadku, gdy uzyskany ciąg przybliżeń całki I jest monotonicznie zbieżny.

Korzystając ze wzoru sumacyjnego Eulera–Maclaurina można napisać (A.18) w postaci:

$$I = \int_{x_1}^{x_N} f(x)dx = h \left[\frac{1}{2}f_1 + f_2 + f_3 + \cdots + f_{N-1} + f_N \right] + \sum_{j=1}^{\infty} a_j h^{2j}. \quad (\text{A.22})$$

Oznaczamy przez $T_{0,k}$ przybliżenie całki uzyskane złożoną metodą trapezów dla 2^k podprzedziałów. Następnie definiujemy wielkość:

$$T_{m,k} = \frac{1}{4^m - 1} (4^m T_{m-1,k+1} - T_{m-1,k}), \quad (k = 0, 1, \dots; m = 1, 2, \dots), \quad (\text{A.23})$$

gdzie dla $m = 1$ otrzymujemy wyrażenie (A.21). Powyższe równanie (A.23) możemy przepisać w następującej formie:

$$T_{m,k} = \sum_{j=0}^m c_{m,m-1} T_{0,k+1}, \quad (\text{A.24})$$

co praktycznie oznacza, że każde $T_{m,k}$ jest kombinacją liniową złożonych wzorów trapezów z $2^k, 2^{k+1}, \dots, 2^{k+m}$ podprzedziałami.

Dowodzi się, iż ciągi $T_{0,m}$ i $T_{m,0}$ dla $m \rightarrow \infty$ są zbieżne do całki I oraz zbieżność ciągu $T_{m,0}$ jest szybsza niż zbieżność ciągu $T_{0,m}$.

Równanie (A.24) można przepisać w postaci:

$$T_{m,k} = h \sum_{j=0}^{2^{m+k}} d_{j,m} f(a + jh), \quad \left(h = \frac{x_N - x_1}{2^{m+k}} \right). \quad (\text{A.25})$$

Zostało dowiedzione, że liczby $d_{j,m}$ są dodatnie dla wszystkich j i m – w odróżnieniu od wzorów Newtona–Cotesa wysokich rzędów, współczynniki w kwadraturach Romberga nie zmieniają znaku.

Dowodzi się również, że błąd metody Romberga można wyrazić w postaci:

$$O\left(h^{2m+2} f^{(2m+2)}\right).$$

W kodzie numerycznym została zastosowana ww. metoda Romberga z interpolacją Neville'a.

Bibliografia

- M. Abramowitz i I. A. Stegun. *Handbook of Mathematical Functions: with Formulas, Graphs, and Mathematical Tables*. National Bureau of Standards, 1972.
- D. B. Alexashov, V. B. Baranov, E. V. Barsky, i A. V. Myasnikov. An Axisymmetric Magnetohydrodynamic Model for the Interaction of the Solar Wind with the Local Interstellar Medium. *Astron. Lett.*, 26:743–749, 2000.
- D. B. Alexashov, S. V. Chalov, A. V. Myasnikov, V. V. Izmodenov, i R. Kallenbach. The dynamical role of anomalous cosmic rays in the outer heliosphere. *A&A*, 420: 729–736, 2004.
- F. Auchère, J. W. Cook, J. S. Newmark, D. R. McMullin, R. von Steiger, i M. Witte. The Heliospheric He II 30.4 nm Solar Flux During Cycle 23. *ApJ*, 625:1036–1044, 2005.
- W. I. Axford. The interaction of the solar wind with the interstellar medium. In J. M. Wilcox C. P. Sonnet, P. J. Coleman, editor, *The Solar Wind*, NASA Spec. Publ. 308, page 609, 1972.
- V. B. Baranov. Gasdynamics of the solar wind interaction with the interstellar medium. *Space Sci. Rev.*, 52:89–120, 1990.
- V. B. Baranov i Y. G. Malama. Axisymmetric Self-Consistent Model of the Solar Wind Interaction with the LISM: Basic Results and Possible Ways of Development. *Space Sci. Rev.*, 78:305–316, 1996.
- V. B. Baranov i Yu. G. Malama. Model of the solar wind interaction with the Local Interstellar Medium: numerical solution of self-consistent problem. *J. Geophys. Res.*, 98:15157–15163, 1993.
- V. B. Baranov i N. A. Zaitsev. On the problem of the solar wind interaction with magnetized interstellar plasma. *A&A*, 304:631–637, 1995.
- V. B. Baranov, M. G. Lebedev, i Y. G. Malama. The influence of the interface between the heliosphere and the Local Interstellar Medium on the penetration of the H atoms to the solar system. *ApJ*, 375:347–351, 1991.
- C. F. Barnett, H. T. Hunter, M. I. Kirkpatrick, I. Alvarez, C. Cisneros, i R. A. Phaneuf. *Atomic data for fusion. Collisions of H, H₂, He and Li atoms and ions with*

