

Autoreferat

**„Modelowanie słonecznych linii emisyjnych w dalekim
ultrafiolecie oraz badanie ich wpływu na neutralne atomy H
i He w heliosferze”**

Izabela Kowalska-Leszczyńska
Centrum Badań Kosmicznych
Polska Akademia Nauk

Warszawa 2023

1. Imię i nazwisko:

Izabela Kowalska-Leszczyńska

2. Posiadane dyplomy, stopnie naukowe lub artystyczne – z podaniem podmiotu nadającego stopień, roku ich uzyskania oraz tytułu rozprawy doktorskiej.

a. Rok 2013

Stopień: Dr

Podmiot: Obserwatorium Astronomiczne, Uniwersytet Warszawski

Tytuł: Astrofizyczne zastosowania detekcji układów podwójnych obiektów zwartych w falach grawitacyjnych.

b. Rok 2008

Stopień: Mgr

Podmiot: Obserwatorium Astronomiczne, Uniwersytet Warszawski

Tytuł: Tło fal grawitacyjnych od układów podwójnych gwiazd populacji III.

3. Informacja o dotychczasowym zatrudnieniu w jednostkach naukowych lub artystycznych.

a. 2018 -

Instytucja: Centrum Badań Kosmicznych, Polska Akademia Nauk

Stanowisko: adiunkt

b. 2017 - 2018

Instytucja: Centrum Badań Kosmicznych, Polska Akademia Nauk

Stanowisko: specjalista-badacz

c. 2013-2016

Instytucja: Obserwatorium Astronomiczne, Uniwersytet Warszawski

Stanowisko: post-doc

4. Omówienie osiągnięć, o których mowa w art. 219 ust. 1 pkt. 2 ustawy z dnia 20 lipca 2018 r. Prawo o szkolnictwie wyższym i nauce (Dz. U. z 2021 r. poz. 478 z późn. zm.). Omówienie to winno dotyczyć merytorycznego ujęcia przedmiotowych osiągnięć, jak i w sposób precyzyjny określać indywidualny wkład w ich powstanie, w przypadku, gdy dane osiągnięcie jest dziełem współautorskim, z uwzględnieniem możliwości wskazywania dorobku z okresu całej kariery zawodowej.

Przedstawione osiągnięcie składa się z cyklu artykułów:

IKL1: Evolution of the Solar Ly α Line Profile during the Solar Cycle

Kowalska-Leszczynska, I.; Bzowski, M.; Sokół, J. M.; Kubiak, M. A.

The Astrophysical Journal, Vol. 852, Issue 2, article id. 115, 14 pp. (2018)

DOI: 10.3847/1538-4357/aa9f2a

Opracowano fenomenologiczny model profilu słonecznej linii emisyjnej Lyman- α . Model został oparty na serii obserwacji spektroskopowych wykonanych za pomocą instrumentu SOHO/SUMER w ciągu pełnego cyklu aktywności słonecznej. Zaproponowana postać funkcyjna pozwala na odtworzenie kształtu linii Lyman- α dla każdego dnia, dla którego są dostępne pomiary całkowitego strumienia w tej linii. Model uwzględnia zmianę kształtu skorelowaną z fazą cyklu aktywności słonecznej.

IKL2: Evolution of the Solar Ly α Line Profile during the Solar Cycle. II. How Accurate Is the Present Radiation Pressure Paradigm for Interstellar Neutral H in the Heliosphere?

Kowalska-Leszczynska, I.; Bzowski, M.; Sokół, J. M.; Kubiak, M. A.

The Astrophysical Journal, Vol. 868, Issue 1, article id. 49, 14 pp. (2018)

DOI: 10.3847/1538-4357/aae70b

Przedstawiono konsekwencje użycia nowego modelu ciśnienia promieniowania na różne aspekty związane z badaniem heliosfery. Model profilu linii Lyman- α (opracowany w IKL1) został zaimplementowany w kodzie numerycznym symulującym rozkład gazu międzygwiazdowego w heliosferze (WTPM). Porównano wyniki uzyskane przy użyciu nowego modelu oraz dotychczas stosowanego (model Tarnopolski i Bzowski 2009, oparty na mniejszej ilości obserwacji, który nie przewidywał zmiany kształtu profilu w cyklu aktywności słonecznej) w kilku aspektach: gęstość lokalna, strumień i prędkość ISN H oraz PUI; gęstość ISN H na szoku końcowym; strumień w detektorze IBEX-Lo; gęstość i strumień ISN D. Wyniki pokazały, że szczegóły modelu ciśnienia promieniowania są bardzo istotne. Oczekiwana gęstość ISN H w zależności od użytego modelu w niektórych kierunkach na niebie różniła się nawet dwukrotnie.

IKL3: Update of the Solar Ly α Profile Line Model

Kowalska-Leszczynska, I.; Bzowski, M.; Kubiak, M. A.; Sokół, J. M.

The Astrophysical Journal Supplement Series, Vol. 247, Issue 2, article id. 62 (2020).

DOI: 10.3847/1538-4365/ab7b77

Aktualizacja parametrów modelu profilu linii Lyman- α (opracowanego w IKL1 i testowanego w IKL2) wynikająca ze zmiany kalibracji całkowitego strumienia w tej linii dostarczanego przez LASP. Całkowity strumień Lyman- α zmienił się w granicach 10%, a zatem konieczna była aktualizacja modelu. Okazja ta została wykorzystana do zbadania czułości symulacji na drobne zmiany w modelu ciśnienia promieniowania. Uzyskane wyniki pokazały, że nawet małe zmiany w modelu ciśnienia promieniowania są istotne przy interpretacji danych obserwacyjnych detektorów mierzących bezpośrednio atomy neutralne (takie jak IBEX-Lo).

IKL4: Absorption of the Lyman- α radiation in the heliosphere

Kowalska-Leszczynska, I.; Kubiak, M. A.; Bzowski, M.

The Astrophysical Journal, Volume 926, Number 1 (2022)

DOI: 10.3847/1538-4357/ac4092

Przedstawiono matematyczny opis efektu absorpcji promieniowania Lyman- α przez ISN H w modelu pojedynczych rozprożeń. Zaimplementowano poprawkę wynikającą z efektu absorpcji w kodzie symulującym poświatę heliosferyczną (WAWHelioGlow) oraz przeanalizowano wybrane zagadnienia związane z badaniem heliosfery. Został zdefiniowany czynnik osłabienia, dzięki któremu możliwa jest ilościowa ocena siły efektu absorpcji w różnych kierunkach na niebie. Przedstawiono mapy oraz udostępniono tabele z otrzymanymi wynikami. Zbadany został zasięg stosowalności przybliżenia ośrodka optycznie cienkiego. Oceniono wpływ efektu absorpcji na spodziewany sygnał z detektora IBEX-Lo oraz badania związane z tempem produkcji PUI. Przeanalizowano zmiany absorpcji związane z cyklem aktywności słonecznej, które okazały się mniejsze niż 3%.

IKL5: Radiation pressure acting on the neutral He atoms in the Heliosphere

Kowalska-Leszczynska, I.; Kubiak, M. A.; Bzowski, M.

The Astrophysical Journal, Volume 950, Number 2 (2023)

DOI: 10.3847/1538-4357/acd18f

Oceniono wpływu ciśnienia promieniowania na ISN He. Zaimplementowano model słonecznej linii emisyjnej He I (58.4 nm) w kodzie numerycznym WTPM. Porównano trajektorie ISN He policzone z oraz bez uwzględnienia ciśnienia promieniowania.

Przeanalizowano sygnał w detektorze IBEX-Lo oraz IMAP-Lo. Wyniki wykazały, że ciśnienie promieniowania działające na He można w większości zaniedbać. Wyjątkiem będzie analiza populacji wtórnej helu obserwowana przez budowany detektor IMAP-Lo, gdzie zaniedbanie ciśnienia promieniowania może prowadzić do błędów rzędu 5-9%.

Jestem pierwszym autorem wszystkich publikacji wchodzących w skład omawianego osiągnięcia. Byłam odpowiedzialna za większość obliczeń numerycznych (wyjątkiem jest obsługa kodu WTPM, którą zajmuje się Marzena Kubiak oraz model jonizacji autorstwa Justyny Sokół), wizualizację i interpretację wyników (przy udziale Macieja Bzowskiego) oraz za spisanie wyników w postaci publikacji. Brałam też udział w planowaniu i ustalaniu zakresu badań. Szczegółowy opis mojego wkładu w poszczególne publikacje jest zawarty w załączonym oświadczeniu.

Tematem przewodnim osiągnięcia jest:

„Modelowanie słonecznych linii emisyjnych w dalekim ultrafiolecie oraz badanie ich wpływu na neutralne atomy H i He w heliosferze”.

1 WSTĘP

1.1 HELIOSFERA

Heliosferą nazywamy obszar wokół Słońca, który jest zdominowany przez wpływ wiatru słonecznego. Poza heliosferą, której granicę stanowi heliopauza, znajduje się obszar zdominowany przez materię ośrodka międzygwiazdowego. Materia międzygwiazdowa jest częściowo zjonizowana. Plazma opływa heliosferę wzdłuż linii pola magnetycznego, ale atomy neutralne mogą swobodnie wnikać do wnętrza heliosfery. Neutralna komponenta ośrodka międzygwiazdowego składa się w większości z atomów wodoru (ISN H) i helu (ISN He), choć obecne są też niewielkie ilości tlenu czy neonu. Bezpośrednie pomiary parametrów neutralnego wodoru i helu pochodzącego spoza heliosfery pozwalają na badanie warunków panujących w ośrodku międzygwiazdowym.

Tory lotu neutralnych atomów podróżujących przez heliosferę są determinowane przez siłę grawitacji Słońca oraz siłę ciśnienia promieniowania, będącą wynikiem interakcji ze słonecznymi fotonami. W przypadku helu, ciśnienie promieniowania odgrywa mniejszą (choć nie zawsze zaniedbywalną) rolę, ale w przypadku wodoru jest to siła porównywalna z grawitacją, która przy wysokim poziomie aktywności słonecznej może nawet odpychać atomy od Słońca. Dlatego, aby zrozumieć zmierzone parametry neutralnych atomów, które dotarły do detektorów w pobliżu Ziemi,

konieczne jest uwzględnienie wpływu słonecznych linii emisyjnych Lyman- α oraz He I, które są odpowiedzialne za ciśnienie promieniowania działające na neutralny wodór i hel.

1.2 REZONANSOWE CIŚNIENIE PROMIENIOWANIA

Rezonansowe ciśnienie promieniowania jest sumarycznym efektem wielu interakcji neutralnych atomów z fotonami o odpowiedniej długości fali niezbędnej do wzbudzenia atomu. Każdy pojedynczy akt pochłonięcia fotonu przez neutralny atom wiąże się z niewielką zmianą pędu atomu. Przy wystarczająco dużej ilości takich pojedynczych zdarzeń, możemy je opisać jako efektywną siłę działającą na przelatujące atomy (Hall 1992). W heliosferze atomy wodoru są bezzderzeniowe, więc rezonansowy mechanizm z fotonami Lyman- α jest jedynym jaki trzeba brać pod uwagę. Wynika to z długości życia atomu w stanie wzbudzonym, który jest znacznie krótszy od czasu między wzbudzeniami. A zatem wszystkie neutralne atomy wodoru są w stanie podstawowym.

Wygodnym parametrem opisującym ciśnienie promieniowania jest stosunek siły wynikającej z ciśnienia promieniowania do siły grawitacji:

$$\mu = \frac{P_{rad}}{|F_g|} \quad (1)$$

Siła ($P_{rad} = g\Delta p$) wynikająca z ciśnienia fotonów jest zależna od liczby fotonów, które absorbuje atom w jednostce czasu przy określonym oświetleniu (g) oraz zmiany pędu podczas interakcji (Δp). Wartość czynnika $g = \int_0^\infty d\lambda I(\lambda_0) \sigma(\lambda)$ wynika wprost z przekroju czynnego (σ) na wzbudzenie atomu strumieniem fotonów ($I(\lambda)$).

Jeśli potraktujemy atom jako tłumiony oscylator harmoniczny z siłą wymuszającą, otrzymamy wzór na przekrój czynny:

$$\sigma = \frac{\pi e^2 \lambda_0^2}{m_e c} f_{osc} \quad (2)$$

gdzie e to ładunek elementarny, m_e to masa elektronu, c to prędkość światła, λ_0 to bazowa długość fali w środku linii, a f_{osc} to siła oscylatora, która musi być uwzględniona, aby rozważania klasycznego oscylatora zgadzały się z wynikami otrzymanymi na gruncie mechaniki kwantowej.

