

1. Wstęp.

1.1. Promieniowanie wodoru neutralnego w linii 21 cm.

Wodór neutralny (HI, wodór atomowy) jest głównym składnikiem materii międzygwiazdowej. Jego badania są fundamentalne dla wielu dziedzin astronomii, takich jak struktura i dynamika Galaktyki, czy badanie pól magnetycznych galaktyk. Podstawowym źródłem naszej wiedzy na temat HI pozostaje od wielu lat emisja promieniowania w linii 21 cm. Promieniowanie to powstaje w atomie wodoru w wyniku przejścia elektronu pomiędzy dwoma poziomami struktury nadsubtelnej: $1^2S_{1/2}$, $F=0$ oraz $F=1$ (Rohlfs, 1986). Różnica energetyczna tych poziomów wynika z oddziaływania spinu jądra, ze spinem elektronu, a konkretnie z równoległego lub antyrównoległego ustawienia tychże wektorów. Częstotliwość linii emitowanej w wyniku tego przejścia została obliczona teoretycznie i wyznaczona laboratoryjnie z dużą dokładnością. W zasadzie jest to jedna z najlepiej zmierzonych wartości w przyrodzie; z dokładnością do 11-tego miejsca znaczącego wynosi (Rohlfs, 1986):

$$\nu_{10} = 1.420\,405\,751\,786(30) \times 10^9 \text{ Hz}$$

Odstępstwa od tej wartości są oczywiście związane z przesunięciem dopplerowskim. Jego źródłem mogą być bądź chaotyczne, termiczne ruchy atomów wewnątrz obserwowanego obłoku, bądź też ruch własny danego obłoku. W pierwszym przypadku obserwuje się dopplerowskie poszerzenie linii, w drugim zaś – silne przesunięcie, odpowiadające radialnej składowej ruchu obłoku.

Współczynnik Einsteina A_{10} , określający prawdopodobieństwo spontanicznej emisji, ma wartość rzędu 10^{-15} s^{-1} , co przekłada się na bardzo długi czas trwania pojedynczego atomu w stanie $F=1$. Wartość średniego połowicznego czasu trwania atomu w tym stanie wynosi:

$$t_{1/2} = 3.49 \times 10^{14} \text{ s}$$

(Rohlfs, 1986) czyli około 10 milionów lat.

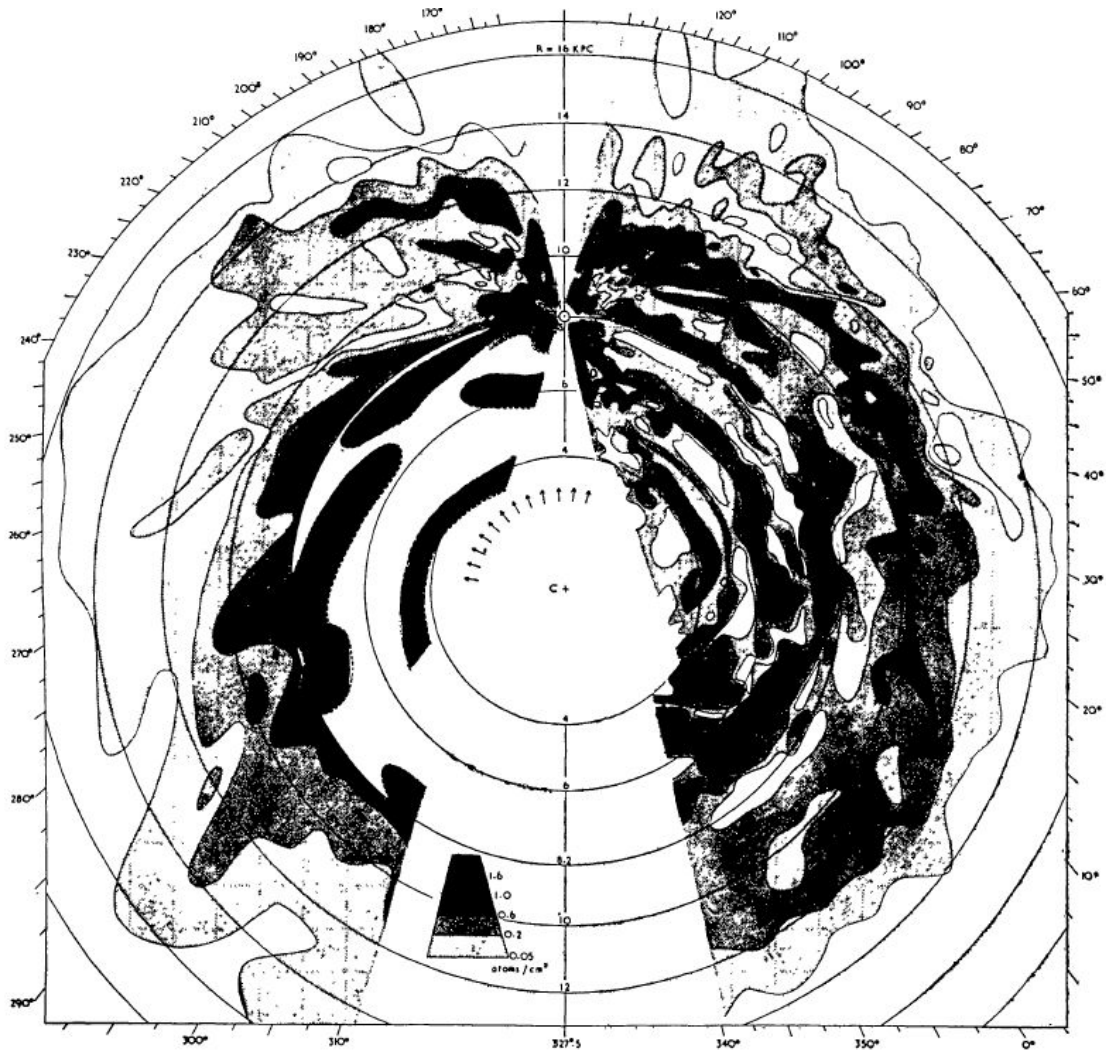
Wzbudzenie do stanu $F=1$ następuje na skutek zderzeń między atomami. W typowych warunkach panujących w ośrodku międzygwiazdowym, średni czas między zderzeniami wynosi około 400 lat. Oznacza to, że tylko znikomy ułamek wzbudzonych atomów wraca do poziomu $F=0$ na skutek spontanicznej emisji, oraz że statystyka atomów HI, na poziomie struktury nadsubtelnej, jest zdominowana przez zderzenia.

Niemniej obserwowana w naszej Galaktyce, a także w innych, emisja wodoru neutralnego w linii 21 cm jest bardzo silna i łatwo wykrywalna. Świadczy to o bardzo dużej ilości atomowego wodoru w Drodze Mlecznej. Stanowi on około 10% masy Galaktyki i, jak wynika z obserwacji, jest skupiony w dysku o promieniu o wiele większym niż dysk gwiazdowy.