- atoms and molecules*, volume ORNL-6086/V1. Oak Ridge National Laboratories, Oak Ridge, Tenn., 1990.
- E. M. Berkhuijsen, C. G. T. Haslam, i C. J. Salter. Are the galactic loops supernova remnants? *A&A*, 14:252–262, 1971.
- J. L. Bertaux i J. E. Blamont. Evidence for a source of an extraterrestrial hydrogen Lyman Alpha emission: The interstellar wind. *A&A*, 11:200–217, 1971.
- J. L. Bertaux i J. E. Blamont. Interpretation of OGO 5 Lyman Alpha Measurements in the Upper Geocorona. *J. Geophys. Res.*, 78:80–91, 1973.
- J. L. Bertaux, A. Ammar, i J. E. Blamont. OGO 5 determination of the local interstellar wind parameters. In *Space Research XII, Vol. 2, p. 1559 - 1567*, volume 2 of *Space Research*, pages 1559–1567, 1972.
- J. L. Bertaux, E. Kyrölä, E. Quémerais, R. Pellinen, R. Lallement, W. Schmidt, M. Berthé, E. Dimarellis, J. P. Goutail, C. Taulemasse, C. Bernard, G. Leppelmeier, T. Summanen, H. Hannula, H. Huomo, V. Kehlä, S. Korpela, K. Leppälä, Strömmer, J. Torsti, K. Viherkanto, J. F. Hochedez, G. Chretiennot, i T. Holzer. Swan: a study of solar wind anisotropies on soho with lyman alpha sky mapping. *Sol. Phys.*, 162:403–439, 1995.
- J. L. Bertaux, E. Quémerais, i R. Lallement. Observations of a sky Lyman α groove related to enhanced solar wind mass flux in the neutral sheet. *Geophys. Res. Lett.*, 23:3675–3678, 1996.
- J. L. Bertaux, E. Quémerais, R. Lallement, E. Kyrölä, W. Schmidt, T. Summanen, J. P. Goutail, M. Berthé, J. Costa, i T. Holzer. First results from swan lyman α solar wind mapper on soho. *Sol. Phys.*, 175:737–770, 1997.
- J.-L. Bertaux, E. Kyrölä, E. Quémerais, R. Lallement, W. Schmidt, J. Costa, i T. Mäkinen. Swan observations of the solar wind latitude distribution and its evolution since launch. *Space Sci. Rev.*, 87:129–132, 1999.
- P. Blum i H. J. Fahr. Interaction between interstellar hydrogen and the solar wind. *A&A*, 4:280–290, 1970.
- P. Blum, P. Gangopadhyay, H. S. Ogawa, i D. L. Judge. Solar-driven neutral density waves. *A&A*, 272:549–554, 1993.
- R. M. Bonnet, P. Lemaire, J. C. Vial, G. Artzner, P. Gouttebroze, A. Jouchoux, A. Vidal-Madjar, J. W. Leibacher, i A. Skumanich. The LPSP instrument on OSO 8. II - In-flight performance and preliminary results. *ApJ*, 221:1032–1053, 1978.
- J. C. Brandt i M. Snow. Heliospheric latitude variations of properties of cometary plasma tails: a test of the Ulysses Comet Watch Program. *Icarus*, 148:52–64, 2000.
- E. M. Burbidge, G. R. Burbidge, W. A. Fowler, i F. Hoyle. Synthesis of the elements in stars. *Rev. Mod. Phys.*, 29:547–650, 1957.

- L. F. Burlaga, N. F. Ness, M. H. Acuña, R. P. Lepping, J. E. P. Connerney, E. C. Stone, i F. B. McDonald. Crossing the Termination Shock into the Heliosheath: Magnetic Fields. *Science*, 309:2027–2029, 2005.
- M. Bzowski. Time dependent radiation pressure and time dependent 2D ionisation rate for heliospheric modelling. In K. Scherer, H. Fichtner, H. J. Fahr, i E. Marsch, editors, *The Outer Heliosphere: The Next Frontiers*, COSPAR Colloquia Series Vol. 11, pages 69–72. Elsevier, Pergamon, 2001a.
- M. Bzowski. A model of charge exchange of interstellar hydrogen on a time-dependent, 2D solar wind. *Space Sci. Rev.*, 97:379–383, 2001b.
- M. Bzowski. Response of the groove in heliospheric Lyman- α glow to latitude-dependent ionization rate. *A&A*, 408:1155–1164, 2003.
- M. Bzowski i D. Ruciński. Solar cycle modulation of the interstellar hydrogen density distribution in the heliosphere. *Space Sci. Rev.*, 72:467–470, 1995.
- M. Bzowski, H. J. Fahr, i D. Ruciński. Interplanetary neutral particle fluxes influencing the Earths atmosphere and the terrestrial environment. *Icarus*, 124:209–219, 1996.
- M. Bzowski, H. J. Fahr, D. Ruciński, i H. Scherer. Variation of bulk velocity and temperature anisotropy of neutral heliospheric hydrogen during the solar cycle. *A&A*, 326:396–411, 1997.
- M. Bzowski, T. Summanen, D. Ruciński, i E. Kyrölä. A time-dependent, 3D model of hydrogen distribution in the inner heliosphere. In K. Scherer, H. Fichtner, H. J. Fahr, i E. Marsch, editors, *The outer heliosphere: the next frontiers*, COSPAR Colloquia Series Vol. 11, pages 129–132. Elsevier, Pergamon, 2001.
- M. Bzowski, T. Summanen, D. Ruciński, i E. Kyrölä. Response of interplanetary glow to global variations of hydrogen ionization rate and solar Lyman- α flux. *J. Geophys. Res.*, 107:2–1, 2002.
- M. Bzowski, T. Mäkinen, E. Kyrölä, T. Summanen, i E. Quémérais. Latitudinal structure and north-south asymmetry of the solar wind from Lyman- α remote sensing by SWAN. *A&A*, 408:1165–1177, 2003.
- M. Bzowski, E. Moebius, S. Tarnopolski, V. Izmodenov, i G. Gloeckler. Density of neutral interstellar hydrogen at the termination shock from Ulysses pickup ion observations. *ArXiv e-prints*, 710, October 2007.
- S. Chabrillat i G. Kockarts. Simple parameterization of the absorption of the solar lyman-alpha line. *Geophys. Res. Lett.*, 24:2659–2662, 1997.
- J. M. A. Danby i J. L. Camm. Statistical dynamics and accretion. *MNRAS*, 117:150, 1957.