Ostatecznie możemy napisać równanie pozwalające badać ciśnienie promieniowania zarówno dla wodoru, jak i dla helu:

$$\mu = \begin{cases} I_{Ly-\alpha}(\lambda_H) \frac{\pi e^2}{m_e c} \frac{h \lambda_H}{c} f_{osc,H} \frac{r_E^2}{GM_{\odot} m_H}, & \lambda_H = 121,567 \text{ nm} \quad \text{dla wodoru} \\ I_{HeI}(\lambda_{He}) \frac{\pi e^2}{m_e c} \frac{h \lambda_{He}}{c} f_{osc,He} \frac{r_E^2}{GM_{\odot} m_{He}}, & \lambda_H = 58,4 \text{ nm} \quad \text{dla helu} \end{cases} \quad (3)$$

Warto zauważyć, że wszystkie rozważania były do tej pory prowadzone w układzie spoczynkowym związanym z atomem. Przechodząc do opisu zjawiska w układzie związanym ze Słońcem lub Ziemią musimy wziąć pod uwagę zjawisko Dopplera, które sprawia, że długość fali pochłoniętego fotonu jest przesunięta ze względu na prędkość radialną atomu względem środka układu spoczynkowego:

$$\frac{\Delta \lambda}{\lambda_0} = - \frac{v_r(\lambda)}{c} \quad (4)$$

Typowe prędkości radialne neutralnych atomów są rzędu kilkudziesięciu km/s w okolicy Słońca, co odpowiada przesunięciom Dopplera rzędu $\sim 0,01$ nm. Dlatego interesuje nas nie tylko strumień fotonów o określonej długości fali odpowiadającej centrum konkretnej linii emisyjnej Słońca (Lyman- α czy He I), ale również jej kształt i zmiany wynikające z cyklu aktywności słonecznej.

2 MOTYWACJA

Parametry ruchu neutralnego atomu w heliosferze są determinowane przez siłę grawitacji Słońca oraz siłę związaną z ciśnieniem promieniowania. Rola tego ostatniego jest odwrotnie proporcjonalna do masy atomu, a zatem będzie największa dla wodoru i helu. W literaturze znaleźć można wiele prac poświęconych zagadnieniu ciśnienia promieniowania działającego na wodór. Wpływ ciśnienia promieniowania na He I, jak i cięższe pierwiastki, był do tej pory zaniedbywany.

Analiza wczesnych danych obserwacyjnych z detektora IBEX-Lo wykazała, że nasze zrozumienie ciśnienia promieniowania jest niepełne. Zarejestrowane strumienie cząstek nie zgadzały się z przewidywaniami teoretycznymi (Schwadron i in. 2013; Katushkina i in. 2015). Jednocześnie było jasne, że funkcja źródłowa dla wodoru w heliosferze jest niezwykle czuła na to jak zostanie uwzględnione ciśnienie promieniowania (Tarnopolski i Bzowski 2009).

Dysponując obserwacjami słonecznej emisyjnej linii Lyman- α z pełnego cyklu aktywności słonecznej, mogliśmy podjąć próbę stworzenia dokładniejszego modelu ciśnienia promieniowania dla wodoru. Ostateczny model, który jest teraz szeroko stosowany w środowisku heliosferycznym, zawiera nie tylko realistyczną zależność od poziomu aktywności Słońca, ale również poprawkę związaną z efektem absorpcji.

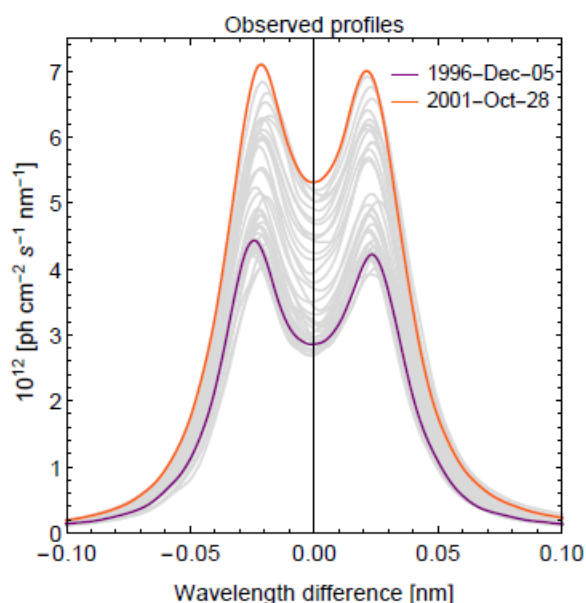
Dotychczasowe modele heliosferyczne zaniedbywały wpływ ciśnienia promieniowania działającego na hel. Jednak niezwykle dynamiczny rozwój modeli numerycznych jaki obserwujemy w ostatnich latach sprawił, że coraz mniejsze efekty muszą być brane pod uwagę. Tak jak w przypadku wodoru, pojawiła się konieczność zaimplementowania ciśnienia promieniowania dla helu. System, który opracowaliśmy pomoże w dokładniejszej analizie danych obserwacyjnych, których dostarczy w przyszłości detektor IMAP-Lo.

3 MODEL LINII LYMAN- α [IKL1]

Linia Lyman- α jest najsilniejszą linią emisyjną w ultrafioletowej części widma słonecznego. Jej centralna długość fali to $\lambda_H = 121,567 \text{ nm}$. Obserwacje w UV są trudne i muszą być prowadzone spoza atmosfery ziemskiej. Pierwsze bezpośrednie pomiary strumienia ultrafioletowego wykonywane były przy użyciu raket i balonów (Vidal-Madjar 1975), ale były obarczone dodatkową absorpcją pochodzącą z górnych warstw ziemskiej atmosfery, która przysłaniała profile w okolicy centralnej długości fali.

Pierwsze niezakłócone przez wpływ atmosfery Ziemi pomiary kształtu linii zostały wykonane przez instrument SUMER na pokładzie satelity SOHO (Wilhelm i in. 1995) znajdującego się w punkcie Lagrange'a L1. Pomiary uśrednionego po tarczy słonecznej profilu trwały między rokiem 1995 a 2001 i obejmowały cały cykl aktywności słonecznej. Wyniki zostały opisane w serii artykułów (Lemaire i in. 1998; Lemaire i in. 2002; Lemaire i in. 2005; Lemaire i in. 2015).

Zarówno kształt jak i wartość strumienia widmowego bardzo silnie zależą od fazy cyklu słonecznego, co wyraźnie widać na Rysunku 1 przedstawiającym dane obserwacyjne.



Rysunek 1. Profile linii Lyman- α zmierzone przez instrument SOHO/SUMER (Lemaire i in. 2015). Kolorami zaznaczono minimum (fiolet) i maksimum (pomarańcz) cyklu aktywności słonecznej.

Naszym celem było stworzenie fenomenologicznego modelu odtwarzającego kształt profilu linii Lyman- α mając wartość całkowitego strumienia I_{tot} , który jest regularnie mierzony od wielu lat. W ten sposób możemy odtworzyć profil dla każdego dnia, w którym mamy do dyspozycji pomiary I_{tot} .

Korzystając z materiału obserwacyjnego opublikowanego przez Lemaire i in. (2015) pokazanego na Rysunku 1 stworzyliśmy 9-parametrowy fenomenologiczny model profilu linii Lyman- α .

Model składa się z trzech elementów:

- Podstawowy kształt linii emisyjnej, która powstaje w chromosferze jest modelowany za pomocą funkcji kappa: $F_K = A_K \left[1 + \frac{(v_r - \mu_K)^2}{2\sigma_K^2 \kappa} \right]^{-\kappa - 1}$
- Centralna część linii będąca efektem absorpcji przez wodór znajdujący się w obszarze przejściowym na Słońcu jest modelowany za pomocą funkcji Gaussa: $F_R = \frac{A_R}{\sigma_R \sqrt{2\pi}} \exp \left[-\frac{(v_r - (\mu_K - d\mu))^2}{2\sigma_R^2} \right]$
- Tło odpowiadające za bazy poziom widma słonecznego w części EUV jest modelowane funkcją liniową: $F_{bg} = a_{bg} v_r + b_{bg}$

Ostateczny kształt linii w tym modelu wyraża się następującym wzorem

$$\mu(r, v_r, t) = (F_K - F_R + F_{bg}) \left(\frac{r_E}{r} \right)^2 \quad (5)$$

Uwzględniona jest tu również klasyczna zależność natężenia promieniowania od odległości wyrażona w jednostkach promieni orbity Ziemi (r_E).

Należy wspomnieć, że wybrane funkcje nie mają związku z naturą procesów fizycznych odpowiedzialnych za powstanie linii emisyjnej na Słońcu, a są jedynie wynikiem dopasowania do obserwowanego kształtu.

Funkcję zdefiniowaną za pomocą Równania 5 dopasowaliśmy metodą najmniejszych kwadratów do serii 43 pomiarów kształtu profilu linii Lyman- α , które zostały zdjęte w różnych fazach aktywności słonecznej (do tej pory są to jedyne dostępne pomiary obejmujące cały cykl słoneczny). W ten sposób uzyskaliśmy zależność każdego z 9 parametrów modelu od poziomu aktywności Słońca, która w tym wypadku wyrażona była przez całkowity strumień emitowany w linii Lyman- α . Następnie do każdego przebiegu została dopasowana liniowa zależność.

W ten sposób uzyskaliśmy model profilu linii Lyman- α , którego parametry są liniową funkcją całkowitego strumienia emitowanego w tej linii.

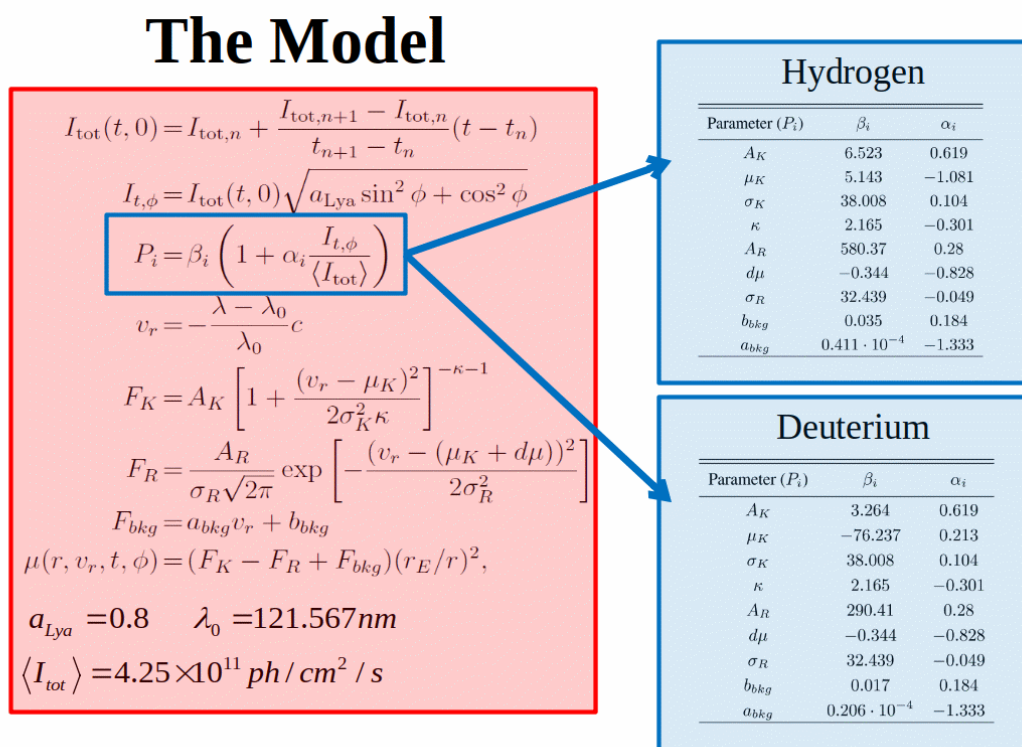
Model ten pozwala na obliczenie kształtu linii Lyman- α w dowolnej fazie cyklu aktywności słonecznej pod warunkiem, że znamy wartość całkowitego strumienia I_{tot} .

Całkowity strumień w linii Lyman- α jest powszechnie stosowanym miernikiem zmian aktywności Słońca. Jest silnie skorelowany z innymi wyznacznikami aktywności słonecznej takimi jak strumień radiowy F10,7 (Penticton Solar Radio Flux at 10.7 cm - LISIRD), strumień radiowy F30 (Tanaka i Kakinuma 1957; Shimojo i in. 2017) czy indeks magnezowy (Bremen Composite Magnesium II Index - LISIRD). Dzięki tym korelacjom jest możliwe nie tylko bieżące monitorowanie tego miernika, ale również odtworzenie jego historycznych wartości sięgających roku 1947, kiedy to rozpoczęto pomiary strumienia radiowego F10,7. W chwili obecnej dostępne są dane złożone z mieszanki bezpośrednich obserwacji oraz zrekonstruowanych wartości przygotowywane przez zespół LASP (Composite Solar Lyman-alpha - LISIRD).

Zaproponowany przez nas model był znormalizowany w oparciu o te kompozytowe dane.

W roku 2019 zespół LASP przeprowadził głęboką rewizję dotychczasowej kalibracji i zaproponował nową – lepszą (Machol i in. 2019). Przeprowadzona przez nas analiza wpływu nowej kalibracji na nasz model przekonała nas o konieczności uaktualnienia opublikowanych przez nas wartości parametrów. Zmiany strumienia całkowitego I_{tot} spowodowane zmianą kalibracji wyniosły $\sim 10\%$ w okresie, na którym strojony był nasz model.