1.2. Znaczenie badań HI.

Rolę obserwacji wodoru neutralnego we współczesnej astronomii trudno jest przecenić. Jest to zrozumiałe biorąc pod uwagę chociażby procentowy wkład do masy Galaktyki. Pod koniec lat 50-ych minionego stulecia astronomowie holenderscy, z Oortem na czele, pokazali zastosowanie obserwacji HI do badania struktury i dynamiki Galaktyki. Prezentowana na Rysunku 1 słynna *mapa Leiden-Sydney* (Oort et al. 1958; Oort, 1959), wynik współpracy holendersko-australijskiej, była pierwszym niezbitym dowodem na spiralną strukturę Drogi

Mlecznej. Pokazała pierwsze wyznaczenie rozmieszczenia HI w dysku, pozwoliła określić rozmiary Galaktyki i położenie Układu Słonecznego w stosunku do jej centrum. Innymi wynikami tej pracy było np. wyznaczenie krzywej rotacji Drogi Mlecznej, a co za tym idzie, oszacowanie masy Galaktyki. Zaobserwowane niezgodności między teoretyczną a obserwacyjnie wyznaczoną krzywą były wskazówką na istnienie dodatkowej masy, którą dziś przypisujemy tzw. ciemnej materii. Holenderskie badania były także motorem do rozwinięcia teorii dynamiki galaktycznej.



Rys. 1: Pierwsza mapa rozkładu wodoru neutralnego w Galaktyce, tzw. *mapa Leiden-Sydney* (Oort, 1959). Wyraźnie widoczne są struktury odpowiadające ramionom spiralnym.

Innym szerokim zastosowaniem obserwacji HI jest badanie pól magnetycznych galaktyk. Jednym z przejawów ich obecności jest efekt Zeemana, który daje się zaobserwować w profilach emisyjnych linii 21 cm. Dokładne zmierzenie tego efektu pozwala na oszacowanie lokalnej wartości natężenia składowej pola magnetycznego równoległej do linii widzenia.

Badania HI ważne są również dla polarymetrii radiowej. Tam, gdzie istnieją pola magnetyczne i oddziałująca z nimi materia, tam obserwujemy efekt rotacji Faraday'a. Jest to zmiana (skręcenie) płaszczyzny polaryzacji promieniowania na skutek przejścia fali elektromagnetycznej przez ośrodek materialny w obecności pola magnetycznego. Lokalnie pole

magnetyczne nie jest jednorodne, skutkiem czego stopień skrócenia jest różny w różnych miejscach Galaktyki. W praktyce obserwujemy zatem zmniejszenie stopnia polaryzacji (depolaryzacje) fali. Efekt depolaryzacji Faraday'a pozwala na badanie małoskalowych struktur magnetycznych ale utrudnia interpretację wyników niskoczęstotliwościowych przeglądów polaryzacyjnych, a także obserwacje źródeł emisji nietermicznej. Aby go dokładnie poznać potrzebne jest mapowanie polaryzacji promieniowania na kilku częstotliwościach (efekt maleje z kwadratem długości fali), oraz rozkład materii międzygwiazdowej w dysku. Tu nieocenione stają się obserwacje wodoru atomowego. Obserwacje pokazują, że duże natężenie promieniowania spolaryzowanego odpowiada słabszej emisji HI. Dodatkowo połączenie map HI z mapami optycznymi, podczerwonymi oraz polaryzacyjnymi na różnych częstotliwościach daje możliwość obszernego studiowania drobnoskalowych pól magnetycznych i ich powiązań z lokalnymi strukturami i procesami w środowisku międzygwiazdowym.

1.3. Cele niniejszej pracy.

Głównym celem mojej pracy było wykonanie mapy gęstości kolumnowej oraz rozkładu przestrzennego wodoru neutralnego w polu o rozmiarach $2^\circ \times 2^\circ$, z centrum w punkcie o współrzędnych galaktycznych $l = 60^\circ$, $b = 0^\circ$. Badane przeze mnie pole znajduje się w środku jednego z obszarów objętych przeglądem polaryzacyjnym, wykonywanym na toruńskim 32-m radioteleskopie *RT-4*, oraz na 100-m radioteleskopie w Effelsbergu. Przegląd ten doprowadzi do stworzenia map polaryzacji i efektu Faraday'a w dużych polach Galaktyki. Będzie także unikalnym studium małoskalowych pól magnetycznych Drogi Mlecznej. Znaczenie tej pracy dla powyższego przeglądu przedstawiłem pokrótce w dziale 1.2. Obszar przeze mnie badany mapowany był przez Duncana i współpracowników na 2.7 GHz (Duncan et al. 1999).

Innym celem mojej pracy było przygotowanie i przetestowanie metody mapowania wodoru neutralnego za pomocą anteny *RT-4*. W szczególności: określenie czułości anteny, wpływu atmosfery na obserwacje, sposobu ich redukcji i kalibracji, czy też określenie innych problemów związanych z radiowymi obserwacjami spektroskopowymi i metod ich rozwiązania. Pozwoli to w przyszłości na szybsze i efektywniejsze przeprowadzanie obserwacji i wykonywanie map HI pod kątem wspomnianego przeglądu polaryzacyjnego.

W dalszych częściach pracy przestawię sposób przygotowania i przeprowadzenia obserwacji (2.1.), redukcji danych oraz ich kalibracji do bezwzględnej skali temperatury jasnościowej (2.2.), oraz swoje sugestie związane z tym etapem pracy (2.3.). W rozdziale trzecim opiszę przejście do gęstości kolumnowej (3.1.) i przestrzennego rozkładu wodoru neutralnego w badanym polu (3.2.). Rozdział czwarty przeznaczony jest na porównanie moich wyników z innymi obserwacjami i przeglądami. Podsumowanie i własne sugestie zamieściłem w rozdziale piątym.

2. Obserwacje.

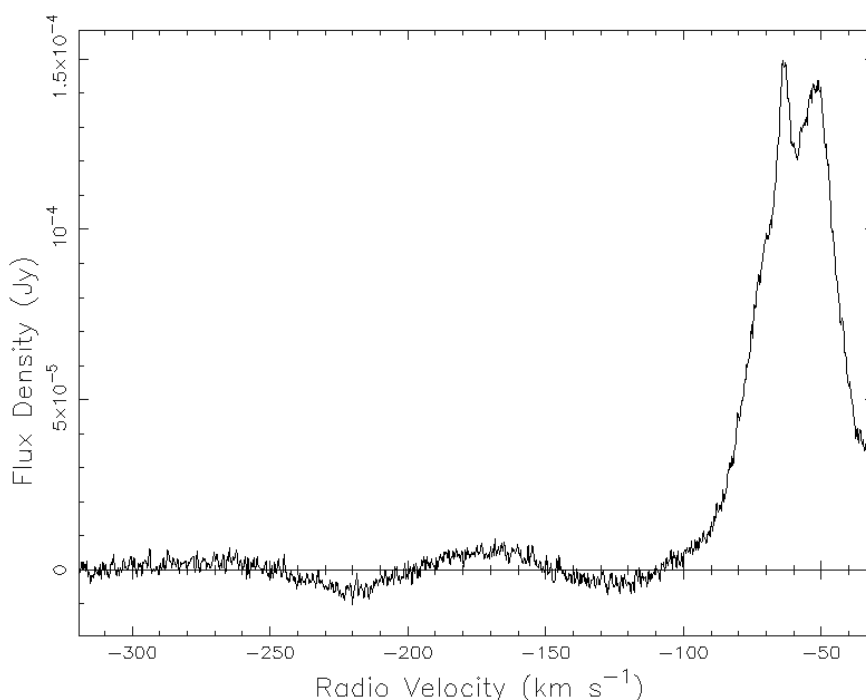
2.1. Przygotowanie i przeprowadzenie obserwacji.