- L. Davis. Interplanetary Magnetic Fields and Cosmic Rays. *Phys. Rev.*, 100:1440–1444, 1955.
- E. J. de Geus. Interactions of stars and interstellar matter in Scorpio Centaurus. *A&A*, 262:258–270, 1992.
- R. B. Decker, S. M. Krimigis, E. C. Roelof, M. E. Hill, T. P. Armstrong, G. Gloeckler, D. C. Hamilton, i L. J. Lanzerotti. Voyager 1 in the Foreshock, Termination Shock, and Heliosheath. *Science*, 309:2020–2024, 2005.
- A.J. Dessler. Solar Wind and Interplanetary Magnetic Field. *Rev. Geophys.*, 5:1–41, 1967.
- R. J. Egger i B. Aschenbach. Interaction of the Loop I supershell with the Local Hot Bubble. *A&A*, 294:L25–L28, 1995.
- R. I. Epstein, J. M. Lattimer, i D. N. Schramm. The origin of deuterium. *Nature*, 263:198–202, 1976.
- B. D. Esry, H. R. Sadeghpour, E. Wells, i I. Ben-Itzhak. Charge exchange in slow $H^+ + D(1s)$ collisions. *J. Phys. B Atom. Mol. Opt. Phys.*, 33:5329–5341, 2000.
- H. J. Fahr. On the influence of neutral interstellar matter on the upper atmosphere. *Ap&SS*, 2:474–495, 1968.
- H. J. Fahr. Change of interstellar gas parameters in stellar wind dominated astrospheres: solar case. *A&A*, 66:103–117, 1978.
- H. J. Fahr. Interstellar hydrogen subject to a net repulsive solar force field. *A&A*, 77:101–109, 1979.
- H. J. Fahr, T. Kausch, i H. Scherer. A 5-fluid hydrodynamic approach to model the solar system – interstellar medium interaction. *A&A*, 357:268–282, 2000.
- H. J. Fahr, H. Fichtner, i K. Scherer. Theoretical aspects of energetic neutral atoms as messengers from distant plasma sites with emphasis on the heliosphere. *Rev. Geophys.*, 45:1–38, 2007.
- M. P. Fitzgerald. The Distribution of Interstellar Reddening Material. *AJ*, 73:983–994, 1968.
- L. Floyd, W. K. Tobiska, i R. P. Cebula. Solar uv irradiance, its variation, and its relevance to the earth. *Adv. Space Res.*, 29:1427–1440, 2002.
- J. Fontenla, E. J. Reichmann, i E. Tandberg-Hanssen. The Lyman-alpha line in various solar features. I - Observations. *ApJ*, 329:464–481, 1988.
- J. M. Fontenla, E. H. Avrett, i R. Loeser. Energy balance in the solar transition region. II - Effects of pressure and energy input on hydrostatic models. *ApJ*, 377:712–725, 1991.

- J. M. Fontenla, E. H. Avrett, i R. Loeser. Energy Balance in the Solar Transition Region. IV. Hydrogen and Helium Mass Flows with Diffusion. *ApJ*, 572:636–662, 2002.
- P. Frick, R. Stepanov, A. Shukurov, i D. Sokoloff. Structures in the rotation measure sky. *MNRAS*, 325:649–664, 2001.
- P. C. Frisch. The Local Bubble and Interstellar Material Near the Sun. *Space Sci. Rev.*, 130:355–365, 2007.
- P. C. Frisch. Characteristics of Nearby Interstellar Matter. *Space Sci. Rev.*, 72:499–592, 1995.
- P. C. Frisch i D. G. York. Synthesis maps of ultraviolet observations of neutral interstellar gas. *ApJ*, 271:L59–L63, 1983.
- P. C. Frisch, L. Grodnicki, i D. E. Welty. The Velocity Distribution of the Nearest Interstellar Gas. *ApJ*, 574:834–846, 2002.
- D. Galli i F. Palla. Deuterium chemistry in the primordial gas. *Planet. Space Sci.*, 50:1197–1204, 2002.
- D. Galli i F. Palla. The chemistry of the early Universe. *A&A*, 335:403–420, 1998a.
- D. Galli i F. Palla. Further aspects of the chemistry and cooling of the primordial gas. *Memor. Soc. Astronom. Ital.*, 69:337–344, 1998b.
- J. Geiss i G. Gloeckler. Isotopic Composition of H, HE and NE in the Protosolar Cloud. *Space Sci. Rev.*, 106:3–18, 2003.
- J. Geiss i H. Reeves. Cosmic and Solar System Abundances of Deuterium and Helium-3. *A&A*, 18:126–132, 1972.
- J. Geiss, G. Gloeckler, U. Mall, R. von Steiger, A. B. Galvin, i K. W. Ogilvie. Interstellar oxygen, nitrogen and neon in the heliosphere. *A&A*, 282:924–933, 1994.
- G. Gloeckler. The abundance of atomic ^1H , ^4He and ^3He in the local interstellar cloud from pickup ion observations with SWICS on Ulysses. *Space Sci. Rev.*, 78:335–346, 1996.
- G. Gloeckler i J. Geiss. Heliospheric and Interstellar Phenomena Deduced From Pickup ion Observations. *Space Sci. Rev.*, 97:169–181, 2001.
- G. Gloeckler, J. Geiss, H. Balsiger, L. A. Fisk, A. B. Galvin, F. M. Ipavich, K. W. Ogilvie, R. von Steiger, i B. Wilken. Detection of interstellar pickup hydrogen in the solar system. *Science*, 261:70–73, 1993.
- G. Gloeckler, L. A. Fisk, i J. Geiss. Anomalously small magnetic field in the local interstellar cloud. *Nature*, 386:374–376, 1997.

- I. A. Grenier. The Gould Belt, star formation, and the local interstellar medium. *ArXiv Astrophysics e-prints*, 2004.
- M. Gruntman i V. Izmodenov. Mass transport in the heliosphere by energetic neutral atoms. *J. Geophys. Res.*, 109:12108–+, 2004.
- M. Gruntman, E. C. Roelof, D. G. Mitchell, H. J. Fahr, H. O. Funsten, i D. J. McComas. Energetic neutral atom imaging of the heliospheric boundary region. *J. Geophys. Res.*, 106:15767–15782, 2001.
- M. A. Gruntman. Two-step photoionization of hydrogen atoms in interplanetary space. *Planet. Space Sci.*, 38:1225–1230, 1990.
- S. Grzedzielski i R. Ratkiewicz. Asymmetric distant solar wind. *Acta Astron.*, 25:177–204, 1975.
- D. A. Gurnett i W. S. Kurth. Electron Plasma Oscillations Upstream of the Solar Wind Termination Shock. *Science*, 309:2025–2027, 2005.
- K. L. Harvey i F. Recely. Polar coronal holes during cycles 22 and 23. *Sol. Phys.*, 211:31–52, 2002.
- G. Hébrard, T. M. Tripp, P. Chayer, S. D. Friedman, J. Dupuis, P. Sonnentrucker, G. M. Williger, i H. W. Moos. FUSE Determination of a Low Deuterium Abundance along an Extended Sight Line in the Galactic Disk. *ApJ*, 635:1136–1150, 2005.
- C. Heiles. 9286 Stars: An Agglomeration of Stellar Polarization Catalogs. *AJ*, 119:923–927, 2000.
- C. Heiles i R. Crutcher. Magnetic Fields in Diffuse HI and Molecular Clouds. In R. Wielebinski i R. Beck, editors, *Cosmic Magnetic Fields*, volume 664 of *Lecture Notes in Physics*, Berlin Springer Verlag, pages 137–182, 2005.
- C. Heiles, Y.-H. Chu, T. H. Troland, R. J. Reynolds, i I. Yegingil. A new look at the north Polar Spur. *ApJ*, 242:533–540, 1980.
- R. R. Hodges, Jr. i E. L. Breig. Charge transfer and momentum exchange in exospheric D-H(+) and H-D(+) collisions. *J. Geophys. Res.*, 98:1581–1588, 1993.
- T. E. Holzer. Neutral hydrogen in interplanetary space. *Rev. Geophys.*, 15:467–490, 1977.
- T. E. Holzer. Interaction between the solar wind and the interstellar medium. *ARA&A*, 27:199–234, 1989.
- A. Igarashi i C. D. Lin. Full Ambiguity-Free Quantum Treatment of $D^+ + H(1s)$ Charge Transfer Reactions at Low Energies. *Phys. Rev. Lett.*, 83:4041–4044, 1999.
- K. Issautier, N. Meyer-Vernet, M. Moncuquet, i S. Hoang. Solar wind radial and latitudinal structure - Electron density and core temperature from ULYSSES thermal noise spectroscopy. *J. Geophys. Res.*, 103:1969–1980, 1998.