A zatem opublikowaliśmy kolejny zestaw parametrów modelu profilu linii Lyman- α [IKL3]:



Rysunek 2. Aktualny model profilu linii Lyman- α .

Rysunek 2 prezentuje kompletny zestaw wzorów oraz wartości parametrów (zarówno dla wodoru jak i dla deuteru) pozwalający obliczyć ciśnienie promieniowania znając całkowity strumień w linii Lyman- α . W tym modelu zakładamy, że całkowity strumień I_{tot} jest zmierzony w płaszczyźnie ekliptyki. Wartość na innych szerokościach jest obliczona za pomocą prostego przybliżenia uwzględniającego pociemnienie na biegunach. Bardziej realistyczny profil anizotropii oświetlenia jest w tej chwili przedmiotem badań.

Przy okazji aktualizacji parametrów modelu, dokonaliśmy analizy czułości rozkładu wodoru w heliosferze na ciśnienie promieniowania.

4 MODEL LINII HE I [IKL5]

Słoneczna linia emisyjna He I o centralnej długości fali $\lambda_{He} = 58,4 \text{ nm}$ jest odpowiedzialna za wzbudzenie neutralnych atomów helu. Jest dużo słabsza i węższa od linii Lyman- α . Nie wykazuje również dodatkowych struktur w części centralnej.

Historia pomiarów tej linii sięga lat 60 XX wieku, kiedy pierwsze eksperymenty raketowe dostarczały danych dotyczących całkowitego strumienia i/lub szerokości w połowie wysokości (FWHM) linii w okolicy 58,4 nm.

Seria pomiarów wykonanych na przestrzeni lat wykazała, że natężenie linii He I mocno zależy od poziomu aktywności słonecznej, ale jej szerokość i kształt wydają się niezmiennie. Korzystając z wyników analizy dokonanej przez Lallement i in. 2004, założyliśmy, że kształt linii He I nie zmienia się w czasie i jest opisany funkcją Gaussa o szerokości $FWHM=0,0136 \text{ nm}$:

$$I_{\lambda}(\lambda) = I_0 \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{\lambda - \lambda_{He}}{\sigma} \right)^2 \right] \quad (6)$$

Funkcja opisana powyższym równaniem przyjmuje wartość $\frac{1}{2}I_0$ dla argumentu $\lambda_h = \pm\sqrt{2\log 2}$. Łącząc to z definicją parametru $FWHM = 2\lambda_h$, możemy napisać wzór na odchylenie standardowe:

$$\sigma = \frac{FWHM}{2\sqrt{2\log 2}} \quad (7)$$

Wtedy szerokość równoważna linii - w (szerokość prostokąta o wysokości I_0 i polu powierzchni odpowiadającym całce po oryginalnym profilu linii) wyraża się następująco:

$$I_{tot,He} = \int_{-\infty}^{\infty} I_{\lambda}(\lambda) d\lambda = I_0 \sqrt{2\pi} \sigma = w I_0 \quad (8)$$

$$w = \sqrt{2\pi} \sigma = \sqrt{2\pi} \frac{FWHM}{2\sqrt{2\log 2}} \quad (9)$$

Zależności te pozwalają nam połączyć wielkości obserwowane (całkowity strumień w linii He I $I_{tot,He}$ oraz jej szerokość FWHM) ze strumieniem w środku linii (I_0), który jest potrzebny do wyznaczenia parametru μ opisującego ciśnienie promieniowania.

5 KONSEKWENCJE CIŚNIENIA PROMIENIOWANIA – WODÓR [IKL2]

Wpływ ciśnienia promieniowania na parametry rozkładu i trajektorię ruchu neutralnego wodoru jest bezsprzeczny. W okresach dużej aktywności Słońca siła związana z ciśnieniem promieniowania dominuje nad siłą grawitacji Słońca i powoduje odpychanie atomów wodoru. W prostszych modelach heliosfery ciśnienie promieniowania jest uwzględniane jako stały czynnik modyfikujący siłę grawitacji. Rzeczywistość jest jednak dużo bardziej skomplikowana.

Aby sprawdzić jak czuły jest wodór na szczegóły modelu ciśnienia promieniowania, zaproponowaliśmy szereg testów. Zbadaliśmy jak wygląda rozkład gęstości wodoru, spodziewany strumień cząstek, które może zmierzyć IBEX-Lo (opis detektora jest dostępny w Dodatku A), spodziewane tempo produkcji PUI (z ang. „pick-up ions” oznacza początkowo neutralne cząstki materii międzygwiazdowej, które zostały zjonizowane poprzez wymianę ładunku z naładowanymi cząstkami wiatru słonecznego wewnątrz heliosfery i pochwycone przez pole magnetyczne wmrzone w wiatr słoneczny) oraz rozmiar optycznie cienkiego obszaru wokół Słońca. Wszystkie wyżej wymienione wielkości zostały policzone w dwóch przypadkach różniących się tylko zastosowanym modelem ciśnienia promieniowania. Pierwszy model został opracowany przez Tarnopolski i Bzowski 2009 (dalej oznaczany jako ST09), a drugi został opisany w pracy **IKL1** stanowiącej część niniejszego osiągnięcia (dalej oznaczany IKL18).

Główną różnicą między porównywanymi modelami był sposób uwzględnienia zależności od całkowitego strumienia w linii Lyman- α (I_{tot}). W modelu ST09 całkowity strumień skaluje cały profil, którego kształt jest stały, podczas gdy model IKL18 uwzględnia zależność kształtu od aktywności słonecznej poprzez liniową zależność każdego z 9 parametrów modelu. Obserwowane profile uzyskane przy pomocy SOHO/SUMER również wykazują zmienność kształtu w zależności od fazy cyklu słonecznego.

5.1 SYMULACJE

Symulacje rozkładu gazu międzygwiazdowego wykonane zostały przy pomocy warszawskiego kodu numerycznego (Warsaw Test Particle Model) rozwijanego od wielu lat w Centrum Badań Kosmicznych przez grupę Macieja Bzowskiego (Tarnopolski i Bzowski 2009; Sokół i in. 2015).

Model ten zakłada, że lokalna funkcja rozkładu wodoru w heliosferze jest superpozycją dwóch populacji (pierwotnej i wtórnej). Tabela 1 przedstawia wartości parametrów początkowych obu populacji oraz referencje pozwalające na prześledzenie ich źródeł. Lokalna funkcja rozkładu obliczana jest metodą charakterystyk ze śledzenia trajektorii atomów i ich strat jonizacyjnych.

Tabela 1. Parametry początkowe rozkładu dwóch populacji ISN H w symulacjach.

| | pierwotna | | wtórna | |
|-------------------------------------|-----------|----------------------|---------|--|
| | wartość | referencja | wartość | referencja |
| Gęstość [cm⁻³] | 0,031 | (Bzowski i in. 2008) | 0,054 | (Bzowski i in. 2008) |
| Temperatura [K] | 7443 | Analiza ISN He z | 16 300 | |
| Prędkość [km s⁻¹] | -25,78 | IBEX-Lo | -18,74 | |
| Długość ekliptyczna [°] | 255,75 | (Bzowski i in. 2015) | 251,57 | Analiza populacji wtórnej He z IBEX-Lo |
| Szerokość ekliptyczna [°] | 5,17 | | 11,95 | (Kubiak i in. 2016) |

5.2 GĘSTOŚĆ LOKALNA ISN H

Symulacje zostały przeprowadzone w trzech płaszczyznach: ekliptycznej, biegunowej (prostopadłej do ekliptycznej i zawierającej bieguna ekliptycznego oraz kierunku napływu) i poprzecznej (prostopadłej do ekliptycznej, zawierającej bieguna oraz kierunku poprzeczny do kierunku napływu).

Analizowaliśmy różnice oczekiwanej gęstości wodoru wynikające z zastosowania różnych modeli ciśnienia promieniowania w 3 aspektach:

- w funkcji długości ekliptycznej na okręgach oddalonych od Słońca o 1; 1,5; 3; 5 i 10 jednostek astronomicznych
- w funkcji odległości dla kierunku upwind (kierunek napływu), dnwind (kierunek sptywu przeciwny do kierunku napływu), cross (kierunek prostopadły do kierunku napływu w płaszczyźnie ekliptyki) oraz Npole (kierunek północnego bieguna ekliptycznego)

- w funkcji czasu dla kierunku upwind i dnwind oraz odległości 1; 1,5; 3 i 5,2 jednostki astronomiczne od Słońca

Doszliliśmy do następujących wniosków:

- różnice są zanedbywalne (poniżej 5%) w kierunku napływu, im bardziej się od niego oddalamy, tym większe różnice obserwujemy. Maksymalny efekt jest widoczny w kierunku dnwind.
- nasz model na ogół przewiduje wyższą gęstość wodoru. Wyjątkiem jest krótki okres w okolicy maksimum aktywności Słońca w 2001 roku.
- im dalej od Słońca, tym różnice między modelami są wyraźniej widoczne. W odległości 1 au w kierunku dnwind w czasie niskiej aktywności Słońca nasz model przewiduje 2-krotnie wyższą gęstość wodoru aniżeli model ST09.

5.3 PRĘDKOŚĆ RADIALNA I SZYBKOŚĆ

Prędkość radialna neutralnych atomów jest niezwykle istotnym parametrem, gdyż to właśnie ona determinuje siłę związaną z ciśnieniem promieniowania. Prędkość radialna określa wielkość przesunięcia Dopplera fotonów, które ostatecznie wzbudzą atom.

Z naszej analizy wynika, że szczegóły użytego modelu ciśnienia promieniowania nie wpłynęły w sposób znaczący na wektor prędkości ISN H. W półkuli zawierającej kierunek napływu przewidywania obu modeli zgadzały się ze sobą z dokładnością do 2%, a w przeciwnej półkuli – z dokładnością do 5%. Wartość wektora prędkości (szybkość) wyznaczona za pomocą obu modeli jest zgodna z dokładnością do kilku km/s. Ten parametr ma fundamentalne znaczenie dla analizy danych z detektorów bezpośrednio mierzących strumień cząstek, takich jak IBEX.

5.4 GĘSTOŚĆ NA SZOKU KOŃCOWYM

Jednym z ważniejszych wyników uzyskanych dzięki zastosowaniu modelu ciśnienia promieniowania ST09 było wyznaczenie gęstości wodoru na szoku końcowym (miejsce w heliosferze, w którym naddźwiękowy wiatr słoneczny zwalnia do poddźwiękowych prędkości) z bezpośrednich obserwacji tempa produkcji PUI uzyskanych przez misję Ulysses. Metoda zaproponowana przez Bzowski i in. (2008) opierała się na liniowej relacji między gęstością wodoru na szoku końcowym a tempem produkcji PUI na brzegu tzn. wnęki wodorowej. W tym miejscu lokalna gęstość wodoru stanowi $1/e$ wartości na szoku końcowym. Tempo produkcji PUI jest zaś w prosty sposób związane z lokalną gęstością oraz lokalnym tempem jonizacji. Orbita Ulyssesa przechodziła przez to miejsce, a sam instrument mierzył w sposób bezpośredni zarówno tempo jonizacji, jak i tempo produkcji PUI. Łącząc

te dwie informacje, w prosty sposób można obliczyć lokalną gęstość wodoru, a potem gęstość na szoku końcowym.

W naszej pracy powtórzyliśmy to rozumowanie korzystając z oryginalnych pomiarów Ulyssesa oraz nowego modelu ciśnienia promieniowania, a także ulepszonego modelu jonizacji. Wyniki przez nas uzyskane sugerują nieco większą gęstość w stosunku do tej otrzymanej przez Bzowski i in. (2008), ale różnica mieści się w granicach błędów pomiarowych. Analiza danych z misji New Horizons wskazuje, że gęstość wodoru może być jeszcze większa (Swaczyna i in. 2020).

5.5 SYMULOWANY STRUMIEŃ IBEX-LO

Analiza danych oparta jest na modelach heliosfery, które odtwarzają drogę atomu z „nieskończoności” (w praktyce jest to około 150 au) do detektora. Jednym z elementów tych modeli jest sposób uwzględnienia ciśnienia promieniowania.

Porównaliśmy jaki wpływ na oczekiwany strumień cząstek IBEX-Lo będzie miało zastosowanie naszego nowego modelu profilu linii Lyman- α . Motywacją były pewne niezgodności między obserwacjami, a przewidywaniami dotychczasowych modeli (Schwadron i in. 2013; Katushkina i in. 2015).

Przeanalizowaliśmy strumień IBEX-Lo w warunkach niskiej (sezon 2010) oraz wysokiej (sezon 2014) aktywności słonecznej.

Różnice między strumieniami widać w ciągu całego sezonu obserwacyjnego, choć ich wielkość waha się w zależności od kąta obrotu jak i położenia statku. Generalnie nowy model ciśnienia promieniowania przewiduje większy strumień w detektorze IBEX-Lo zarówno dla niskiej jak i wysokiej aktywności słonecznej.