2.1.1. Charakterystyka systemu odbiorczego.

Obserwacje prowadzone były za pomocą radioteleskopu *RT-4*, znajdującego się w Obserwatorium Astronomicznym w Piwnicach. Szerokość wiązki anteny wynosiła $\sim 0.3^\circ$. Do instrumentu podłączony był spektrograf radiowy, zawierający cztery konwertery. Częstotliwość centralna ustawiona była na 1420.406 MHz (system L). Konwertery pracowały w ustawieniu: *1a 2c 3a 4c*, tzn.: pierwszy i trzeci konwerter odbierały polaryzację kołową lewoskrętną (*a*), drugi i czwarty – prawoskrętną (*c*). Zgodnie z oczekiwaniami nie zaobserwowałem istotnych różnic między profilami linii HI obserwowanymi w różnych polaryzacjach.

Szerokość wstęgi wynosiła 4 MHz. Dało to w praktyce przedział prędkości radialnych $\pm 422 \text{ km s}^{-1}$. Każdy z konwerterów dzielił odbierane pasmo na 4096 kanałów; dawał zatem rozdzielczość w dziedzinie częstotliwości: 976 kHz/kanał, oraz w dziedzinie prędkości radialnych rozdzielczość około $206 \text{ m s}^{-1}/\text{kanał}$.

Były to pierwsze tego typu systematyczne obserwacje prowadzone na toruńskim radioteleskopie z tak szerokim pasmem odbiorczym. Celem zastosowania szerokiej wstęgi, a więc dużego przedziału obserwowanych prędkości radialnych, było wykrycie w obserwowanym polu obiektów znanych jako *chmury o dużej prędkości* (ang: *High Velocity Clouds* – HVCs). Są to obłoki wodoru neutralnego, nie zawsze związane z wodorem galaktycznym, których obserwowane prędkości radialne są większe, niż wynikałoby to z różnicowej rotacji Galaktyki. Skuteczność wykrywania HVCs potwierdził wcześniejszy, niedokończony studencki przegląd płaszczyzny Drogi Mlecznej w linii 21 cm, wykonywany również ze wstęgą 4 MHz.



Rys.2: Przykład efektu „falowania tła”. Na osi pionowej wartości nieprzeskalowane. Wykres uzyskany programem *SLAP*.

Praktyka pokazała jednak, że obserwacje z takim pasmem odbiorczym napotykają na problemy nie występujące przy wykorzystaniu mniejszego pasma. Przy 4 MHz pojawia się efekt „falowania” poziomu zerowego (Rys. 2). Objawia się to jako zafalowanie mocy widmowej, mające charakter sinusoidy, której okres zależny jest od częstotliwości obserwacji. Amplituda tych zmian również nie jest stała – może rosnąć ku centrum lub ku granicom odbieranego pasma. W pierwszym przypadku efekt ten może znacznie modyfikować profil linii i sprawić, że jest ona nieprzydatna do dalszych badań. Źródłem efektu jest być może konstrukcja anteny, która w pewnych warunkach umożliwia powstanie fali stojącej między lustrem wtórnym, a oknami dewarów. Zjawisko to było notowane podczas obserwacji 15-metrową anteną *RT-3*. „Falowanie tła” może być też związane z wpływem atmosfery – poziom zmian był różny dla obserwacji na różnych wysokościach nad horyzontem. Niestety efektu tego nie udało mi się usunąć.

2.1.2. Charakterystyka obserwacji.

Obserwacje wykonane były w trybie skanowania nieba „punkt po punkcie”. Przeprowadzone zostały w dwóch turach: luty i czerwiec/lipiec 2004. Początkowo punkty obserwacyjne w badanym polu odległe były od siebie o $1/3$ stopnia. Badany obszar pokryty został siatką 49 punktów obserwacyjnych (także na brzegach obszaru). Efektywnie zatem badany był obszar w kształcie kwadratu o boku $2^\circ + [\text{wiązka anteny}] \pm [\text{dokładność prowadzenia}]$.

Skany wykonywane były seriami po 7 punktów na tej samej szerokości galaktycznej. Na koniec każdego „paska” wykonywana była obserwacja pola kalibracyjnego. Po trzech, czterech paskach wykonywane było widmo referencyjne (poziom zerowy, tło). Do tego celu teleskop ustawiany był na polu kalibracyjnym, a częstotliwość centralna była zmieniana na 1417.406 MHz. Przy takim wyborze linia HI wychodziła poza pasmo, a uzyskane widmo można było traktować jako referencyjne. W obserwacjach wodoru galaktycznego należy stosować taką metodę, gdyż nie ma na niebie pola wolnego od emisji HI. Nawet w okolicach biegunów Galaktyki widoczna jest wyraźna linia. Zastosowanie takiego widma jako poziomu tła w oczywisty sposób fałszowałoby uzyskane wyniki.

Czas integracji każdej obserwacji wynosił 180s. Dało to stosunek sygnału do szumu około 100. W tym przypadku przekładało się to na możliwość wykrycia emisji źródła, którego temperatura jasnościowa wynosiła 1 – 1.5 K.

Po wykonaniu pierwszych redukcji okazało się, że odległości między badanymi punktami są za duże. W drugiej turze obserwacji dotychczasowa siatka została dwukrotnie zagęszczona. Procedura obserwacji pozostała prawie niezmieniona. Różnica polegała głównie na dodaniu drugiego pola kalibracyjnego. Dodatkowo w letniej turze obserwacji znalazło się 7 punktów z tury zimowej, aby ułatwić kalibrację wyników i sprawdzić ich zgodność. Ostatecznie badany obszar pokryty został regularną siatką 169 punktów odległych od siebie o $1/6$ stopnia.

Wszystkie skrypty obserwacyjne dla komputera sterującego anteną *RT-4* przygotowane zostały przy pomocy programu *Edytor* autorstwa Grzegorza Hrynka.

2.2. Redukcja danych.

2.2.1. Au_New i SLAP

Pierwszym krokiem redukcji danych spektroskopowych z *RT-4* jest wykonanie odwrotnej transformaty Fouriera zarejestrowanego sygnału. Pozwala to na przejście do widma mocy, czyli uzyskanie profilu linii. Wykonuje się to procedurą *Au_New*, dostosowującą jednocześnie dane do

formatu akceptowalnego przez program *Spectral Line Analysis Package* (SLAP). Za pomocą tego właśnie programu wykonywana była dalsza redukcja i analiza danych.

Generalnie, redukcja danych odbywa się według przepisu określonego wzorem:

$$T_a = \frac{(P_{obs} - P_{tlo})}{P_{tlo}} T_{sys} \quad (2.1)$$

gdzie: T_a – profil linii, w skali temperatury, T_{sys} – temperatura systemowa (podawana do programu SLAP w mK), P_{obs} – „surowe” widmo mocy, uzyskane z obserwacji danego punktu P_{tlo} – widmo referencyjne (tło).

Wzór ten oznacza, że w danym kanale (na danej częstotliwości) mierzymy ile razy profil linii wystaje ponad poziom tła i przenosimy wynik do skali temperatur. Inaczej mówiąc T_a określa ile razy obserwowane źródło jest silniejsze niż szumy systemu i wkład otoczenia. Temperatura systemowa zawiera w sobie bowiem przyczynki od szumów termicznych systemu odbiorczego, atmosfery, tła galaktycznego i promieniowania relikтового. Znając wartość T_{sys} możemy, przynajmniej teoretycznie, podać temperaturę antenową źródła. Jednakże informacja o T_{sys} zawarta w plikach z obserwacjami okazała się niepewna. Dodatkowo zaszła potrzeba uwzględnienia tzw. *wzmocnienia od elewacji* (ang.: *elevation gain*) – g_e , czyli czynnika zwiększającego temperaturę systemową (a więc osłabia sygnał) w zależności od wysokości obserwowanego pola nad horyzontem. Czynniki g_e jest bliski 1 i w praktyce pomijalny na tej długości fali, gdy obserwacje prowadzone są blisko zenitu. Jednak w przypadku tury zimowej obserwacje wykonywane były nawet 10° nad horyzontem. Fakt ten, oraz brak specjalnego wyznaczenia T_{sys} , spowodował, że musiała zostać opracowana specjalna, pośrednia metoda kalibracji. Opisana jest ona w punkcie 2.2.3.