- V. Izmodenov, Y. G. Malama, G. Gloeckler, i J. Geiss. Effects of Interstellar and Solar Wind ionized Helium on the Interaction of the Solar Wind with the Local Interstellar Medium. *ApJ*, 594:L59–L62, 2003.
- V. Izmodenov, S. Alexashov, i A. Myasnikov. Direction of the interstellar h atom flow in the heliosphere: role of the interstellar magnetic field. *A&A*, 437:L35–L38, 2005.
- V. V. Izmodenov. Physics and gasdynamics of the heliospheric interface. *Ap&SS*, 274:55–69, 2000.
- V. V. Izmodenov. Filtration of Interstellar Atoms through the Heliospheric Interface. *Space Sci. Rev.*, 130:377–387, 2007.
- V. V. Izmodenov. Velocity distribution of interstellar h atoms in the heliospheric interface. *Space Sci. Rev.*, 97:385–388, 2001.
- V. V. Izmodenov i D. B. Alexashov. Multi-component 3D modeling of the heliospheric interface: effects of interstellar magnetic field. In J. Heerikhuisen, V. Florinski, G. P. Zank, i N. V. Pogorelov, editors, *Physics of the Inner Heliosheath*, volume 858 of *American Institute of Physics Conference Series*, pages 14–19, September 2006.
- V. V. Izmodenov, R. Lallement, i Y. G. Malama. Interstellar neutral oxygen in a two-shocks heliosphere. *A&A*, 317:193–202, 1997.
- V. V. Izmodenov, Y. G. Malama, A. P. Kalinin, M. Gruntman, R. Lallement, i I. P. Rodionova. Hot Neutral H in the Heliosphere: Elastic H-H, H-p Collisions. *Ap&SS*, 274:71–76, 2000.
- V. V. Izmodenov, M. A. Gruntman, i Y. G. Malama. Interstellar hydrogen atom distribution function in the outer heliosphere. *J. Geophys. Res.*, 106:10681–10689, 2001.
- J. T. Jefferies i R. N. Thomas. The Source Function in a Non-Equilibrium Atmosphere. II. The Depth Dependence of the Source Function for Resonance and Strong Subordinate Lines. *ApJ*, 127:667–675, 1958.
- J. T. Jefferies i R. N. Thomas. Source Function in a Non-Equilibrium Atmosphere. III. The Influence of a Chromosphere. *ApJ*, 129:401–407, 1959.
- J. A. Joselyn i T. E. Holzer. The effect of asymmetric solar wind on the Lyman α sky background. *J. Geophys. Res.*, 80:903–907, 1975.
- J. C. Kasper, M. L. Stevens, A. J. Lazarus, J. T. Steinberg, i K. W. Ogilvie. Solar Wind Helium Abundance as a Function of Speed and Heliographic Latitude: Variation through a Solar Cycle. *ApJ*, 660:901–910, 2007.
- J. H. King i N. E. Papitashvili. Solar wind spatial scales in and comparisons of hourly Wind and ACE plasma and magnetic field data. *J. Geophys. Res.*, 110:2104–2112, 2005.

- W. Köhnlein. Radial dependence of solar wind parameters in the ecliptic (1.1 r – 61 au). *Sol. Phys.*, 169:209–213, 1996.
- A. S. Krieger, A. F. Timothy, i E. C. Roelof. A Coronal Hole and Its Identification as the Source of a High Velocity Solar Wind Stream. *Sol. Phys.*, 29:505–525, 1973.
- M. Kubiak. *Gwiazdy i materia międzygwiazdowa*. Wydawnictwo Naukowe PWN, 1994.
- S. Kumar i A. L. Broadfoot. Signatures of solar wind latitudinal structure in interplanetary Lyman- α emissions: Mariner 10 observations. *ApJ*, 228:302–311, 1979.
- E. Kyrölä, T. Summanen, i P. Råback. Solar cycle and interplanetary hydrogen. *A&A*, 288:299–314, 1994.
- R. Lallement. The Local Interstellar Medium: Peculiar or Not? *Space Sci. Rev.*, 130:341–353, 2007.
- R. Lallement. Relation between ISM inside and outside the heliosphere. *Space Sci. Rev.*, 78:361–374, 1996.
- R. Lallement, J. L. Bertaux, V. G. Kurt, i E. N. Mironova. Observed perturbations of the velocity distribution of interstellar hydrogen atoms in the solar system with Prognoz Lyman-alpha measurements. *A&A*, 140:243–250, 1984.
- R. Lallement, J. L. Bertaux, i F. Dalaudier. Interplanetary Lyman α spectral profiles and intensities for both repulsive and attractive solar force fields: Predicted absorption pattern by a hydrogen cell. *A&A*, 150:21–32, 1985a.
- R. Lallement, J. L. Bertaux, i V. G. Kurt. Solar wind decrease at high heliographic latitudes detected from Prognoz interplanetary Lyman Alpha mapping. *J. Geophys. Res.*, 90:1413–1420, 1985b.
- R. Lallement, B. Y. Welsh, J. L. Vergely, F. Crifo, i D. Sfeir. 3D mapping of the dense interstellar gas around the Local Bubble. *A&A*, 411:447–464, 2003.
- R. Lallement, E. Quémerais, J. L. Bertaux, S. Ferron, D. Koutroumpa, i R. Pellinen. Deflection of the Interstellar Neutral Hydrogen Flow Across the Heliospheric Interface. *Science*, 307:1447–1449, 2005.
- E. Leer, T. E. Holzer, i T. Fla. Acceleration of the solar wind. *Space Sci. Rev.*, 33:161–200, 1982.
- P. Lemaire, J. Charra, A. Jouchoux, A. Vidal-Madjar, G. E. Artzner, J. C. Vial, R. M. Bonnet, i A. Skumanich. Calibrated full disk solar H I Lyman-alpha and Lyman-beta profiles. *ApJ*, 223:L55–L58, 1978.
- P. Lemaire, C. Emerich, J.-C. Vial, W. Curdt, U. Schühle, i K. Wilhelm. Variation of the full Sun hydrogen Lyman profiles through solar cycle 23. *Adv. Space Res.*, 35:384–387, 2005.