Obserwacje wodoru są utrudnione ze względu na dużo silniejszy sygnał pochodzący od atomów helu. Największe różnice w strumieniu są widoczne w okolicy orbit, w których obecny jest też sygnał od wtórnej populacji helu tzn. „cieplej bryzy” (z ang. „Warm Breeze”, Kubiak i in. 2016). Pod koniec sezonu nie spodziewamy się jednak helu, więc cały zarejestrowany sygnał w tym obszarze jest interpretowany jako wodór, ale tu różnice są znacznie mniejsze i trudniejsze do wykrycia.

Ciekawe wnioski przynosi analiza wykresu energii padających na detektor atomów. Pod koniec sezonów 2010 i 2014 oczekiwane strumienie wodoru są porównywalne (>1000), ale energie różnią się o $\sim 4\text{eV}$ i są widocznie niższe w sezonie 2014. Jednocześnie faktyczne obserwacje z detektora IBEX-Lo pokazują sygnał wodorowy w sezonie 2010, ale w 2014 już nie. Naszym zdaniem powodem jest gwałtowny spadek czułości detektora IBEX-Lo wraz ze spadkiem energii padających atomów.

Zaproponowaliśmy istniejącą próg czułości w okolicach 20 eV, poniżej którego atomy wodoru nie są rejestrowane, chociaż fizycznie są obecne w pobliżu detektora.

Niestety zmiany strumienia wynikające z zastosowania innego modelu ciśnienia promieniowania nie wyjaśniają rozbieżności pomiędzy obserwacjami, a symulacjami, które wykazali Schwadron i in. (2013); Katushkina i in. (2015).

Autorzy tych publikacji sugerowali, że rozwiązaniem mogłoby być zwiększenie stosunku rogów do centralnego wgłębienia w profilu linii Lyman- α . Zainspirowało nas do przeanalizowania efektu absorpcji promieniowania Lyman- α przez wodór w heliosferze, który powinien powodować zwiększenie kontrastu między rogami, a centrum linii.

6 ABSORPCJA LYMAN- α [IKL4]

Neutralne atomy wodoru znajdujące się w heliosferze mogą pochłonąć fotony, które w układzie spoczynkowym atomu mają odpowiednią długość fali ($\lambda_H = 121,567 \text{ nm}$). Dochodzi wtedy do wzbudzenia atomu wodoru, a następnie re-emisji takiego samego fotonu w losowym kierunku. Te re-emitowane fotony tworzą tzn. rozproszoną poświatę heliosferyczną, która może być obserwowana za pomocą detektorów takich jak SWAN (Bertaux i in. 1995) na pokładzie SOHO czy budowany GLOWS (GLOWS), który poleci na misji IMAP (McComas i in. 2018).

Ze względu na losowy kierunek wypromieniowanego fotonu, zostaje on usunięty z pierwotnej wiązki promieniowania Lyman- α w rozważanym kierunku. Powstaje struktura absorpcyjna, którą widziałby odległy obserwator patrzący na profil linii Lyman- α .

Zmiana w natężeniu linii Lyman- α ma bezpośredni wpływ na ciśnienie promieniowania odczuwane przez atomy znajdujące się dalej od Słońca. Korzystając ze wcześniejszych rozważań na ten temat dostępnych w literaturze (Axford 1972; Meier 1977; Wu i Judge 1979) przeanalizowaliśmy wpływ procesów absorpcyjnych na symulowany za pomocą kodu WTPM rozkład wodoru w heliosferze oraz oczekiwany strumień w detektorze IBEX-Lo.

6.1 TEORIA

Obliczenia zostały wykonane na podstawie podejścia zaproponowanego przez Quémerais (2006) przy założeniu pojedynczego rozproszenia. Oznacza to, że fotony raz rozproszone zostają usuwane z systemu. W rzeczywistości fotony te po re-emisji mogą być ponownie rozproszone. To, jak bardzo istotny jest wkład od wielokrotnie rozproszonych fotonów wciąż jest przedmiotem dyskusji (Scherer i Fahr 1996; Quémerais 2000). Jednak niedawne badania przeprowadzone przez Strumik i in. (2021) pokazują dużą zgodność modelu zakładającego jednokrotne rozproszenia (WawHelioGlow:

Kubiak i in. 2021) z obserwacjami poświaty heliosferycznej wykonanymi przez SOHO/SWAN (Bertaux i in. 1995).

Stosunek natężenia promieniowania zależnego od częstości promieniowania oraz odległości od Słońca możemy zapisać w następujący sposób:

$$\frac{I(r, \nu)}{I(r_E, \nu)} = \left(\frac{r_E}{r}\right)^2 \exp \left[- \left(\int_{r_E}^r n_{pr}(r') \sigma_{cs}(r', \nu, T_{g,pr}) dr' + \int_{r_E}^r n_{sc}(r') \sigma_{cs}(r', \nu, T_{g,sc}) dr' \right) \right] \quad (10)$$

gdzie r_E jest średnim promieniem orbity Ziemi, n_{pr} i n_{sc} są gęstościami lokalnymi populacji pierwotnej (pr) i wtórnej (sc), σ_{cs} jest przekrojem czynnym na wzbudzenie atomu wodoru przez padający foton, zależnym od temperatury gazu (różnej dla każdej z dwóch populacji).

Przekrój czynny na absorpcję jest zdefiniowany w następujący sposób:

$$\sigma_{cs}(\nu) = \sigma_0 \exp \left[- \left(\frac{\nu - \nu_0(1 + u_r/c)}{\Delta\nu_D} \right)^2 \right] \quad (11)$$

$$\Delta\nu_D = \frac{\nu_0}{c} \sqrt{\frac{2kT_g}{m_H}} \quad (12)$$

$$\sigma_0 = \frac{\sigma_{tot}}{\sqrt{\pi}\Delta\nu_D} \quad (13)$$

gdzie σ_0 jest przekrojem czynnym dla $\nu = \nu_0$ (co odpowiada atomowi o zerowej prędkości radialnej), $\Delta\nu_D$ jest dopplerowską szerokością wynikającą z temperatury gazu, u_r jest radialną składową grupowej prędkości gazu.

Gdy szerokość dopplerowska jest mniejsza niż naturalna szerokość linii słonecznej (co jest prawdą w przypadku linii Lyman- α), przekrój czynny można wyrazić za pomocą profilu Voigta i scałkować w sposób analityczny:

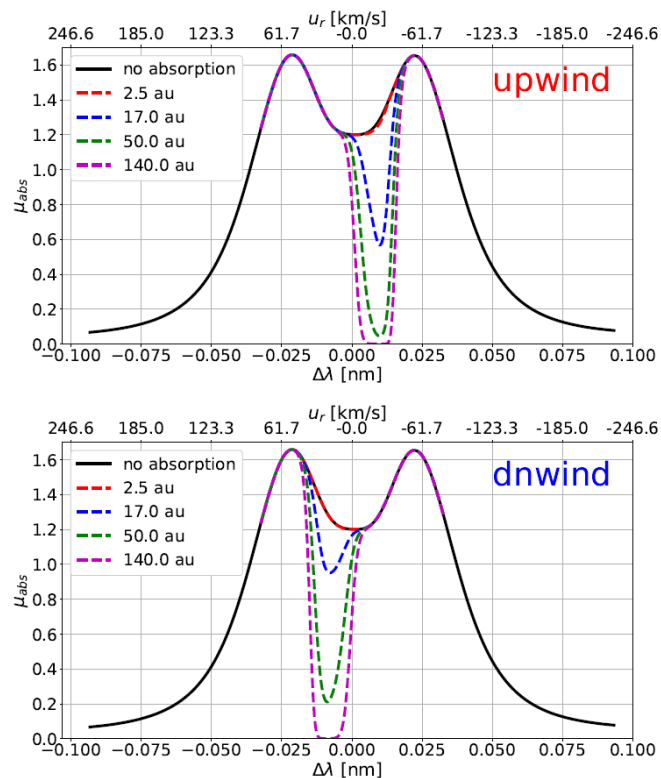
$$\sigma_{tot} = \int_0^\infty \sigma_{cs}(\nu) d\nu = \frac{\pi e^2}{m_e c} f_{osc} \quad (14)$$

Korzystając z powyższych wzorów możemy zmodyfikować współczynnik μ w modelu numerycznym WTPM, za pomocą którego obliczamy funkcję rozkładu neutralnego wodoru w heliosferze.

6.2 KSZTAŁT PROFILU LINII LYMAN- α

Kształt profilu linii Lyman- α wpływa w sposób bezpośredni na parametry rozkładu wodoru w heliosferze poprzez modyfikację ciśnienia promieniowania. Sam profil, wraz ze wzrostem odległości od Słońca, wykazuje pogłębiającą się strukturę absorpcyjną. Jej położenie względem środka linii zależy od kierunku obserwacji – patrząc w kierunku upwind atomy płyną prosto na obserwatora, a zatem ich prędkość radialna względem Słońca jest ujemna, co powoduje wysycenie po prawej stronie centrum linii (patrz Rysunek 3). Odwrotna sytuacja ma miejsce kiedy patrzymy w kierunku dnwind, gdzie atomy oddalają się od nas, a zatem ich prędkość radialna jest dodatnia i wysyciona jest lewa strona profilu.

Głębokość struktury absorpcyjnej zależy od gęstości kolumnowej atomów w kierunku obserwacji, która w sposób naturalny zwiększa się wraz ze wzrostem odległości.



Rysunek 3. Przykładowe profile linii Lyman- α obserwowane w różnych odległościach od Słońca z uwzględnionym efektem absorpcji.

Sam efekt związany z absorpcją przybliżyliśmy następującą funkcją:

$$F_{fit}(u_r) = A_a \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{u_r - \xi_a}{\sigma_a} \right)^{n_a} \right] \quad (15)$$

Opisaną powyżej zależność dopasowaliśmy do pełnych symulacji wykonanych w każdym z węzłów naszej siatki obliczeniowej. W ten sposób otrzymaliśmy zestaw 4 parametrów w każdym punkcie

symulacji: A_α – amplituda, ξ_α – przesunięcie względem środka linii, σ_α – szerokość, n_α – parametr kształtu, który jest równy 2 lub 4 kiedy nieliniowy przyrost gęstości wzdłuż linii widzenia zaczyna nabierać znaczenia. Parametry w formie tablicowej zostały udostępnione w pracy **IKL4**.

Następnie przeanalizowaliśmy, jak zmieniają się te parametry w zależności od kierunku, odległości od Słońca oraz czasu. Zależności te wydają się na tyle złożone, że nie znaleźliśmy analitycznego przybliżenia, które mogłoby dostatecznie dokładnie oddawać rzeczywistość.

6.3 CZYNNIK OSŁABIENIA

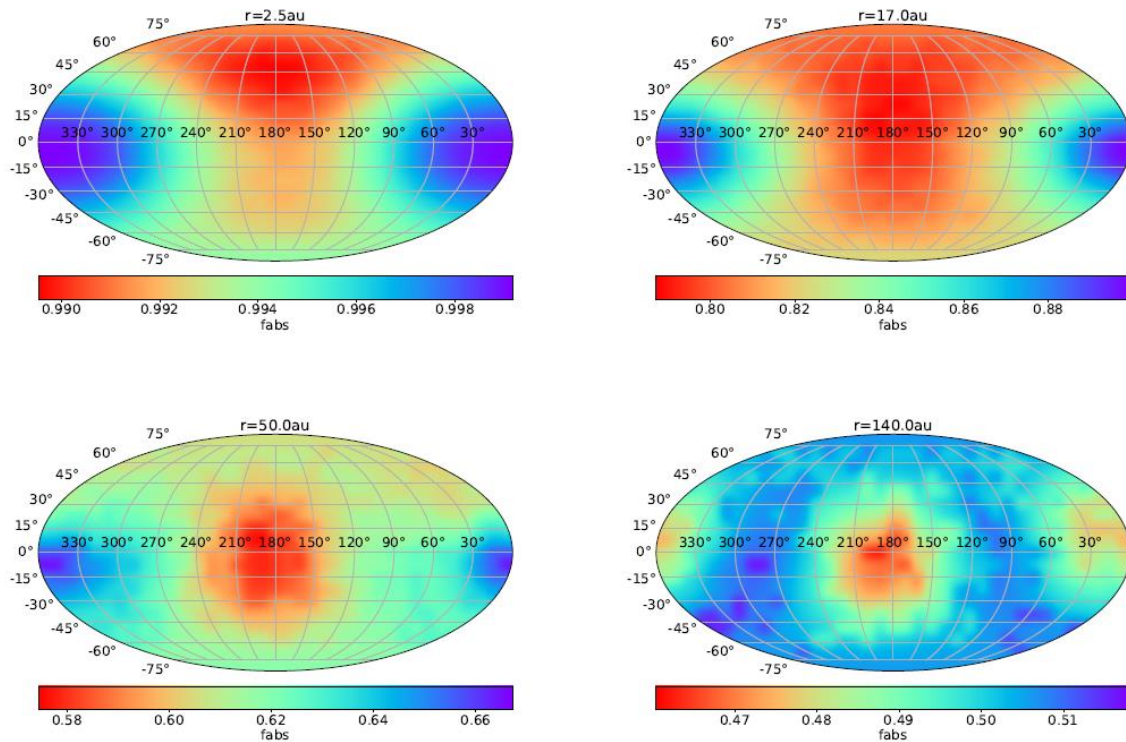
W każdym punkcie trójwymiarowej przestrzeni wewnątrz heliosfery otrzymaliśmy profil absorpcyjny, który modyfikuje obserwowany profil linii Lyman- α . Największe osłabienie linii występuje dla długości fali tych fotonów, które są odpowiedzialne za ciśnienie promieniowania. Interesujący jest więc tylko ten fragment profilu, gdzie absorpcja faktycznie występuje. Dla wygody użytkownika zdefiniowaliśmy czynnik osłabienia, który w sposób ilościowy mówi, jak bardzo zostało osłabione promieniowanie Lyman- α , bez względu na to która część profilu została najbardziej dotknięta.

$$f_{abs} = \begin{cases} \frac{\int_{u_{r1}}^{u_{r2}} \mu_{abs}(r, u'_r) du'_r}{\int_{u_{r1}}^{u_{r2}} \mu_{abs}(r_E, u'_r) du'_r}, & r > r_E \\ 1, & r < r_E \end{cases} \quad (16)$$

Granice całkowania u_{r1} i u_{r2} definiują obszar, w którym różnica między profilem bez absorpcji (takim, jaki obserwujemy w okolicach Ziemi) a zaabsorbowanym jest większa niż 0,001.