Przy redukcji wg zależności (2.1), a konkretnie po wykonaniu dzielenia, pojawiał się wspomniany w 2.1.1. efekt „falowania tła”. Szczególnie dotkliwy był w przypadku obserwacji zimowych, w których nasilał się ku centrum widma, modyfikując znacznie profil linii. Z tego powodu większość zimowych obserwacji została odrzucona (czyt.: 2.2.2.). Dla tury letniej był on mniej zauważalny i miał inny charakter – zwiększał się ku brzegom widma, pozostawiając nienaruszony profil linii. Poza tym nie występował w obserwacjach pól kalibracyjnych. Związane jest to zapewne z faktem, że widma referencyjne rejestrowane były na polach kalibracyjnych właśnie. Nasuwa się zatem wniosek, że jeśli każdy punkt obserwacyjny miałby swoje własne tło (wykonane przez przesunięcie częstotliwości centralnej), to efekt „falowania” prawdopodobnie by w ogóle nie wystąpił. Jednakże taka procedura wiąże się z prawie dwukrotnym wydłużeniem czasu na teleskopie, w związku z tym jest nieopłacalna w przypadku bardzo dużych pól. Być może w zupełności wystarczy jedno tło na kilka (5–6) źródeł.

2.2.2. Selekcja danych.

Z względu na efekt „falowania tła” duża część danych musiała być odrzucona. Dotyczyło to głównie zimowej tury obserwacji – łącznie około 40 ze 169 punktów obserwacyjnych. Inne problemy sprawiały silne zakłócenia, jakie rejestrowały się na widmach. Z ich powodów praktycznie nieprzydatne były obserwacje z konwerterów drugiego i czwartego (polaryzacja kołowa prawoskrętna), oraz kilka plików z danymi z konwertera trzeciego. Konwerter pierwszy pracował bez zastrzeżeń, dlatego do dalszej analizy brane były tylko dane z tego urządzenia. Niemniej zakłócenia nie psuły obserwacji pól kalibracyjnych, więc w niektórych etapach kalibracji uwzględniane były dla tych obszarów dane ze wszystkich konwerterów.

Z powodu niemożności wykonania dodatkowych obserwacji (awaria systemu L), brakujące dane uzupełniane były metodami interpolacyjnymi. Testowane w tym celu były m.in.

metoda wielomianów sklepanych trzeciego stopnia (tzw. spline kubiczny), czy interpolacja formą biliniową. Ta druga, jako prosta i dająca bardzo dobre efekty, została wybrana do dalszej pracy.

2.2.3. Kalibracja do skali bezwzględnej temperatury jasnościowej.

Aby spełnić cele pracy, należało wykonać bezwzględną, niezależną od systemu odbiorczego, kalibrację obserwacji. Wykonana została w oparciu o dwa pola, oznaczone MD1 ($l = 124.4^\circ$, $b = -1.6^\circ$) i S7 ($l = 132^\circ$, $b = -1^\circ$). Są to miejsca na niebie mające stałą jasność na obszarze około $2^\circ \times 2^\circ$. Obydwa pola obserwowane były jednocześnie tylko w letniej turze. Dla obserwacji zimowych wykonywane były jedynie obserwacje na polu MD1. Dobrym odnośnikiem jest wyznaczenie bezwzględnej (niezależnej od systemu odbiorczego) temperatury jasnościowej w maksimum profilu - $T_b(max)$. O ile dla pola S7 znane jest takie wyznaczenie ($T_{bS7}(max) = 96.4 \pm 0.2$ K; Kalberla et al. 1982), o tyle dla pola MD1 takich danych nie ma, dlatego najpierw przeprowadzona musiała być kalibracja właśnie tego punktu.

Temperaturę antenową i jasnościową łączy ogólna zależność:

$$T_b = KT_a \quad (2.2)$$

Jeśli nie uwzględnia się poprawek na g_e oraz jeśli ma się dobrze wyznaczoną T_{sys} , to czynnik K w większości przypadków jest bliski 1 i jest stały dla danego instrumentu. Jednakże w mojej pracy żaden z powyższych warunków spełniony nie był.

Dla wygody obliczeń, oraz ze względu na charakterystykę programu *SLAP*, podawana była w miejsce T_{sys} w zależności (2.1) stała wartość $T_{10} = 10\,000$ mK. Otrzymana w ten sposób wartość T_a' wiąże się z T_b zależnością:

$$T_b = K'T_a' \quad (2.3)$$

$$K' = K''g_e \quad (2.4)$$

gdzie K'' jest współczynnikiem konwersji, stałym dla pojedynczego konwertera.

Dzięki założeniu liniowości poprawek możliwe było wyznaczenie T_b w maksimum dla pola MD1 na podstawie obserwacji letnich. Wybrane zostały cztery pary obserwacji pól S7 i MD1 na takich samych lub zbliżonych wysokościach nad horyzontem, tak aby nie poprawiać wyników na g_e . Uwzględniając po 4 konwertery na obserwacje, dało to 16 par liczb T_a' . Korzystając z proporcji:

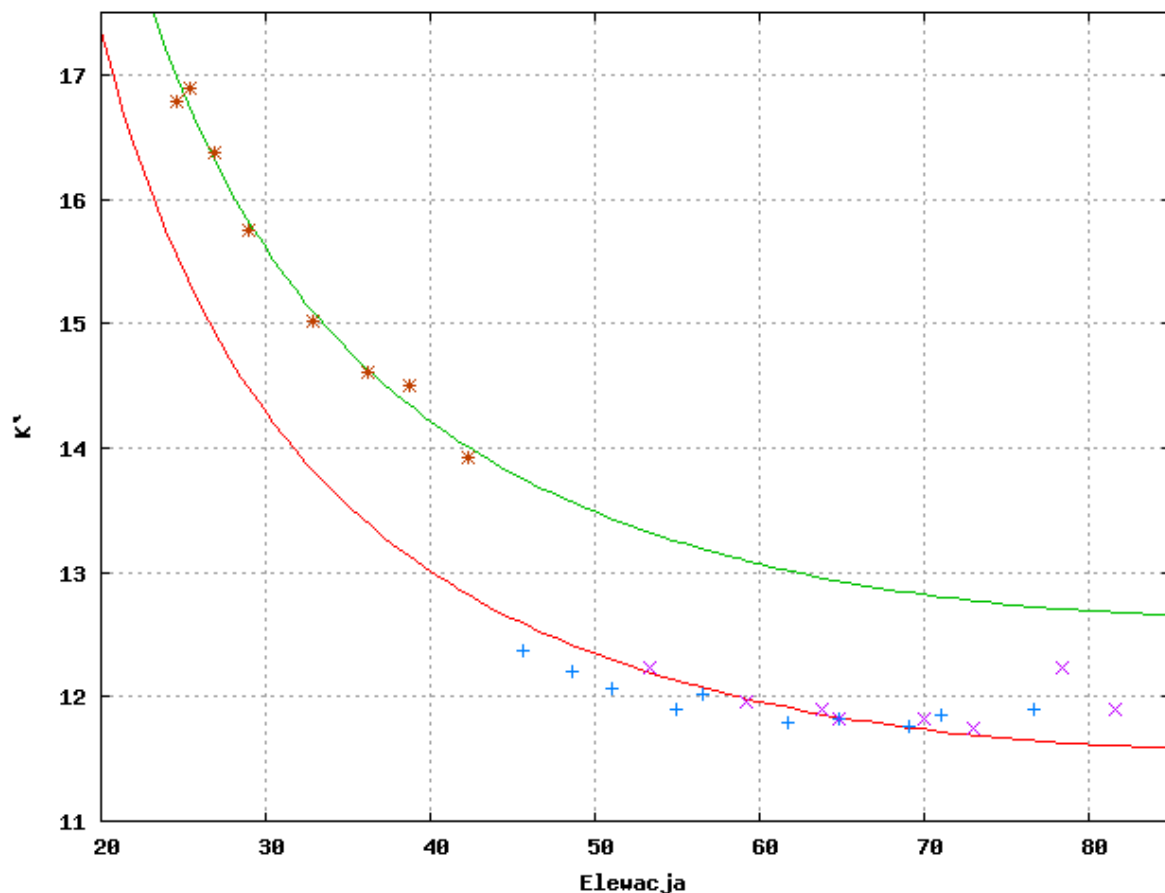
$$\frac{T_{bS7}}{T_{aS7}'} = \frac{T_{bMD1}}{T_{aMD1}'} \quad (2.5)$$