- P. L. Lemaire, C. Emerich, J. C. Vial, W. Curdt, U. Schüle, i K. Wilhelm. Variation of the full sun hydrogen lyman α and β profiles with the activity cycle. In *ESA SP-508: From Solar Min to Max: Half a Solar Cycle with SOHO*, pages 219–222, 2002.
- S. Lepp. Pregalactic Chemistry. *Ap&SS*, 285:737–744, 2003.
- S. T. Lepri, T. H. Zurbuchen, L. A. Fisk, I. G. Richardson, H. V. Cane, i G. Gloeckler. Iron charge distribution as an identifier of interplanetary coronal mass ejections. *J. Geophys. Res.*, 106:29231–29238, 2001.
- J. L. Leroy. Interstellar dust and magnetic field at the boundaries of the Local Bubble. Analysis of polarimetric data in the light of HIPPARCOS parallaxes. *A&A*, 346: 955–960, 1999.
- B. G. Lindsay i R. F. Stebbings. Charge transfer cross sections for energetic neutral atom data analysis. *J. Geophys. Res.*, 110:A12213, 2005.
- J. L. Linsky. D/H and Nearby Interstellar Cloud Structures. *Space Sci. Rev.*, 130: 367–375, 2007.
- J. L. Linsky i B. E. Wood. The α Centauri line of sight: D/H ratio physical properties of local interstellar gas, and measurement of heated hydrogen (“hydrogen wall”) near the heliopause. *ApJ*, 463:254–270, 1996.
- J. L. Linsky, B. T. Draine, H. W. Moos, E. B. Jenkins, B. E. Wood, C. Oliveira, W. P. Blair, S. D. Friedman, C. Gry, D. Knauth, J. W. Kruk, S. Lacour, N. Lehner, S. Redfield, J. M. Shull, G. Sonneborn, i G. M. Williger. What Is the Total Deuterium Abundance in the Local Galactic Disk? *ApJ*, 647:1106–1124, 2006.
- N. R. Lomb. Least-squares frequency analysis of unequally spaced data. *Ap&SS*, 39: 447–462, 1976.
- P. B. Lucke. The distribution of color excesses and interstellar reddening material in the solar neighborhood. *A&A*, 64:367–377, 1978.
- L. J. Maher i B. A. Tinsley. Atomic hydrogen escape rate due to charge exchange with hot plasmaspheric ions. *J. Geophys. Res.*, 82:689–695, 1977.
- J. Maíz-Apellániz. The Origin of the Local Bubble. *ApJ*, 560:L83–L86, 2001.
- M. Maksimovic, I. Zouganelis, J.-Y. Chaufray, K. Issautier, E. E. Scime, J. E. Littleton, E. Marsch, D. J. McComas, C. Salem, R. P. Lin, i H. Elliott. Radial evolution of the electron distribution functions in the fast solar wind between 0.3 and 1.5 AU. *J. Geophys. Res.*, 110:9104–9112, 2005.
- E. Marsch, W. G. Pilipp, K. M. Thieme, i H. Rosenbauer. Cooling of solar wind electrons inside 0.3 AU. *J. Geophys. Res.*, 94:6893–6898, 1989.

- D. McComas, F. Allegrini, P. Bochsler, M. Bzowski, M. Collier, H. Fahr, H. Fichtner, P. Frisch, H. Funsten, S. Fuselier, G. Gloeckler, M. Gruntman, V. Izmodenov, P. Knappenberger, M. Lee, S. Livi, D. Mitchell, E. Möbius, T. Moore, D. Reisenfeld, E. Roelof, N. Schwadron, M. Wieser, M. Witte, P. Wurz, i G. Zank. The Interstellar Boundary Explorer (IBEX). In *AIP Conf. Proc. 719: Physics of the Outer Heliosphere*, pages 162–181, 2004.
- D. McComas, F. Allegrini, L. Bartolone, i et al. The Interstellar Boundary Explorer (IBEX) Mission. In *Solar Wind 11/SOHO 16, Connecting Sun and Heliosphere*, volume 592 of *ESA Special Publication*, 2005.
- D. J. McComas i N. A. Schwadron. An explanation of the Voyager paradox: Particle acceleration at a blunt termination shock. *Geophys. Res. Lett.*, 33:4102–4107, 2006.
- D. J. McComas, S. J. Bame, B. L. Barraclough, W. C. Feldman, H. O. Funsten, J. T. Gosling, P. Riley, R. Skoug, A. Balogh, R. Forsyth, B. E. Goldstein, i M. Neugebauer. Ulysses' return to the slow solar wind. *Geophys. Res. Lett.*, 25:1–4, 1998.
- D. J. McComas, H. A. Elliott, N. A. Schwadron, J. T. Gosling, R. M. Skoug, i B. E. Goldstein. The three-dimensional solar wind around solar maximum. *Geophys. Res. Lett.*, 30:24–1, 2003.
- D. J. McComas, F. Allegrini, L. Bartolone, P. Bochsler, M. Bzowski, M. Collier, H. Fahr, H. Fichtner, P. Frisch, H. Funsten, S. Fuselier, G. Gloeckler, M. Gruntman, V. Izmodenov, P. Knappenberger, M. Lee, S. Livi, D. Mitchell, E. Möbius, T. Moore, S. Pope, D. Reisenfeld, E. Roelof, H. Runge, J. Scherrer, N. Schwadron, R. Tyler, M. Wieser, M. Witte, P. Wurz, i G. Zank. The interstellar boundary explorer (IBEX): Update at the end of phase B. In J. Heerikhuisen, V. Florinski, G. P. Zank, i N. V. Pogorelov, editors, *Physics of the Inner Heliosheath*, volume 858 of *American Institute of Physics Conference Series*, pages 241–250, 2006.
- D. R. McMullin, M. Bzowski, E. Möbius, A. Pauluhn, R. Skoug, W. T. Thompson, M. Witte, R. von Steiger, D. Ruciński, D. Judge, M. Banaszekiewicz, i R. Lallement. Heliospheric conditions that affect the interstellar gas inside the heliosphere. *A&A*, 426:885–895, 2004.
- E. Möbius, M. Bzowski, S. Chalov, H.-J. Fahr, G. Gloeckler, V. Izmodenov, R. Kaltenbach, R. Lallement, D. McMullin, H. Noda, M. Oka, A. Pauluhn, J. Raymond, D. Ruciński, R. Skoug, T. Terasawa, W. Thompson, J. Vallergera, R. von Steiger, i M. Witte. Synopsis of the interstellar He parameters from combined neutral gas, pickup ion and UV scattering observations and related consequences. *A&A*, 426: 897–907, 2004.
- D. C. Morton i K. G. Widing. The Solar Lyman-Alpha Emission Line. *ApJ*, 133: 596–605, 1961.
- A. V. Myasnikov, D. B. Alexashov, V. V. Izmodenov, i S. V. Chalov. Self-consistent model of the solar wind interaction with three-component circumsolar interstellar