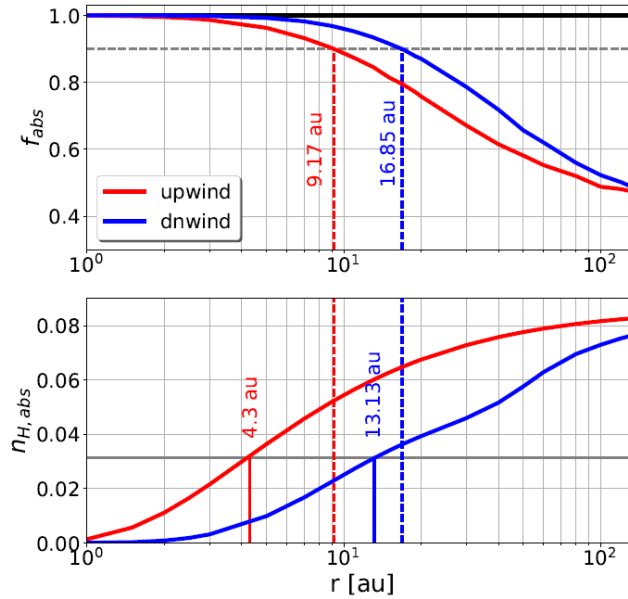
Tak zdefiniowany czynnik osłabienia jest ograniczony do 1, co oznacza brak absorpcji. Gdy współczynnik osłabienia jest mniejszy od 1 mamy do czynienia z większą absorpcją, a zatem osłabieniem ciśnienia promieniowania.

Rysunek 4 prezentuje mapy czynnika osłabienia wykonane dla kilku odległości od Słońca. Wyraźnie widać asymetrię kierunkową, która wprost wynika z asymetrii rozkładu gazu międzygwiazdowego w heliosferze.



Rysunek 4. Mapy czynnika osłabienia dla wybranych odległości od Słońca. Dane przedstawione są w układzie heliograficznym, gdzie kierunek napływu jest niemal w centrum mapy.

Zależność czynnika osłabienia od odległości jest różna w zależności od kierunku obserwacji. Gdyby nie było zjawiska absorpcji, natężenie promieniowania słonecznego w linii Lyman- α spadałoby odwrotnie proporcjonalnie do kwadratu odległości, a czynnik osłabienia zdefiniowany tak jak w Równaniu 16 byłby stały (czarna pozioma linia na górnym panelu Rysunku 5). Na skutek absorpcji, natężenie promieniowania spada jednak szybciej z odległością, a czynnik osłabienia staje się funkcją odległości (różną w różnych kierunkach, co widać porównując linię czerwoną i niebieską na Rysunku 5).



Rysunek 5. Czynniki osłabienia (górny panel) oraz lokalna gęstość wodoru (dolny panel) w funkcji odległości od Słońca. Czerwona ciągła linia pokazuje kierunek napływu, a niebieska kierunek spływu.

6.4 GRUBOŚĆ OPTYCZNA

Na Rysunku 5 zaznaczono również miejsca gdzie czynnik osłabienia spada do 0.9 oraz porównano to z położeniem tzw. wnęki wodorowej (miejsca gdzie gęstość wodoru jest e razy mniejsza od gęstości w nieskończoności, co w praktyce oznacza na szoku końcowym) pokazanej na dolnym panelu. Wnęka wodorowa powstaje przez jonizację neutralnego wodoru blisko Słońca. Jej rozmiar jest funkcją kierunku, jak również poziomu aktywności słonecznej. W czasie wysokiej aktywności wiatr słoneczny jest mocniejszy, jonizacja jest większa, ciśnienie promieniowania staje się silniejsze, a więc obszar o obniżonej gęstości wodoru neutralnego wokół Słońca rośnie.

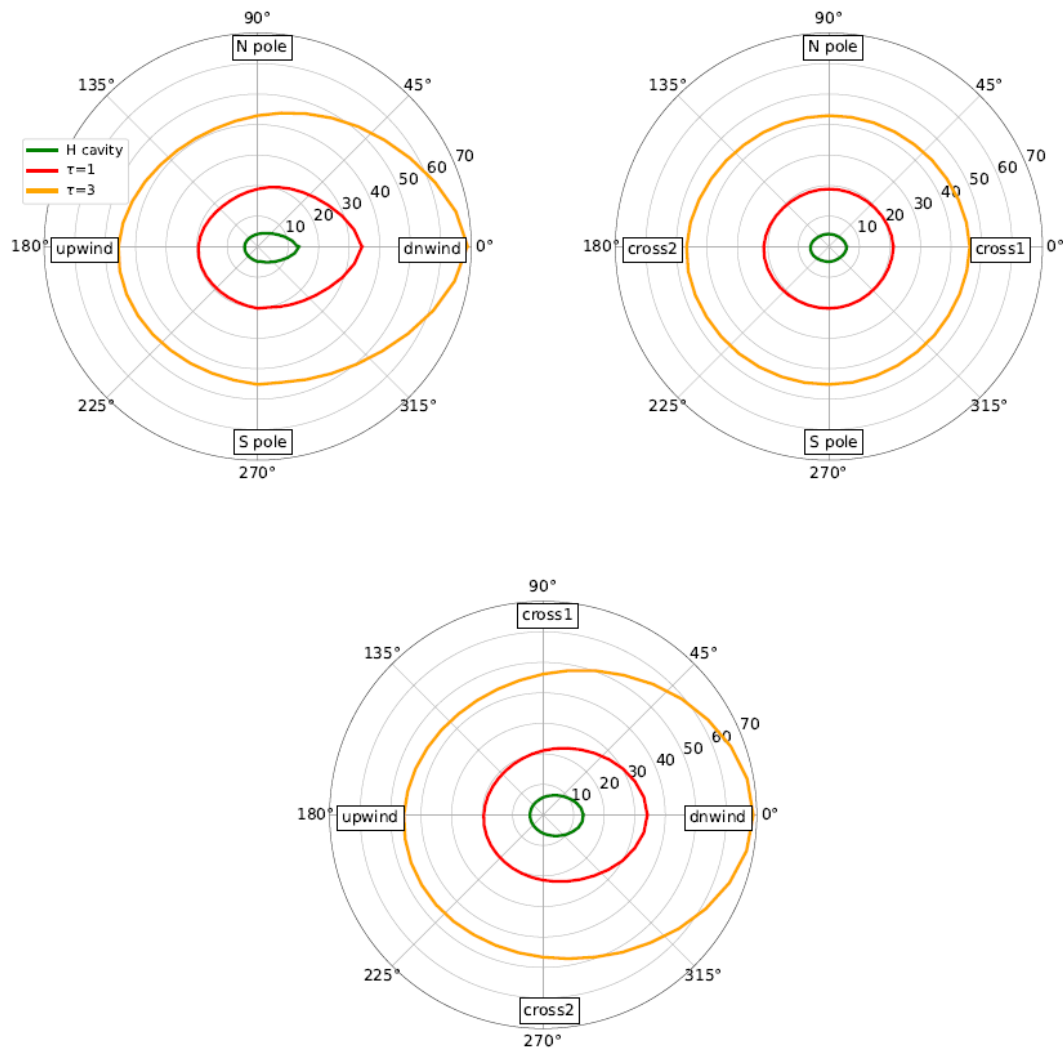
Blisko Słońca możemy stosować przybliżenie optycznie cienkiego ośrodka, który jest przezroczysty dla promieniowania Lyman- α . Gęstość wodoru jest tu na tyle mała, że absorpcja niemal nie występuje. Granicę stosowalności przybliżenia optycznie cienkiego stanowi miejsce, gdzie grubość optyczna jest równa jedności.

Grubość optyczną obliczamy korzystając z poniższego wzoru:

$$\tau_{\lambda} = \int_0^r n_{pr}(r')\sigma_{cs}(r', \Delta\lambda, T_{g,pr})dr' + \int_0^r n_{sc}(r')\sigma_{cs}(r', \Delta\lambda, T_{g,sc})dr' \quad (17)$$

Wyznaczone przez nas granice obszaru optycznie cienkiego są przedstawione czerwoną linią na Rysunku 6. Pokazane są trzy płaszczyzny (ekliptyczna, biegunowa i poprzeczna). Kolorem zielonym

zaznaczona jest wnęka wodorowa, a kolorem pomarańczowym miejsce, gdzie grubość optyczna sięga $\tau=3$.



Rysunek 6. Położenie wnęki wodorowej (zielona linia), granicy grubości optycznej $\tau=1$ (czerwona linia) oraz $\tau=3$ (pomarańczowa linia).

Na podstawie przeprowadzonych badań możemy stwierdzić, że do obliczeń rozkładu gęstości ISN H w okolicy orbity Ziemi możemy z powodzeniem stosować przybliżenie ośrodka optycznie cienkiego. Absorpcja zaczyna mieć znaczenie daleko od Słońca, gdzie zarówno ciśnienie promieniowania, jak i grawitacja Słońca odgrywają małą rolę.

6.5 SYMULOWANY STRUMIEŃ IBEX-LO

Sygnal rejestrowany przez detektor IBEX-Lo jest zależny od lokalnej gęstości atomów oraz ich prędkości. Ta ostatnia jest silną funkcją ciśnienia promieniowania. Dlatego obserwacje dostarczone przez IBEX-Lo mogą pomóc w ograniczeniu parametrów naszego modelu ciśnienia promieniowania uwzględniającego efekt absorpcji.

Pokazaliśmy, że nieuwzględnienie efektu absorpcji prowadzi do systematycznych różnic na poziomie 5-9%, które są nieco powyżej granicy niepewności pomiarowej. Przeanalizowaliśmy sezon obserwacyjny z roku 2010, gdzie znaleziono silny sygnał pochodzący od wodoru. Największe różnice występują w piku orbity, kiedy obserwujemy największy strumień.

Dlatego efekt ten powinien być uwzględniony przy analizie danych zarówno IBEX-Lo jak i budowanego, dużo czulszego detektora IMAP-Lo (szczegółowy opis detektora w Dodatku A).

6.6 GĘSTOŚĆ LOKALNA WODORU

Uwzględnienie absorpcji w symulacjach rozkładu gazu wodorowego w heliosferze pokazało, że gęstość atomów jest czuła na efekt absorpcji w kierunku splotu (dnwind) oraz blisko Słońca. Jest to związane z niską absolutną gęstością atomów w tych rejonach. Warto zauważyć, że czynnik osłabienia w tych samych miejscach jest bliski 1, co oznacza, że jest tam za mało materiału, aby efektywnie absorbować promieniowanie Lyman- α .

Nasze symulacje pokazały, że zaniehbując absorpcję, w najgorszym wypadku zaniżamy gęstość wodoru o 9%. W większej części heliosfery błąd jest dużo mniejszy i nie wpływa w sposób istotny na badania związane z gęstością ISN H czy tempem produkcji PUIs.

6.7 ZALEŻNOŚĆ OD FAZY CYKLU SŁONECZNEGO

Natężenie promieniowania słonecznego w długości Lyman- α jest bardzo silnie zależne od fazy cyklu słonecznego. Wartość w maksimum słonecznym może być nawet dwukrotnie wyższa niż w minimum. Rozkład i gęstość ISN H w heliosferze również fluktuują zgodnie z rytmem aktywności słonecznej.

Zbadaliśmy jak zachowuje się absorpcja, która jest zależna od obu wyżej wymienionych czynników. Porównaliśmy mapy czynnika osłabienia policzone na rok 1996.8 (minimum słoneczne) oraz 2002 (maksimum słoneczne).

Nasze symulacje pokazały, że zmiany czynnika osłabienia związane z cyklem aktywności słonecznej są mniejsze niż 3%. Możemy więc stwierdzić, że obliczenia wykonane w głównej części artykułu (rok 1999, średnia aktywność słoneczna) obarczone są 3% błędem związanym z ewolucją czasową heliosfery.