wyzaczyłem $T_{bMD1}(max)$ na 80.7 ± 0.2 K.

W kolejnym etapie należało ocenić wpływ atmosfery. Przyjęty został model wykorzystywany w *SLAP*-ie, w którym współczynnik wzmocnienia g_e wyraża się wzorem:

$$g_e = \exp \left\{ b_e \left[\frac{1}{\sin(el)} - 1 \right] \right\} \quad (2.6)$$

We wzorze (2.6) el jest kątem elewacji, a b_e jest tzw. stałą wzmocnienia. Odpowiednia procedura w programie *SLAP* wymaga, aby podana była tylko ta stała. Jak widać zależność (2.6) dąży do 1 gdy teleskop patrzy w zenit, oraz do nieskończoności dla $el = 0^\circ$.



Rys. 3: Zależność współczynnika K' od kąta elewacji dla pól kalibracyjnych (obserwacje z pierwszego konwertera). (*) – pole MD1 tura zimowa, (x) – MD1 tura letnia, (+) – S7 tura letnia. Linie ciągłe są dopasowanymi funkcjami postaci (2.7), z wartościami: $A_{zima} = 12.65 \pm 0.05$ (linia górna), $A_{lato} = 11.58 \pm 0.04$ (linia dolna), $b_e = 0.210 \pm 0.003$ (dla obu tur obserwacji).

Rysunek 3 przedstawia zależność K' od elewacji dla pól kalibracyjnych dla pierwszego konwertera. Dane pochodzą z obu tur obserwacyjnych. Widać wyraźne rozgraniczenie między obserwacjami letnimi i zimowymi. Do danych dopasowane zostały zależności w postaci:

$$y = A_i \exp \left\{ b_e \left[\frac{1}{\sin(x)} - 1 \right] \right\} \quad (2.7)$$

A_i jest zatem wartością mnożnika K' w przypadku obserwacji w zenicie, czyli K'' . Wyznaczone zostały wartości stałych: $A_{zima} = 12.65 \pm 0.05$, $A_{lato} = 11.58 \pm 0.04$, $b_e = 0.210 \pm 0.003$. W przypadku obu tur stosowana była ta sama wartość b_e . Widać, że dla serii letniej mogłaby być mniejsza (wolniejszy wzrost w kierunku $el = 0^\circ$). Początkowo wyznaczane były różne wartości tej stałej. Jednakże otrzymana w ten sposób wartość dla tury letniej w praktyce okazała się za mała. Część z obserwacji badanego obszaru prowadzona była około 30° nad horyzontem, a więc w zakresie, który nie obejmowały pola kalibracyjne tej serii. Zastosowana korekta dała duże rozbieżności w końcowych wartościach T_b . Z powodu braku innych możliwości przyjęta została dla tury letniej ta sama wartość b_e co dla zimowej. Założenie to nie jest w ogólności słuszne, jednak w przypadku tej pracy okazało się całkiem dobre i dało zadowalające rezultaty. Samo

wyznaczenie stałych A_{zima} i b_e okazało się na tyle dobre, że skutecznie redukowało wpływ atmosfery przy obserwacjach na wysokości nawet 10 stopni nad horyzontem.

Przedstawiony powyżej sposób kalibracji ma kilka zalet. Po pierwsze: nie wymaga bezpośredniej znajomości temperatury systemowej i współczynnika konwersji. Potrzebny jest tylko ich iloczyn, który jest wyznaczany z obserwacji pól kalibracyjnych. Po drugie: metoda daje dobre wyniki dla obserwacji nisko nad horyzontem, kiedy to rejestrowany profil jest nawet czterokrotnie osłabiony. Może być także stosowana do innego typu obserwacji, np. pulsarów.

Jest jednakże kilka istotnych wad tej metody. Przede wszystkim potrzebna jest znajomość widma i strumienia przynajmniej jednego pola kalibracyjnego. Osobiście sugeruję korzystanie w przyszłości z pól: S7, S8 ($l = 207^\circ$, $b = -15^\circ$) i B8 ($l = 90^\circ$, $b = 40^\circ$), których kalibrację wykonał Kalberla i współpracownicy (1982). Inną niedogodnością jest konieczność wykonania obserwacji tych pól na różnych wysokościach nad horyzontem. Zakres kątów elewacji dla tych pól powinien być co najmniej zbliżony do zakresu kątów, na których wykonujemy właściwe obserwacje, tak aby dobrze wyznaczyć parametry A_i oraz b_e . Poza tym założenie, że b_e jest stałe dla wszystkich obserwacji i wszystkich azymutów, jest niepewne i należałoby w przyszłości je zweryfikować.

2.3. Wnioski i sugestie.

Obserwacje o podobnym charakterze, jak te wykonane na potrzeby tej pracy, mogą być w przyszłości usprawnione. Przede wszystkim tury obserwacyjne powinny być dłuższe i nie odległe od siebie tak bardzo w czasie. Czas integracji być może mógłby zostać skrócony do 150 sekund. Aby pozbyć się lub ograniczyć efekt „pływania tła”, powinno się zmniejszyć szerokość odbieranego pasma.

Widma referencyjne powinny być wykonywane częściej i zarówno na punktach obserwacyjnych jak i kalibracyjnych. Pola kalibracyjne powinny być dobrane tak, aby były jak najbliżej badanego obszaru i żeby można było skutecznie na ich podstawie wyznaczyć parametry związane z g_e . Powinny mieć wykonane pomiary dla maksimum emisji profilu linii, lub strumienia zintegrowanego po znanym przedziale prędkości radialnych (w jednostkach: K km/s). Wyznaczone wartości powinny być niezależne od instrumentu. Dobre są trzy pola wymienione w 2.2.3., niemniej wskazana jest kalibracja większej liczby pól.

3. Analiza danych.

3.1. Gęstość kolumnowa.

Gęstość kolumnową możemy zdefiniować jako:

$$N_H = \int_0^{\infty} n_H(s) ds \quad (3.1)$$

gdzie: n_H jest gęstością przestrzenną atomów wodoru [at. cm^{-3}], s jest miarą odległości obłoku od obserwatora [cm], a N_H jest gęstością kolumnową [at. cm^{-2}]. Innymi słowy N_H mówi nam ile atomów widzimy patrząc w danym kierunku przez powierzchnię 1 cm^2 , lub ile atomów znajduje się w nieskończenie długim walcu o takim polu podstawy.