- cloud: Mutual influence of thermal plasma, galactic cosmic rays, and H atoms. *J. Geophys. Res.*, 105:5167–5178, 2000a.
- A. V. Myasnikov, V. V. Izmodenov, D. B. Alexashov, i S. V. Chalov. Self-consistent model of the solar wind interaction with two-component circumsolar interstellar cloud: Mutual influence of thermal plasma and galactic cosmic rays. *J. Geophys. Res.*, 105:5179–5188, 2000b.
- M. Neugebauer i C. W. Snyder. Solar Plasma Experiment. *Science*, 138:1095–1097, 1962.
- J. H. Newman, J. D. Cogan, D. L. Ziegler, D. E. Nitz, R. D. Rundel, K. A. Smith, i R. F. Stebbings. Charge transfer in h^+ -h and h^+ -d collisions within the energy range 0.1 – 150 eV. *Phys. Rev. A*, 25(6):2976–2984, 1982.
- H. S. Ogawa, C. Y. R. Wu, P. Gangopadhyay, i D. L. Judge. Solar photoionization as a loss mechanism of neutral interstellar hydrogen in interplanetary space. *J. Geophys. Res.*, 100:3455–3462, 1995.
- F. Paresce. On the distribution of interstellar matter around the sun. *AJ*, 89:1022–1037, 1984.
- E. N. Parker. Dynamics of the Interplanetary Gas and Magnetic Fields. *ApJ*, 128:664–676, 1958.
- E. N. Parker. The Stellar-Wind Regions. *ApJ*, 134:20–27, 1961.
- E. N. Parker. *Interplanetary dynamical processes*. New York, Interscience Publishers, 1963., 1963.
- P. J. E. Peebles. Primordial Helium Abundance and the Primordial Fireball. II. *ApJ*, 146:542–552, 1966.
- A. A. Penzias i R. W. Wilson. A Measurement of Excess Antenna Temperature at 4080 Mc/s. *ApJ*, 142:419–421, 1965.
- J. L. Phillips, S. J. Bame, A. Barnes, B. L. Barrcalough, W. C. Feldman, B. E. Goldstein, J. T. Gosling, G. W. Hoogveen, D. J. McComas, M. Neugebauer, i S. T. Suess. Ulysses solar wind plasma observations from pole to pole. *Geophys. Res. Lett.*, 22:3301–3304, 1995.
- W. G. Pilipp, K.-H. Muehlhaeuser, H. Miggenrieder, M. D. Montgomery, i H. Rosenbauer. Characteristics of electron velocity distribution functions in the solar wind derived from the HELIOS plasma experiment. *J. Geophys. Res.*, 92:1075–1092, 1987a.
- W. G. Pilipp, K.-H. Muehlhaeuser, H. Miggenrieder, M. D. Montgomery, i H. Rosenbauer. Unusual electron distribution functions in the solar wind derived from the HELIOS plasma experiment - Double-strahl distributions and distributions with an extremely anisotropic core. *J. Geophys. Res.*, 92:1093–1101, 1987b.

- N. V. Pogorelov i G. P. Zank. The Direction of the Neutral Hydrogen Velocity in the Inner Heliosphere as a Possible Interstellar Magnetic Field Compass. *ApJ*, 636: L161–L164, 2006.
- W. H. Press, S. A. Teukolsky, W. T. Vetterling, i B. P. Flannery. *Numerical recipes in Fortran (2nd ed.): the art of scientific computing*. Cambridge University Press, 1992.
- W. H. Press, S. A. Teukolsky, W. T. Vetterling, i B. P. Flannery. *Numerical recipes in Fortran 90 (2nd ed.): the art of parallel scientific computing*. Cambridge University Press, 1996.
- W. R. Pryor, J. M. Ajello, D. J. McComas, M. Witte, i W. K. Tobiska. Hydrogen atom lifetimes in the three-dimensional heliosphere over the solar cycle. *J. Geophys. Res.*, 108:9–1, 2003.
- J. D. Purcell i R. Tousey. The Profile of Solar Hydrogen-Lyman- α . *J. Geophys. Res.*, 65:370–372, 1960.
- E. Quémerais. Angle dependent partial frequency redistribution in the interplanetary medium at Lyman alpha. *A&A*, 480:353–367, 2000.
- E. Quémerais, R. Lallement, D. Koutroumpa, i P. Lamy. Velocity Profiles in the Solar Corona from Multi-Instrument Observations. *ApJ*, 667:1229–1234, 2007.
- A. Ralston. *Wstęp do analizy numerycznej*. Państwowe Wydawnictwo Naukowe, 1975.
- R. Ratkiewicz i J. McKenzie. Interstellar magnetic field effects on the termination shock, heliopause, and bow-shock: Aligned MHD flow. *J. Geophys. Res.*, 108:1071, 10.1029/2002JA0009560, 2003.
- R. Ratkiewicz, A. Barnes, G. A. Molvik, J. R. Spreiter, S. S. Stahara, M. Vinokur, i S. Venkateswaran. Effect of varying strength and orientation of local interstellar magnetic field on configuration of exterior heliosphere: 3D MHD simulations. *A&A*, 335:363–369, 1998.
- S. Redfield i J. L. Linsky. The Structure of the Local Interstellar Medium IV: Dynamics, Morphology, Physical Properties, and Implications of Cloud-Cloud Interactions. *ArXiv e-prints*, 709, 2007.
- H. Reeves, J. Audouze, W. A. Fowler, i D. N. Schramm. On the Origin of Light Elements. *ApJ*, 179:909–930, 1973.
- F. Robert, D. Gautier, i B. Dubrulle. The Solar System d/h Ratio: Observations and Theories. *Space Sci. Rev.*, 92:201–224, 2000.
- D. Roussel-Dupre. SKYLAB observations of H I Lyman-alpha. *ApJ*, 256:284–291, 1982.