7 KONSEKWENCJE CIŚNIENIA PROMIENIOWANIA – HEL [IKL5]

Konsequencje działania ciśnienia promieniowania na hel międzygwiazdowy przedostający się do heliosfery są zdecydowanie mniejsze niż ma to miejsce w przypadku wodoru. Współczesne modele heliosferyczne zaniehbują ten efekt. Jest ku temu kilka powodów:

- masa atomu helu jest ~ 4 razy większa niż masa atomu wodoru
- siła oscylatora dla atomu helu jest 1,5 razy mniejsza niż dla wodoru
- strumień w linii helowej 58,4 nm jest ~ 1000 razy słabszy niż strumień w linii Lyman- α .

Wszystko to sprawia, że czynnik μ policzony zgodnie z Równaniem 3 jest rzędu 0,0016-0,0022 w zależności od fazy cyklu słonecznego (dla wodoru wartość czynnika μ w maksimum słonecznym dochodzi do 1.6).

Do tej pory wszystkie modele heliosferyczne zaniedbywały ten efekt, bo był on dużo mniejszy niż założenia i uproszczenia w nich stosowane. Niepewności pomiarowe instrumentów dostarczających dane eksperymentalne również były za duże, żeby wychwycić tak subtelne efekty. Jednak w ostatnim czasie bardzo dynamicznie rozwija się zarówno teoretyczna jak i obserwacyjna gałąź związana z badaniem heliosfery. Modele numeryczne zaczynają uwzględniać bardzo subtelne efekty takie jak synteza populacji wtórnej przez oddziaływania w zewnętrznym otoku (Bzowski i in. 2017), wpływ zderzeń elastycznych w zewnętrznym otoku (Swaczyna i in. 2019) czy bardzo precyzyjne określenie współrzędnych kierunku napływu (Swaczyna i in. 2022).

Wydawało się więc zasadne sprawdzenie jakiego rzędu będzie efekt związany z uwzględnieniem wpływu ciśnienia promieniowania na trajektorie atomów helu.

Symulacje rozkładu ISN He w heliosferze zostały przeprowadzone przy pomocy kodu WTPM opisanego w pracy Bzowski i in. (2008) z modyfikacjami umożliwiającymi liczenie atomów helu zamiast atomów wodoru. Rozważaliśmy 2 populacje helu: pierwotną, niezaburzoną materię pochodzącą z ośrodka międzygwiazdowego oraz tzw. „ciepłą bryzę” (z ang. „Warm Breeze”), będącą populacją wtórną powstałą w wyniku interakcji w zewnętrznym otoku (Kubiak i in. 2014; Kubiak i in. 2016; Bzowski i in. 2017).

Rozkład obu populacji na granicy heliosfery był opisany za pomocą rozkładu Maxwella-Boltzmannna o parametrach podanych w Tabeli 2.

Tabela 2. Parametry wejściowe populacji pierwotnej i wtórnej ISN He

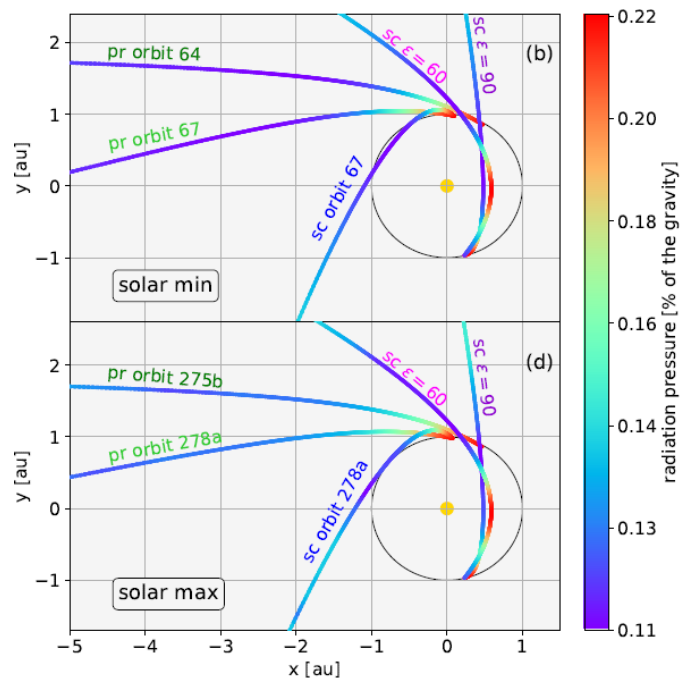
| | pierwotna | wtórna |
|-------------------------------------|------------------------|---------------|
| Gęstość [cm⁻³] | 0.0141911 ^a | 0.000808893 |
| Temperatura [K] | 7443 | 9480 |
| Prędkość [km s⁻¹] | 25.784 | 11.28 |
| Długość ekliptyczna [°] | 255.745 | 251.57 |

| | | |
|----------------------------------|---|---------------------|
| Szerokość ekliptyczna [°] | 5.169 | 11.95 |
| Referencja | (Bzowski i in. 2015) ^a Gloeckler and Geiss 2004 | (Kubiak i in. 2016) |

Symulacje mające na celu zbadanie wpływu ciśnienia promieniowania na neutralne atomy helu w heliosferze zostały przeprowadzone w czterech obszarach: porównywaliśmy trajektorie pojedynczych atomów, gęstość lokalną $ISN\ He$, oczekiwany sygnał w detektorze IBEX-Lo oraz oczekiwany sygnał w budowanym detektorze IMAP-Lo.

7.1 TRAJektorie ATOMÓW

Wybraliśmy 10 atomów o różnych parametrach ruchu, aby zbadać wpływ ciśnienia promieniowania na ich prędkość i trajektorię ruchu. Parametry są typowe dla atomów, które obserwuje IBEX-Lo (pr orbit 64, pr orbit 67, sc orbit 67, pr orbit 275b, pr orbit 278a oraz sc 278a) lub które będzie obserwował IMAP-Lo (sc $\epsilon=60$ i sc $\epsilon=90$). Obliczenia przeprowadziliśmy dla niskiej i wysokiej aktywności słonecznej, które są pokazane odpowiednio na górnym i dolnym panelu Rysunku 7. Pr oznacza populację pierwotną, sc populację wtórną, zaś ϵ oznacza kąt nachylenia ruchomej platformy detektora IMAP-Lo. Kolorowa skala oznacza wartość parametru μ wyrażonego w procentach, który określa siłę ciśnienia promieniowania.



Rysunek 7. Trajektorie wybranych atomów helu. Kolorowa skala pokazuje siłę ciśnienia promieniowania wyrażoną w procentach siły grawitacji Słońca.

Widać, że ciśnienie promieniowania zaczyna odgrywać jakąkolwiek rolę dopiero gdy atom zbliży się do Słońca (zaznaczonego żółtym punktem w środku układu współrzędnych). Jednakże nawet wtedy ciśnienie promieniowania jest dużo poniżej procenta siły grawitacji Słońca. Wynik ten był spodziewany ze względu na argumenty przytoczone na początku tego rozdziału.

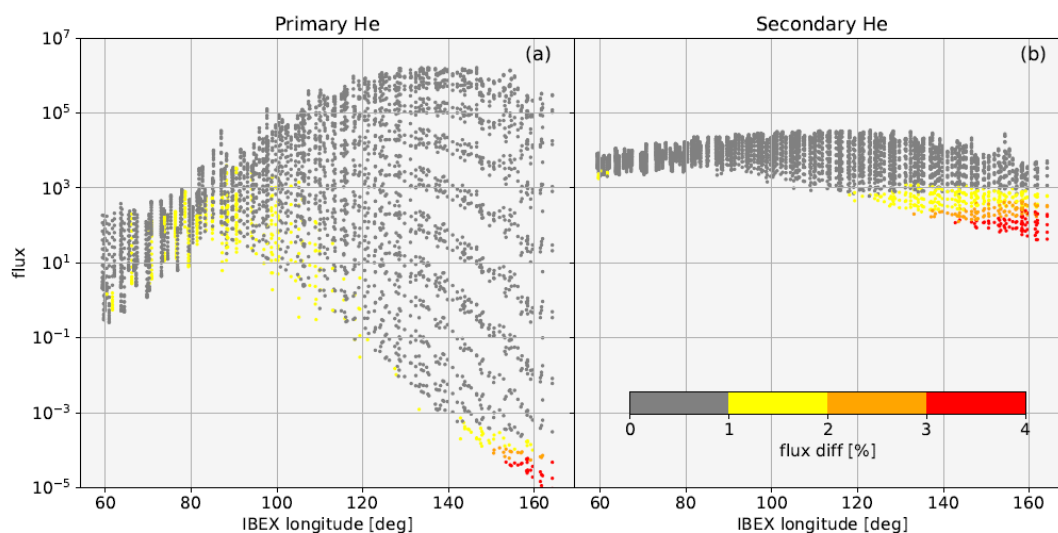
7.2 GĘSTOŚĆ LOKALNA ISN HE

Lokalna gęstość neutralnego helu ma fundamentalne znaczenie dla wyznaczania tempa jonizacji oraz badania tempa produkcji PUI. Nasze symulacje pokazują, że gęstość policzona z uwzględnieniem ciśnienia promieniowania zgadza się z gęstością liczoną dotychczasowymi modelami (bez ciśnienia promieniowania) z dokładnością do 0,2%. Jest to porównywalne z błędami numerycznymi naszych symulacji. A zatem możemy zaniedbać ciśnienie promieniowania w badaniach gęstości ISN He, jonizacji czy tempa produkcji PUI.

7.3 SYMULOWANY SYGNAŁ IBEX-LO

Przeanalizowaliśmy symulacje 12 sezonów obserwacyjnych obejmujących lata 2009-2020, które obejmują ponad jeden pełen cykl aktywności słonecznej.

Rysunek 8 przedstawia względną różnicę strumienia policzonego z i bez ciśnienia promieniowania w przestrzeni strumienia i długości ekliptycznej statku.



Rysunek 8. Różnica strumieni helu dla detektora IBEX-Lo z i bez ciśnienia promieniowania w funkcji strumienia i położenia statku na orbicie.

W przypadku populacji pierwotnej (panel (a)) największe różnice (zaznaczone kolorem czerwonym) występują dla bardzo małych wartości absolutnych strumienia. Oznacza to, że efekt ten będzie znacznie poniżej zdolności detekcji IBEX-Lo. W przypadku populacji wtórnej, stosunkowo duży efekt (kolor czerwony i pomarańczowy) występuje dla strumienia rzędu $100 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$. Oznacza to, że

potencjalnie istnieje możliwość wykrycia tego efektu. Dokładniejsza analiza wykazała, że punkty o najsilniejszym efekcie pochodzą z rejonów orbit, gdzie niepewności obserwacyjne są rzędu kilku procent, a zatem porównywalne z efektem ciśnieniem promieniowania.

Generalnie, wnioskujemy, że przy analizie danych obserwacyjnych z IBEX-Lo można zaniedbać ciśnienie promieniowania działające na atomy helu.

7.4 SYMULOWANY SYGNAŁ IMAP-LO

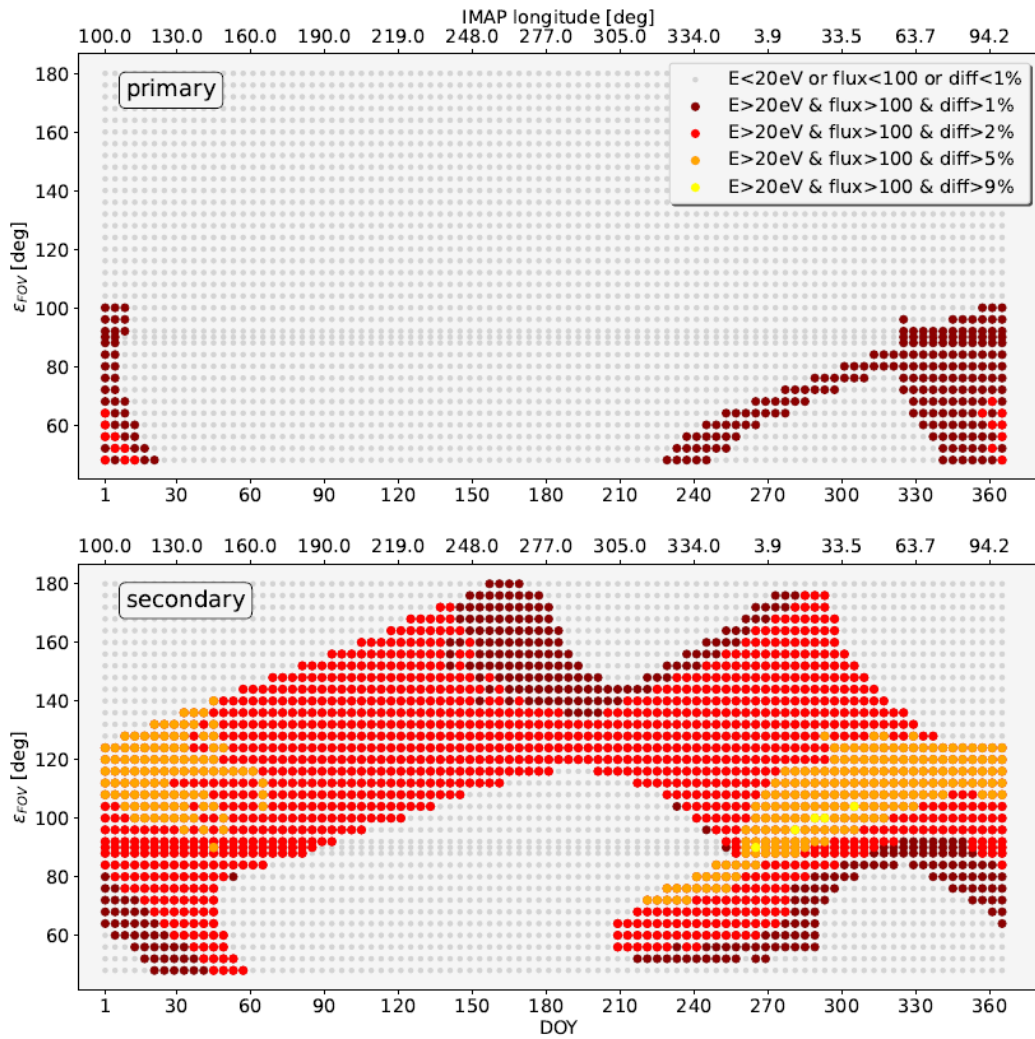
Przeprowadziliśmy analizę porównawczą biorąc pod uwagę różne możliwe geometrie obserwacji.