Można także pokazać (np. w: Rohlfs, 1986), że gęstość kolumnowa wiąże się z innymi parametrami, tzn.:

$$N_H = 1.8224(3) \cdot 10^{18} T_S \int_{-\infty}^{\infty} \tau(V) dV \quad (3.2)$$

gdzie: V jest prędkością radialną [km s^{-1}], $\tau(V)$ jest grubością optyczną obłoku o danej prędkości radialnej – w przedziale $(V, V + dV)$, a T_S jest tzw. *temperaturą spinową*. Parametr ten jest związany z rozkładem obsadzeń poziomów $F=0$ i $F=1$, zgodnie z rozkładem Boltzmana (Rohlfs, 1986):

$$\frac{N_1}{N_0} = \frac{g_1}{g_0} \exp\left\{-\frac{h \nu_{01}}{k T_S}\right\} \quad (3.3)$$

gdzie: g_i – wagi statystyczne, k – stała Boltzmana, h – stała Plancka. Związek (3.2) można uprościć, czyniąc pewne założenia.

Rozważamy izotermiczny obłok podgrzewany przez promieniowanie jakiegoś źródła w jego tle. Z rozwiązania równania transportu promieniowania, zapisanego w formalizmie temperatury jasnościowej, wynika zależność:

$$T_b(V) = T_S [1 - \exp\{-\tau(V)\}] + T_C \exp\{-\tau(V)\} \quad (3.4)$$

(Rohlfs, 1986). W większości przypadków dotyczących HI możemy przyjąć, że temperatura jasnościowa tła – T_C – jest równa 0. Obserwujemy wówczas czysty profil emisyjny. Zakładamy także $\tau(V) \ll 1$. Po rozwinięciu eksponentu w szereg Taylora i odrzuceniu wyrazów stopnia drugiego i wyższych, otrzymujemy:

$$T_b(V) = T_S \tau(V). \quad (3.5)$$

Wstawiając (3.5) do (3.2) otrzymujemy:

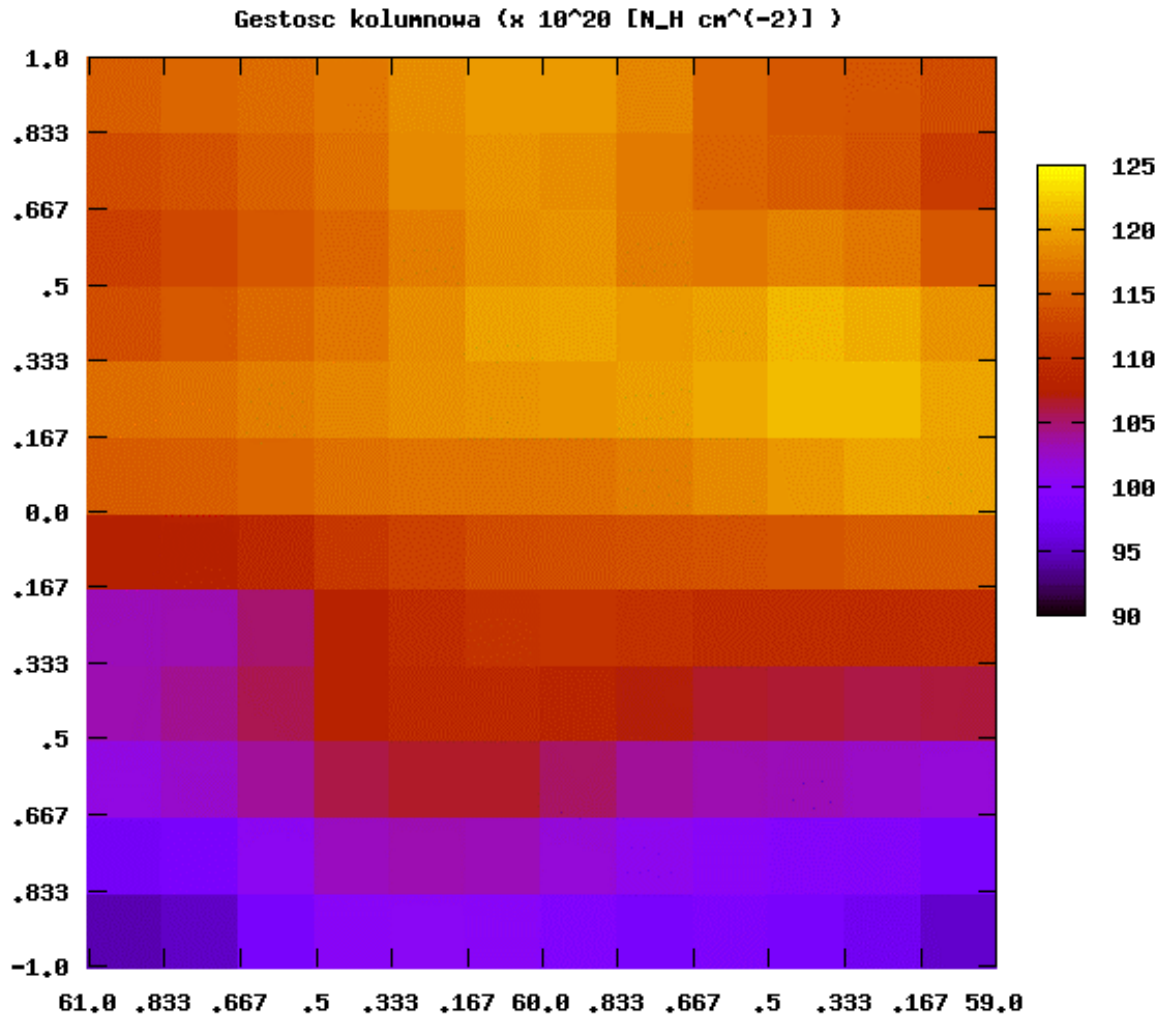
$$N_H = 1.8224(3) \cdot 10^{18} \int_{-\infty}^{\infty} T_b(V) dV \quad (3.6)$$

Przy zadanych założeniach otrzymujemy przepis na gęstość kolumnową (w jednostkach at. cm^{-2}) *niezależny* od temperatury spinowej. $T_b(V)$ traktujemy po prostu jako profil linii w skali temperatury. Wzór (3.6) używany był na potrzeby tej pracy.

Słuszność założeń dowodzą Burton (1988) i Rohlfs (1986). Teoretycznie, jeśli $\tau(V) < 1$, to w pierwszej ćwiartce Galaktyki ($0^\circ < l < 90^\circ$) – podobnie w czwartej – powinniśmy obserwować skok w $T_b(V)$ linii przy przejściu przez prędkość radialną $V = 0 \text{ km s}^{-1}$; temperatura po stronie prędkości radialnych ujemnych powinna być około dwa razy niższa niż po stronie prędkości dodatnich, co jest rzeczywiście obserwowane. Rohlfs opisuje również procedurę wyznaczania T_C w przypadku, gdy obserwacje linii 21 cm prowadzimy na tle silnego źródła.