- D. Ruciński i M. Bzowski. Modulation of interplanetary hydrogen distribution during the solar cycle. *A&A*, 296:248–263, 1995.
- D. Ruciński i M. Bzowski. Modelling of the interstellar hydrogen distribution in the heliosphere. *Space Sci. Rev.*, 78:248–263, 1996.
- D. Ruciński i H. J. Fahr. The influence of electron impact ionization on the distribution of interstellar helium in the inner heliosphere: Possible consequences for determination of interstellar helium parameters. *A&A*, 224:290–298, 1989.
- D. Ruciński i H. J. Fahr. Nonthermal ions of interstellar origin at different solar wind conditions. *Ann. Geophys.*, 9:102–110, 1991.
- D. Ruciński, A. C. Cummings, G. Gloeckler, A. J. Lazarus, E. Möbius, i M. Witte. Ionization processes in the heliosphere – rates and methods of their determination. *Space Sci. Rev.*, 78:73–84, 1996.
- C. Salem, S. Hoang, K. Issautier, M. Maksimovic, i C. Perche. Wind-Ulysses in-situ thermal noise measurements of solar wind electron density and core temperature at solar maximum and minimum. *Adv. Space Res.*, 32:491–496, 2003.
- D. W. Savin. Rate Coefficients for $D(1s)+H^+ \leftrightarrow D^+ + H(1s)$ Charge Transfer and Some Astrophysical Implications. *ApJ*, 566:599–603, 2002.
- H. Scherer, H. J. Fahr, M. Bzowski, i D. Ruciński. The Influence of Fluctuations of the Solar Emission Line Profile on the Doppler Shift of Interplanetary HLy α Lines Observed by the Hubble-Space-Telescope. *Ap&SS*, 274:133–141, 2000a.
- K. Scherer, H. Fichtner, i E. Marsch, editors. *The outer heliosphere: beyond the planets*, May 2000b.
- N. A. Schwadron i D. J. McComas. Heliospheric “FALTS”: Favored Acceleration Locations at the Termination Shock. *Geophys. Res. Lett.*, 30:41–1, 2003.
- N. A. Schwadron i D. J. McComas. Particle acceleration at a blunt termination shock. In J. Heerikhuisen, V. Florinski, G. P. Zank, i N. V. Pogorelov, editors, *Physics of the Inner Heliosheath*, volume 858 of *American Institute of Physics Conference Series*, pages 165–170, September 2006.
- D. M. Sfeir, R. Lallement, F. Crifo, i B. Y. Welsh. Mapping the contours of the Local bubble: preliminary results. *A&A*, 346:785–797, 1999.
- G. Sitarski. Recurrent power series integration of the equations of comet’s motion. *Acta Astron.*, 29:401–411, 1979.
- J. D. Slavin i P. C. Frisch. The Ionization of Nearby Interstellar Gas. *ApJ*, 565:364–379, 2002.
- J. D. Slavin i P. C. Frisch. The Chemical Composition of Interstellar Matter at the Solar Location. *Space Sci. Rev.*, 130:409–414, 2007a.

- J. D. Slavin i P. C. Frisch. The Boundary Conditions of the Heliosphere: Photoionization Models Constrained by Interstellar and In Situ Data. *ArXiv e-prints*, 704, 2007b.
- R. K. Smith i D. P. Cox. Multiple Supernova Remnant Models of the Local Bubble and the Soft X-Ray Background. *ApJS*, 134:283–309, 2001.
- P. C. Stancil, S. Lepp, i A. Dalgarno. The Deuterium Chemistry of the Early Universe. *ApJ*, 509:1–10, 1998.
- G. Steigman. On the Variation of Deuterium and Oxygen Abundances in the Local Interstellar Medium. *ApJ*, 586:1120–1126, 2003.
- G. Steigman. Primordial Nucleosynthesis: Successes and Challenges. *Int. J. Mod. Phys. E*, 15:1–35, 2006.
- J. S. Stodółkiewicz. *Astrofizyka ogólna z elementami geofizyki*. Wydawnictwo Naukowe PWN, 1982.
- J. Stoer i R. Bulirsch. *Wstęp do metod numerycznych*. Wydawnictwo Naukowe PWN, 1980.
- E. C. Stone i A. C. Cummings. Estimate of the Location of the Solar Wind Termination Shock. In *International Cosmic Ray Conference*, volume 10 of *International Cosmic Ray Conference*, pages 4263–4266, August 2001.
- E. C. Stone, A. C. Cummings, F. B. McDonald, B. C. Heikkila, N. Lal, i W. R. Webber. Voyager 1 Explores the Termination Shock Region and the Heliosheath Beyond. *Science*, 309:2017–2020, 2005.
- T. Summanen. The effect of the time and latitude-dependent solar ionisation rate on the measured Lyman- α -intensity. *A&A*, 314:663–671, 1996.
- S. Tarnopolski i M. Bzowski. Neutral interstellar hydrogen in the inner heliosphere under influence of wavelength-dependent solar radiation pressure. *ArXiv Astrophysics e-prints*, 2007.
- G. E. Thomas. The interstellar wind and its influence on the interplanetary environment. *Annu. Rev. Earth Planet. Sci.*, 6:173–204, 1978.
- G. E. Thomas i R. F. Krassa. Ogo-5 measurements of the Lyman Alpha sky background. *A&A*, 11:218–233, 1971.
- G. E. Thomas i R. F. Krassa. Ogo-5 measurements of the Lyman Alpha sky background in 1970 and 1971. *A&A*, 30:223–232, 1974.
- R. N. Thomas. The Source Function in a Non-Equilibrium Atmosphere. I. The Resonance Lines. *ApJ*, 125:260–274, 1957.
- W. K. Tobiska i S. D. Bouwer. New developments in SOLAR2000 for space research and operations. *Adv. Space Res.*, 37:347–358, 2006.