Rysunek 9 pokazuje za pomocą kolorów te rejony w przestrzeni (DOY, kąt elongacji), które będą najbardziej wrażliwe na działanie ciśnienia promieniowania. Kolorowe punkty spełniają też dodatkowe wymagania takie jak dostateczna energia (powyżej 20 eV) oraz strumień (powyżej $100 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$), które zapewniają możliwość detekcji.

Tak jak w przypadku IBEX-Lo, populacja pierwotna jest praktycznie nieczuła na zmiany wywołane ciśnieniem promieniowania.

Wydaje się jednak, że przy analizie populacji wtórnej ciśnienie promieniowania działające na hel powinno być uwzględnione w obliczeniach. Duża część przestrzeni parametrów widoczna na Rysunku 9 wykazuje zmiany w symulowanym strumieniu na poziomie przekraczającym 5% (kolor pomarańczowy), a nawet dochodzące do 9% (kolor żółty).

Wykazaliśmy, że ciśnienie promieniowania działające na hel może być zaniedbane w dużej części zagadnień związanych z badaniem heliosfery (tempo jonizacji, tempo produkcji PUIs czy sygnał IBEX-Lo). Jednakże przy dokładnej analizie danych ze znacznie czulszego detektora jakim będzie IMAP-Lo, uwzględnienie dodatkowej siły związanej z działaniem ciśnienia promieniowania może okazać się niezbędne.



Rysunek 9. Obszary w przestrzeni czasu i nachylenia ruchomej platformy, które będą najbardziej narażone na wpływ ciśnienia promieniowania w detektorze IMAP-Lo.

8 DODATEK A: DETEKTORY CZĄSTEK NEUTRALNYCH

8.1 IBEX

The Interstellar Boundary Explorer (IBEX: (McComas i in. 2009)) jest misją wysłaną przez NASA w 2008 roku w celu badania globalnych interakcji pomiędzy wiatrem słonecznym a materią międzygwiazdową. Sonda wyposażona jest w dwa detektory: IBEX-Lo (Fuselier i in. 2009) i IBEX-Hi (Funsten i in. 2009b), które mają za zadanie bezpośrednią detekcję neutralnych atomów w okolicy orbity Ziemi. Szczegółowa analiza energii i kierunku, z którego przyszła cząstka pozwala na wyciąganie ilościowych wniosków dotyczących parametrów materii międzygwiazdowej, jak również interakcji mających miejsce na granicy heliosfery (Funsten i in. 2009a; Möbius i in. 2009; Heerikhuisen i in. 2016; Swaczyna i in. 2018; Galli i in. 2019; McComas i in. 2019; Galli i in. 2022).

Oś obrotu satelity IBEX jest skierowana w stronę Słońca, a jej położenie jest obecnie zmieniane raz w tygodniu. Oś widzenia IBEX-Lo jest ustawiona pod kątem 90° do osi obrotu.

8.2 IMAP

The Interstellar Mapping and Acceleration Probe (IMAP: (McComas i in. 2018) będzie umieszczony na orbicie wokół punktu Lagrange'a L1. Jego oś obrotu będzie skierowana 4° długości ekliptycznej przed Słońcem. Na pokładzie IMAP znajdzie się 10 instrumentów, które będą w sposób kompleksowy badały Słońce oraz heliosferę (Interstellar Mapping and Acceleration Probe (IMAP) mission at Princeton).

Detektor IMAP-Lo w założeniu ma być następcą IBEX-Lo. Będzie miał większą czułość, lepszą statystykę oraz możliwość zmiany kąta patrzenia dzięki zastosowaniu ruchomej platformy, do której przymocowany będzie detektor. Wszystko to sprawia, że niepewności obserwacyjne będą dużo niższe i to co w IBEX-Lo było schowane w szumie, IMAP-Lo zobaczy wyraźnie.

Po ustawieniu kąta nachylenia platformy, który tu oznaczamy ε_{FOV} , detektor zatacza każdego dnia koła po niebie zbierając sygnał. Położenie osi obrotu statku będzie zmieniane codziennie.

9 PODSUMOWANIE

Zostało dogłębnie przebadane zagadnienie rezonansowego ciśnienia promieniowania słonecznego działającego na neutralne atomy wodoru i helu w wewnętrznej heliosferze. W oparciu o dostępne dane obserwacyjne zbudowano fenomenologiczne modele kształtu i ewolucji w cyklu słonecznym linii emisyjnych Lyman- α i He I. Modele te wdrożono w ramach systemu WawHelioUV i zastosowano w kodzie numerycznym symulującym rozkład neutralnego wodoru i helu w heliosferze (WTPM) oraz w modelu rezonansowej poświaty heliosferycznej WawHelioGlow. Opracowano system aktualizacji obu modeli w miarę przyrostu dostępnych danych obserwacyjnych.

Zbadano rolę absorpcji promieniowania Lyman- α w heliosferze. Wykazano, że przy badaniach w okolicach 1 au od Słońca, analizie PUI czy poświaty heliosferycznej, efekty związane z absorpcją można zaniedbać. Jednakże ciśnienie promieniowania i jego szczegóły powinny być uważnie uwzględniane przy analizie właściwości wodoru międzygwiazdowego szczególnie w dużych odległościach od Słońca.

Ciśnienie promieniowania działające na hel może być zaniedbane, poza szczególnymi przypadkami analizy populacji wtórnej spodziewanej w danych budowanego detektora IMAP-Lo.

10 REFERENCJE

Axford, W.I. 1972. The interaction of the solar wind with the interstellar medium. W: C. P. Sonnet P. J. Coleman, J. M. W. red. *The Solar Wind*. NASA Spec. Publ. 308. s. 609–660.

Bertaux, J.L. i in. 1995. SWAN: a study of solar wind anisotropies on SOHO with Lyman Alpha sky mapping. 162(1–2), s. 403–439. doi: 10.1007/BF00733435.

Bremen Composite Magnesium II Index - LISIRD. [brak daty]. Dostępne na: https://lasp.colorado.edu/lisird/data/bremen_composite_mgii [Dostęp: 28 kwiecień 2023].

Bzowski, M. i in. 2015. Interstellar neutral helium in the heliosphere from IBEX observations. III. Mach number of the flow, velocity vector, and temperature from the first six years of measurements. 220, s. 28. doi: 10.1088/0067-0049/220/2/28.

Bzowski, M., Kubiak, M. ~A., Czechowski, A. i Grygorczuk, J. 2017. The helium Warm Breeze in IBEX observations as a result of charge exchange collisions in the outer heliosheath. 845, s. 15.

Bzowski, M., Möbius, E., Tarnopolski, S., Izmodenov, V. i Gloeckler, G. 2008. Density of neutral interstellar hydrogen at the termination shock from Ulysses pickup ion observations. 491, s. 7–19. doi: 10.1051/0004-6361:20078810.

Composite Solar Lyman-alpha - LISIRD. [brak daty]. Dostępne na: https://lasp.colorado.edu/lisird/data/composite_lyman_alpha [Dostęp: 28 kwiecień 2023].

Funsten, H. ~O. i in. 2009a. Structures and Spectral Variations of the Outer Heliosphere in IBEX Energetic Neutral Atom Maps. *Science* 326, s. 964–966. doi: 10.1126/science.1180927.

Funsten, H. ~O. i in. 2009b. The Interstellar Boundary Explorer High Energy (IBEX-Hi) Neutral Atom Imager. 146, s. 75–103. doi: 10.1007/s11214-009-9504-y.

Fuselier, S. ~A. i in. 2009. The IBEX-Lo Sensor. 146, s. 117–147. doi: 10.1007/s11214-009-9495-8.

Galli, A. i in. 2019. Model-free Maps of Interstellar Neutral Hydrogen Measured with IBEX between 2009 and 2018. 871, s. 52. doi: 10.3847/1538-4357/aaf737.

Galli, A. i in. 2022. One solar cycle of heliosphere observations with the Interstellar Boundary Explorer: Energetic neutral hydrogen atoms observed with IBEX-Lo from 10 eV to 2 keV. 261(2), s. 18. doi: 10.3847/1538-4365/ac69c9.

Gloeckler, G. i Geiss, J. 2004. Composition of the local interstellar medium as diagnosed with pickup ions. 34, s. 53–60.

GLOWS - GLOWS. [brak daty]. Dostępne na: <https://glows.cbk.waw.pl/> [Dostęp: 28 kwiecień 2023].

- Hall, D. ~T. 1992. *Ultraviolet resonance radiation and the structure of the heliosphere*. Arizona Univ., Tucson.
- Heerikhuisen, J., Gamayunov, K. ~V., Zirnstein, E. ~J. i Pogorelov, N. ~V. 2016. Neutral atom properties in the direction of the IBEX Ribbon. 831, s. 137. doi: 10.3847/0004-637X/831/2/137.
- Interstellar Mapping and Acceleration Probe (IMAP) mission at Princeton*. [brak daty]. Dostępne na: <https://imap.princeton.edu/> [Dostęp: 28 kwiecień 2023].
- Katushkina, O.A., Izmodenov, V. V, Alexashov, D.B., Schwadron, N.A. i McComas, D.J. 2015. Interstellar Hydrogen Fluxes Measured by IBEX-Lo in 2009: Numerical Modeling and Comparison with the Data. 220(2), s. 33. doi: 10.1088/0067-0049-220-2-33.
- Kubiak, M. ~A. i in. 2014. Warm Breeze from the starboard bow: a new population of neutral helium in the heliosphere. 213, s. 29. doi: 10.1088/0067-0049/212/2/29.
- Kubiak, M. ~A. i in. 2016. Interstellar neutral helium in the heliosphere from IBEX observations. IV. Flow vector, Mach number, and abundance of the Warm Breeze. 223, s. 35. doi: 10.3847/0067-0049/223/2/25.
- Kubiak, M. ~A., Bzowski, M., Kowalska-Leszczynska, I. i Strumik, M. 2021. WawHelioGlow: a model of the heliospheric backscatter glow. I. Model definition. 254, s. 16. doi: 10.3847/1538-4365/abeb79.
- Lallement, R., Raymond, J. ~C., Vallergera, J., Lemoine, M., Dalaudier, F. i Bertaux, J. ~L. 2004. Modeling the interstellar-interplanetary helium 58.4 nm resonance glow: Towards a reconciliation with particle measurements. 426, s. 875–884. doi: 10.1051/0004-6361:20035929.
- Lemaire, P., Emerich, C., Curdt, W., Schühle, U. i Wilhelm, K. 1998. Solar HI Lyman~ α full disk profile obtained with the SUMER/SOHO spectrometer. 334, s. 1095–1098.
- Lemaire, P., Emerich, C., Vial, J.-C., Curdt, W., Schühle, U. i Wilhelm, K. 2005. Variation of the full Sun hydrogen Lyman profiles through solar cycle 23. 35, s. 384–387.
- Lemaire, P.L., Emerich, C., Vial, J.C., Curdt, W., Schüle, U. i Wilhelm, K. 2002. Variation of the full Sun hydrogen Lyman α and β profiles with the activity cycle. W: *ESA SP-508: From Solar Min to Max: Half a Solar Cycle with SOHO*. s. 219–222.
- Lemaire, P., Vial, J.C., Curdt, W., Schühle, U. i Wilhelm, K. 2015. Hydrogen Ly- α and Ly- β full Sun line profiles observed with SUMER/SOHO (1996–2009). 581, s. A26.
- Machol, J., Snow, M., Woodraska, D., Woods, T., Viereck, R. i Coddington, O. 2019. An Improved Lyman-Alpha Composite. *Earth and Space Science* 6(12), s. 2263–2272. doi: 10.1029/2019EA000648.