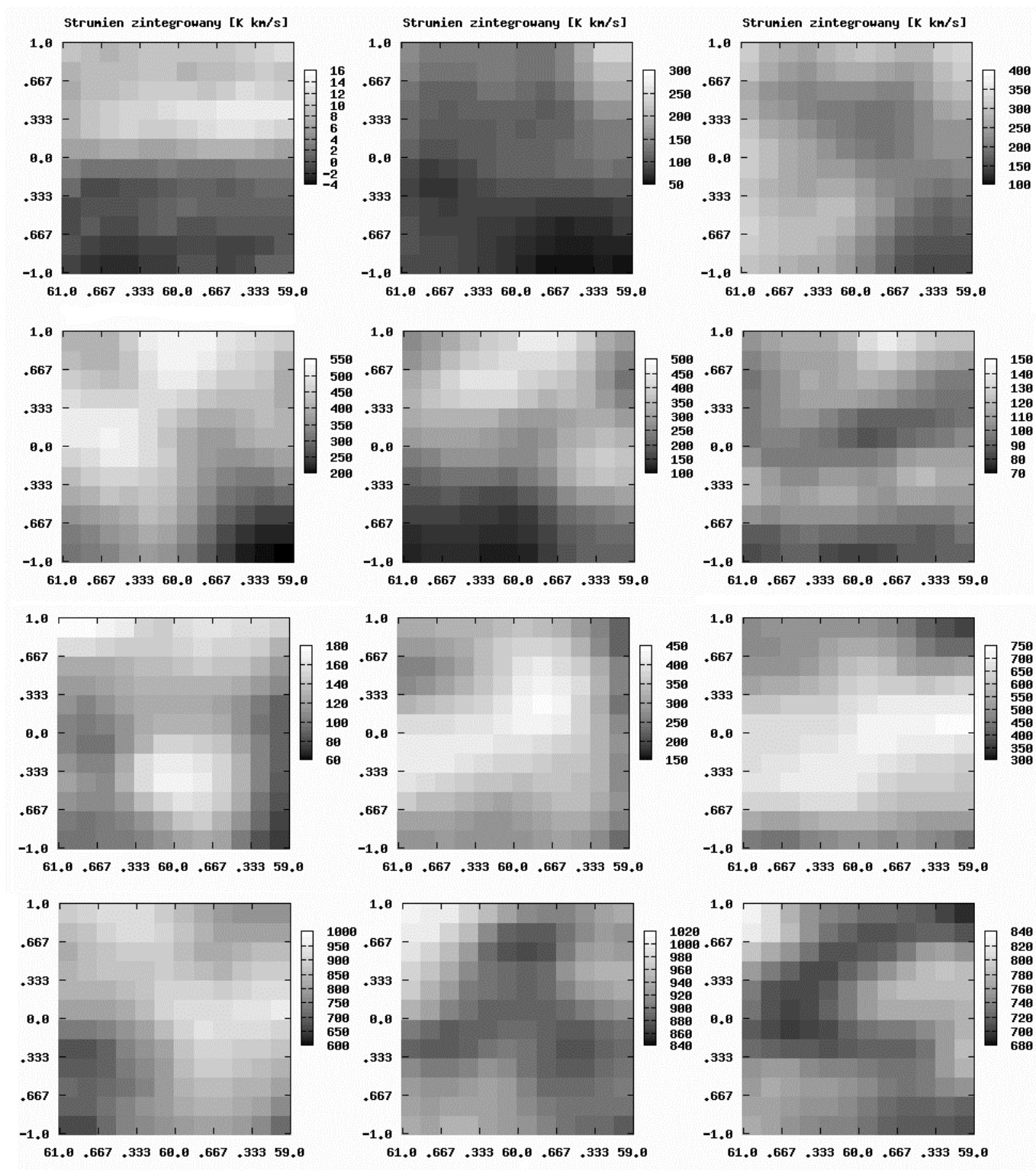
W niektórych przypadkach istnieje także potrzeba wyznaczenia wartości temperatury spinowej. Jest to zadanie trudne, gdyż wielkość ta zależy od wiązki anteny i jest w ogólności różna dla różnych obłoków. Jeśli jednak nie potrzebujemy wyznaczyć dokładnie wartości T_S , to możemy przyjąć wartość „klasyczną”: $T_{\text{class}} = 125 \text{ K}$.

Na podstawie (3.6) wykonana została mapa gęstości kolumnowej w badanym obszarze, przedstawiona na Rysunku 4. Należy dodać, że punktom obserwacyjnym nie odpowiadają na rysunku środki „pikseli”, lecz ich wierzchołki.

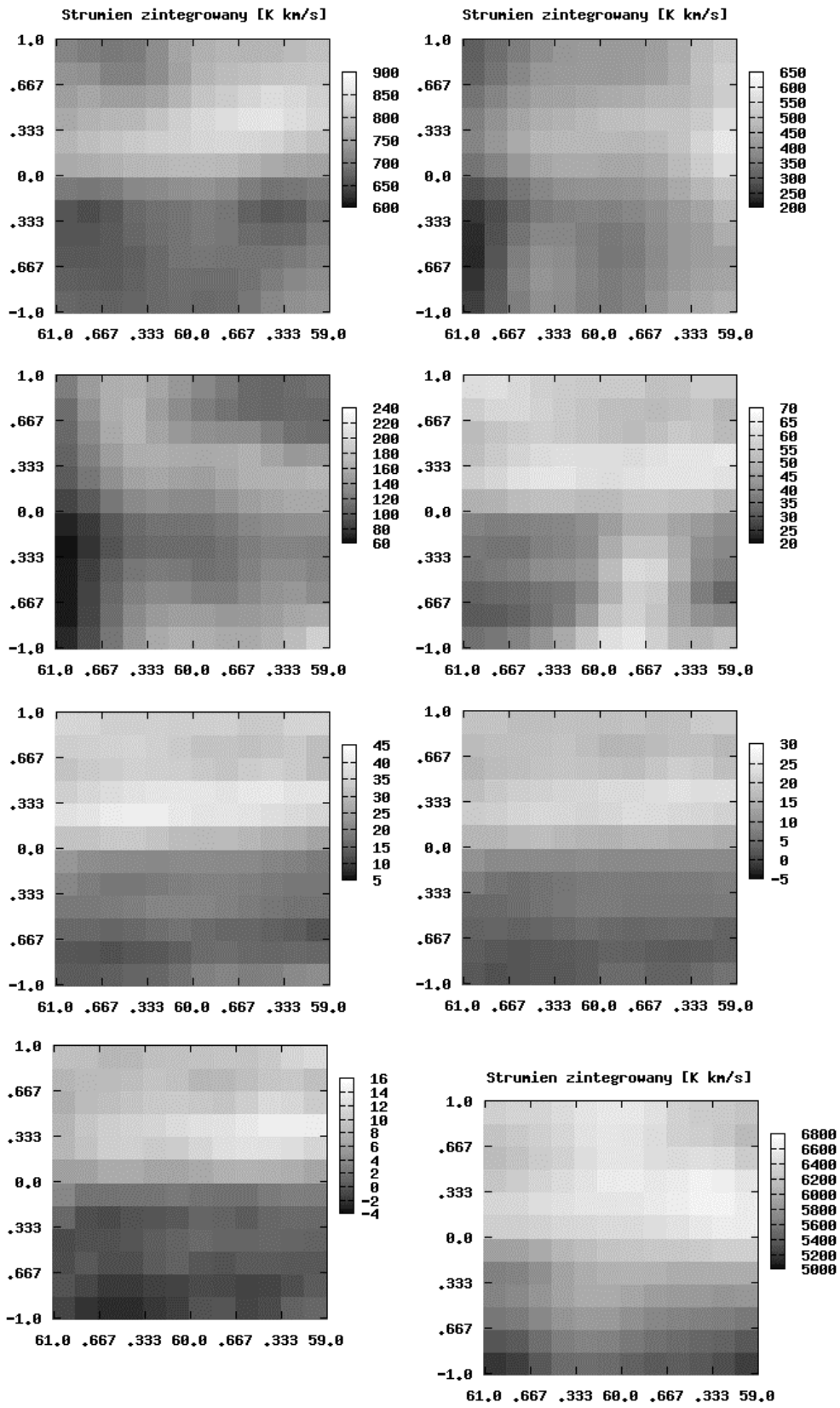


Rys. 4: Mapa gęstości kolumnowej badanego pola.