- W. K. Tobiska, T. Woods, F. Eparvier, R. Viereck, L. Floyd, D. Bouwer, G. Rottman, i O. R. White. The SOLAR2000 empirical solar irradiance model and forecast tool. *J. Atmos. Terr. Phys.*, 62:1233–1250, 2000.
- V. Vasyliunas i G. Siscoe. On the flux and the energy spectrum of interstellar ions in the solar wind. *J. Geophys. Res.*, 81:1247–1252, 1976.
- J. L. Vergely, R. Freire Ferrero, A. Siebert, i B. Valette. NaI and HI 3-D density distribution in the solar neighbourhood. *A&A*, 366:1016–1034, 2001.
- A. Vidal-Madjar. Evolution of the solar lyman alpha flux during four consecutive years. *Sol. Phys.*, 40:69–86, 1975.
- M. E. Wachowicz. *Globalny model rozkładu stanów jonizacji ciężkich atomów plazmy słonecznej w heliosferze*. Praca doktorska, Centrum Badań Kosmicznych PAN, 2006.
- R. V. Wagoner, W. A. Fowler, i F. Hoyle. On the Synthesis of Elements at Very High Temperatures. *ApJ*, 148:3–49, 1967.
- M. K. Wallis. Local interstellar medium. *Nature*, 254:202–+, 1975.
- R. S. Warwick, C. R. Barber, S. T. Hodgkin, i J. P. Pye. The EUV source population and the local bubble. *MNRAS*, 262:289–300, 1993.
- C. S. Weller i R. R. Meier. Observations of helium in the interplanetary /interstellar wind: the solar - wake effect. *ApJ*, 193:471–476, 1974.
- K.-P. Wenzel, R. G. Marsden, D. E. Page, i E. J. Smith. Ulysses: The first high-latitude heliospheric mission. *Adv. Space Res.*, 9:25–29, 1989.
- K. Wilhelm, W. Curdt, E. Marsch, U. Schühle, P. Lemaire, A. Gabriel, J.-C. Vial, M. Grewing, M. C. E. Huber, S. D. Jordan, A. I. Poland, R. J. Thomas, M. Kuhne, J. G. Timothy, D. M. Hassler, i O. H. W. Siegmund. SUMER - Solar Ultraviolet Measurements of Emitted Radiation. *Sol. Phys.*, 162:189–231, 1995.
- K. Wilhelm, T. N. Woods, U. Schühle, W. Curdt, P. Lemaire, i G. J. Rottman. The solar ultraviolet spectrum from 1200 Å to 1560 Å: a radiometric comparison between sumer/soho and solstice/uars. *A&A*, 352:321–326, 1999.
- O. C. Wilson. A Suggested Mechanism for the Ejection of Matter from M-Type Stars. *ApJ*, 131:75–82, 1960.
- M. Witte. Kinetic parameters of interstellar neutral helium. Review of results obtained during one solar cycle with the Ulysses/GAS-instrument. *A&A*, 426:835–844, 2004.
- T. N. Woods, W. K. Tobiska, G. J. Rottman, i J. R. Worden. Improved solar Lyman irradiance modeling from 1979 through 1999 based on UARS observations. *J. Geophys. Res.*, 105:27195–27215, 2000.

- F. M. Wu i D. L. Judge. Temperature and velocity of the interplanetary gases along solar radii. *ApJ*, 231:594–605, 1979.
- F. M. Wu i D. L. Judge. A reanalysis of the observed interplanetary hydrogen L alpha emission profiles and the derived local interstellar gas temperature and velocity. *ApJ*, 239:389–394, 1980.
- D. G. York i Jr. J. B. Rogerson. The abundance of deuterium relative to hydrogen in interstellar space. *ApJ*, 203:378–385, 1976.
- G. P. Zank, G. Li, V. Florinski, Q. Hu, D. Lario, i C. W. Smith. Particle acceleration at perpendicular shock waves: Model and observations. *J. Geophys. Res.*, 111: 6108–6124, 2006.
- Z. X. Zhao, A. Igarashi, i C. D. Lin. Hyperspherical calculations of $H(1s)+\mu^+$ re-arrangement collision cross sections from threshold to 2 eV. *Phys. Rev. A*, 62: 042706–042710, 2000.

Skróty bibliograficzne cytowanych czasopism

Acta Astron. - Acta Astronomica

Adv. Space Res. - Advances in Space Research

Ann. Geophys. - Annales Geophysicae

ARA&A - Annual Review of Astronomy and Astrophysics

Annu. Rev. Earth Planet. Sci. - Annual Review of Earth and Planetary Sciences

AJ - Astronomical Journal

A&A - Astronomy & Astrophysics

Astron. Lett. — Astronomy Letters

ApJ - Astrophysical Journal

ApJS - Astrophysical Journal, Supplement Series

Ap&SS - Astrophysics and Space Science

Geophys. Res. Lett. - Geophysical Research Letters

Int. J. Mod. Phys. E - International Journal of Modern Physics E

J. Atmos. Terr. Phys. - Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics

J. Geophys. Res. - Journal of Geophysical Research

J. Phys. B Atom. Mol. Opt. Phys. - Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics

Memor. Soc. Astronom. Ital. - Memorie della Societa Astronomica Italiana
(Journal of the Italian Astronomical Society)

MNRAS - Monthly Notices of the Royal Astronomical Society

Phys. Rev. - Physical Review

Phys. Rev. Lett. — Physical Review Letters

Planet. Space Sci. - Planetary and Space Science

Rev. Geophys. - Reviews of Geophysics

Rev. Mod. Phys. - Reviews of Modern Physics

Sol. Phys. - Solar Physics

Space Sci. Rev. - Space Science Reviews