- McComas, D. J. i in. 2009. IBEX – Interstellar Boundary Explorer. 146, s. 11–33. doi: 10.1007/s11214-009-9499-4.
- McComas, D.J. i in. 2018. Interstellar Mapping and Acceleration Probe (IMAP): A new NASA mission. 214, s. 116. doi: 10.1007/s11214-018-0550-1.
- McComas, D. J., Rankin, J. S., Schwadron, N. A. i Swaczyna, P. 2019. Termination shock measured by Voyagers and IBEX. 884(2), s. 14. doi: 10.3847/1538-4357/ab441a.
- Meier, R. R. 1977. Some optical and kinetic properties of the nearby interstellar gas. 55, s. 211–219.
- Möbius, E. i in. 2009. Diagnosing the Neutral Interstellar Gas Flow at 1 AU with IBEX-Lo. 146, s. 149–172. doi: 10.1007/s11214-009-9498-5.
- Penticton Solar Radio Flux at 10.7 cm - LISIRD*. [brak daty]. Dostępne na: https://lasp.colorado.edu/lisird/data/penticton_radio_flux [Dostęp: 28 kwiecień 2023].
- Quémerais, E. 2000. Angle dependent partial frequency redistribution in the interplanetary medium at Lyman alpha. 358, s. 353–367.
- Quémerais, E. 2006. The Interplanetary Lyman- α Background. V. V. Izmodenov & R. Kallenbach red. *ISSI Scientific Reports Series 5*, s. 283–310.
- Scherer, H. i Fahr, H. J. 1996. H Lyman alpha transport in the heliosphere based on an expansion into scattering hierarchies. 309, s. 957–969.
- Schwadron, N. A. i in. 2013. Solar Radiation Pressure and Local Interstellar Medium Flow Parameters from Interstellar Boundary Explorer Low Energy Hydrogen Measurements. 775, s. 86. doi: 10.1088/0004-637X/775/2/86.
- Shimojo, M., Iwai, K., Asai, A., Nozawa, S., Minamidani, T. i Saito, M. 2017. Variation of the Solar Microwave Spectrum in the Last Half Century. 848(1), s. 62. doi: 10.3847/1538-4357/aa8c75.
- Sokół, J. M., Kubiak, M. A., Bzowski, M. i Swaczyna, P. 2015. Interstellar neutral helium in the heliosphere from IBEX observations. II. The Warsaw Test Particle Model (WTPM). 220, s. 27. doi: 10.1088/0067-0049/220/2/27.
- Strumik, M., Bzowski, M. i Kubiak, M. A. 2021. Influence of Heliolatitude Anisotropy of Solar FUV/EUV Emissions on Ly α Helioglow: SOHO/SWAN Observations and WawHelioGlow Modeling. 919(2), s. L18. doi: 10.3847/2041-8213/ac2734.
- Swaczyna, P. i in. 2018. Interstellar neutral helium in the heliosphere from IBEX observations. V. Observations in IBEX-Lo ESA steps 1, 2 & 3. 854, s. 119. doi: 10.3847/1538-4357/aaabfb.

Swaczyna, P. i in. 2020. Density of neutral hydrogen in the Sun's neighborhood. 903, s. 48. doi: 10.3847/1538-4357/abb80a.

Swaczyna, P. i in. 2022. Very Local Interstellar Medium revealed by complete solar cycle of interstellar neutral helium observations with IBEX. 259(4), s. 42. doi: 10.3847/1538-4365/ac4bde.

Swaczyna, P., McComas, D.J. i Schwadron, N. 2019. Non-equilibrium distributions of interstellar neutrals and the temperature of the Local Interstellar Medium. 871, s. 254. doi: 10.3847/1538-4357/aafa78.

Tanaka, H. i Kakinuma, T. 1957. Equipment for the observation of solar radio emission at 9400, 2750, 2000, and 1000 Mc/s. *Proceedings of the Research Institute of Atmospheric Physics* 4, s. 60–73.

Tarnopolski, S. i Bzowski, M. 2009. Neutral interstellar hydrogen in the inner heliosphere under the influence of wavelength-dependent solar radiation pressure. 493, s. 207–216. doi: 10.1051/0004-6361:20077058.

Vidal-Madjar, A. 1975. Evolution of the solar Lyman alpha flux during four consecutive years. 40, s. 69–86.

Wilhelm, K. i in. 1995. SUMER - Solar Ultraviolet Measurements of Emitted Radiation. 162, s. 189–231. doi: 10.1007/BF00733430.

Wu, F. ~M. i Judge, D. ~L. 1979. Modification of solar lines propagating through the interplanetary medium. 84, s. 979–982. doi: 10.1029/JA084iA03p00979.

5. Informacja o wykazywaniu się istotną aktywnością naukową albo artystyczną realizowaną w więcej niż jednej uczelni, instytucji naukowej lub instytucji kultury, w szczególności zagranicznej.

Obserwatorium Astronomiczne, Uniwersytet Warszawski

W okresie 06.2014-06.2016 kontynuowałam pracę związaną z tematyką fal grawitacyjnych w Obserwatorium Astronomicznym Uniwersytetu Warszawskiego.

Zajmowałam się analizą spodziewanego sygnału stochastycznego pochodzącego od różnych populacji zwartych układów podwójnych (złożonych z dwóch czarnych dziur, dwóch gwiazd neutronowych bądź czarnej dziury i gwiazdy neutronowej). W szczególności interesowała nas różna metaliczność ośrodków, w których powstawały te obiekty. Im niższa metaliczność, tym większe masy mogą osiągać gwiazdy, a więc zwarte obiekty będące ich pozostałościami również mogą być bardziej masywne. Siła sygnału fali grawitacyjnej jest zależna od masy zlewających się obiektów, więc

koalescencji obiektów zwartych powstałych z gwiazd o małej metaliczności powinny być lepiej widoczne. Efektem tych rozważań była publikacja, której jestem pierwszym autorem: *“Effect of metallicity on the gravitational-wave signal from the cosmological population of compact binary coalescences”* .

W ramach kolaboracji LIGO/Virgo pracowałam nad analizą danych z detektorów grawitacyjnych. Byłam członkiem grupy zajmującej się poszukiwaniem sygnału pochodzącego od złania się dwóch masywnych czarnych dziur. Sygnatura w falach grawitacyjnych takiego zjawiska jest całkiem dobrze określona: początkowa faza złania przyjmuje postać sinusoidy o zwiększającej się częstotliwości i amplitudzie (tzw. „inspiral”), potem dochodzi do samego zderzenia, gdzie forma falowa musi być obliczona numerycznie, a na końcu następuje wygaszenie sygnału, którego postać zależy już tylko od masy powstałego obiektu (tzw. „ringdown”). Podstawowym problemem przy analizie danych był stosunek sygnału do szumu. Sama fala grawitacyjna najczęściej przykryta jest różnego typu szumami.

Efektem pracy grupy, której byłam częścią, była publikacja podsumowująca analizę danych z lat 2009-2010: *„Search for gravitational waves from binary black hole inspiral, merger, and ringdown in LIGO-Virgo data from 2009-2010”* .

W późniejszych latach detektory LIGO i Virgo przeszły gruntowną modernizację, co zaowocowało ich znaczącą poprawą czułości. W trzecim kwartale 2015 roku nasza grupa znalazła długo wyczekiwany sygnał grawitacyjny pochodzący od zderzenia dwóch czarnych dziur. Była to pierwsza fala grawitacyjna zaobserwowana przez ludzi. Odkrycie to zostało opublikowane na początku 2016 roku: *„Observation of Gravitational Waves from a Binary Black Hole Merger”* .

W ramach kolaboracji LIGO/Virgo włączyłam się w pracę zespołu, którego zadaniem była charakteryzacja potencjalnych szumów i zakłóceń samego detektora. Jako członek polskiej grupy POLGRAW (będącej częścią VIRGO) pełniłam dyżur obserwacyjny przy detektorze znajdującym się pod włoską Pizą.

We współpracy z grupą z Obserwatorium Astronomicznego Uniwersytetu Jagiellońskiego, badałam wpływ rezonansów Schumanna na działanie detektorów LIGO i Virgo. Źródłem rezonansów opisanych przez Schumanna są fale elektromagnetyczne powstałe podczas wyładowań atmosferycznych. Fale te podróżują wokół Ziemi we wnętrzu rezonansowej utworzonej między powierzchnią Ziemi a jonosferą. Wzmocnienia fal stojących mogą stanowić zakłócenia widoczne w kanale grawitacyjnym naziemnych detektorów. Dlatego tak istotne było zbadanie tego zagadnienia. Efektem tego projektu była publikacja, której jestem pierwszym autorem: *“Globally coherent short duration magnetic field transients and their effect on ground based gravitational-wave detectors”*

Od 03.2017 pracuję w Centrum Badań Kosmicznych Polskiej Akademii Nauk, gdzie zajmuję się tematami związanymi z badaniem wpływu słonecznych linii emisyjnych na neutralne atomy w heliosferze (jest to osiągnięcie, które przedstawiam w niniejszym wniosku habilitacyjnym).

Dodatkowo jestem członkiem zespołu naukowego GLOWS (GLObal solar Wind Structure), który przygotowuje fotometr ultrafioletowy do badania poświaty heliosferycznej. Projekt GLOWS realizowany jest w ramach szerokiej współpracy CBK z instytucjami krajowymi i zagranicznymi, takimi jak: Johns Hopkins University Applied Physics Laboratory czy Southwest Research Institute.

W ramach tego projektu jestem odpowiedzialna za stworzenie procedury umożliwiającej kalibrację fotometru podczas trwania misji. Detektory działające w dziedzinie UV szybko tracą początkową czułość. Obserwowana jasność poświaty będzie więc spadała w czasie trwania eksperymentu ze względu na starzenie się detektora. Aby skompensować ten efekt planujemy systematyczne pomiary jasności wyselekcjonowanych gwiazd kalibracyjnych. Użyliśmy listy gwiazd stosowanych do kalibracji innych przyrządów działającym w UV oraz przeprowadziliśmy dokładną analizę ich widm dostępnych w katalogu NASA CALOBS. Wstępna selekcja gwiazd była tematem wakacyjnych praktyk, których byłam opiekunem. Badanie zmienności czasowej widm gwiazd kalibracyjnych było przedmiotem studenckiego projektu badawczego. Wyniki i wnioski z tych aktywności zostały opublikowane w raporcie wewnętrznym grupy GLOWS.

Oprócz części naukowej, do moich zadań należy popularyzacja projektu, w tym prowadzenie strony [www](#).

6. Informacja o osiągnięciach dydaktycznych, organizacyjnych oraz popularyzujących naukę lub sztukę.

- Organizacja dwóch pierwszych edycji Ogólnopolskiego Seminarium Studentów Astronomii (OSSA) w Warszawie (16-19.09.2004 oraz 27-30.09.2005)
- Organizacja pierwszej edycji Studenckich Ogólnopolskich Warsztatów Astrobiologicznych (SOWA) w Warszawie (26-27.05.2007)
- Organizacja wyjazdu naukowego w celu wykonania spektroskopowych pomiarów korony słonecznej podczas całkowitego zaćmienia Słońca w Turcji (29.03.2006)
- Działalność dydaktyczna podczas studiów doktoranckich (2008-2012)
- Opieka nad letnimi praktykami w CBK PAN, podczas których powstała wstępna lista potencjalnych gwiazd kalibracyjnych do projektu GLOWS (GLObal solar Wind Structure) realizowanego w CBK PAN (01-30.06.2021)

- Opieka nad projektem studenckim w ramach kursu projektów zespołowych na Wydziale Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego (semestr zimowy 2021)
 - Prowadzenie wykładów popularnonaukowych w Centrum Nauki Kopernik
7. Oprócz kwestii wymienionych w pkt. 1-6, wnioskodawca może podać inne informacje, ważne z jego punktu widzenia, dotyczące jego kariery zawodowej.
- W czasie studiów magisterskich byłem założycielem oraz pierwszym prezesem Koła Naukowego Astronomów na Wydziale Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego.
 - Przez cały okres studiów doktoranckich otrzymywałem stypendium za szczególne osiągnięcia naukowe.
 - W okresie 01.12.2012-31.05.2013 otrzymywałem indywidualne stypendium naukowe w ramach projektu dr hab. Doroty Rosińskiej finansowanego przez FNP w ramach umowy F4/07/P/201
 - Jako członek polskiej grupy POLGRAW w ramach pracy w projekcie LIGO/Virgo byłem jedną z laureatek Physics World 2017 Breakthrough of the Year Award, Medalu Polskiej Akademii Nauk im. Mikołaja Kopernika (2016) oraz nagrody Polskiego Towarzystwa Fizycznego (2016).
 - Byłem proszona o sporządzenie recenzji publikacji zgłoszonych do Astronomy & Astrophysics oraz The Astrophysical Journal.

.....
(podpis wnioskodawcy)