Rys.5: Mozaika map strumienia zintegrowanego [K km/s], dla różnych przedziałów prędkości radialnych (częstotliwości). Kolejne mapy (od lewej do prawej) zawierają przedziały o szerokości 10 km/s, począwszy od przedziału (-95; -85) na mapie pierwszej, do przedziału (+85; +95) na mapie dziewiętnastej. Należy zwrócić uwagę na zmieniającą się skalę strumienia zintegrowanego. Ostatnia mapa jest sumą wszystkich poprzednich, tzn. zawiera dane z przedziału (-95; +95) km/s.



Rys. 5. ciąg dalszy



3.2. Rozkład przestrzenny wodoru neutralnego w badanym polu.

3.2.1. Rotacja Galaktyki.

Jednym z głównych tematów badań z wykorzystaniem obserwacji HI jest struktura, kinematyka i dynamika Galaktyki. Wodór neutralny jest podstawowym składnikiem materii międzygwiazdowej. Istnieje w dużych ilościach w całej Galaktyce i praktycznie nie ma regionu, gdzie HI nie jest obecny. Ze względu na małą energię wzbudzenia linii 21 cm, HI jest zawsze obserwowany, o ile istnieje. Linia 21 cm jest więc idealnym narzędziem do badania Drogi Mlecznej.

Wyznaczenie rozkładu HI, na podstawie obserwacji spektralnych w linii 21 cm, opiera się na znajomości rotacji Galaktyki. Wiadomo, że galaktyczny wodór neutralny, wraz z innymi składnikami materii międzygwiazdowej, jest częścią dyskowej składowej Galaktyki – podobnie jak gwiazdy w ramionach spiralnych. W związku z tym podlega rotacji, którą w pierwszym przybliżeniu traktujemy jako cylindryczną, tzn. orbity obłoków są kołowe, prędkość zależy tylko od odległości od centrum – R , a ich płaszczyzny są równoległe do centralnej płaszczyzny dysku galaktycznego¹ – płaszczyzny Równika, niezależnie od odległości od niej.

Założenie kołowych orbit wynika z praw Keplera. Nie jest zawsze najlepsze, gdyż z góry odrzuca ruchy własne obiektów (często znaczące), ekspansję (kontrakcję) obiektów, oraz niekeplerowskie zaburzenia, wywołane grawitacyjnym wpływem innych ciał, czy tzw. *ciemnej materii*. Jednakże w przypadku HI jest ono wystarczające i często stosowane. Ruchy własne i inne zaburzenia są traktowane jako poprawki wyższych rzędów, w związku z czym są one przeważnie pomijane. Nie mają wpływu na ogólny, jakościowy rozkład wodoru w dysku.

Również warunek orbit równoległych do Równika nie zawsze jest dobry. Jest to oczywisty wniosek z innego założenia – centralnego potencjału grawitacyjnego Galaktyki. Dotyczy to jednak obserwacji na dużych szerokościach galaktycznych, gdzie zaznacza się wpływ składowej sferycznej, a odległość obserwowanych obiektów od centralnej płaszczyzny dysku jest co najmniej porównywalna z jego grubością². Nie ma zatem wpływu na obserwacje opisywane w tej pracy ($-1^\circ < b < +1^\circ$).

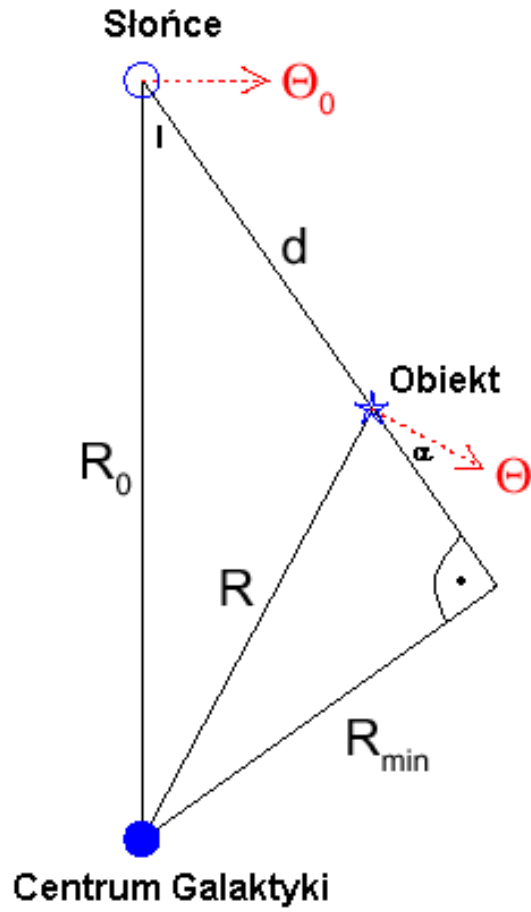
W powszechnie stosowanym modelu rotacji zakłada się także, że prędkość kątowna ruchu orbitalnego ω maleje wraz ze wzrostem odległości od centrum (rotacja różnicowa), oraz że jest niezależna od kątów pozycyjnych:

$$\omega = \omega(R) \equiv \frac{\Theta(R)}{R} \quad (3.7)$$

Kluczowe zależności można wyprowadzić z geometrii problemu (Rys. 6). Na rysunku R oznacza odległość od Centrum Galaktyki (CG), Θ - prędkość liniową względem Centrum Galaktyki, l długość galaktyczną, d odległość obiektu od Słońca. Wielkości z indeksem 0 odnoszą się do pozycji Słońca. $R_{min} = R_0 \sin(l)$, to najmniejsza odległość punktu znajdującego się na linii widzenia od Centrum. Punkt taki nazywamy *punktem tangencjalnym*. Punkty takie tworzą okrąg o średnicy R_0 , usytuowany pomiędzy Słońcem a CG.

¹ Przez centralną płaszczyznę dysku galaktycznego rozumiem płaszczyznę odpowiadającą szerokości galaktycznej $b = 0^\circ$.

² Obserwowana grubość dysku zależy od wybranych obiektów. Generalnie – im starsza populacja obiektów tym dysk jest grubszy, a rotacja mniej cylindryczna.



Rys. 6: Geometria w problemie rotacji Galaktyki.

Prędkość radialna obiektu względem Lokalnego Układu Odniesienia wyraża się wzorem:

$$V_R = \Theta \cos(\alpha) - \Theta_0 \cos(90^\circ - l) = \Theta \cos(\alpha) - \Theta_0 \sin(l) \quad (3.8)$$

Ponieważ nie możemy bezpośrednio zmierzyć kąta α , musimy go wyeliminować z zależności (3.8). Korzystamy z twierdzenia sinusów dla trójkąta Słońce – Obiekt – CG.

$$\frac{\sin(90^\circ + \alpha)}{R_0} = \frac{\sin(l)}{R} \quad (3.9)$$

$$\cos(\alpha) = \frac{R_0 \sin(l)}{R} \quad (3.10)$$

Wstawiając (3.10) do (3.8) dostajemy:

$$V_R = R_0 \frac{\Theta}{R} \sin(l) - \Theta_0 \sin(l) = \left(\frac{\Theta}{R} - \frac{\Theta_0}{R_0} \right) R_0 \sin(l) \quad (3.11)$$

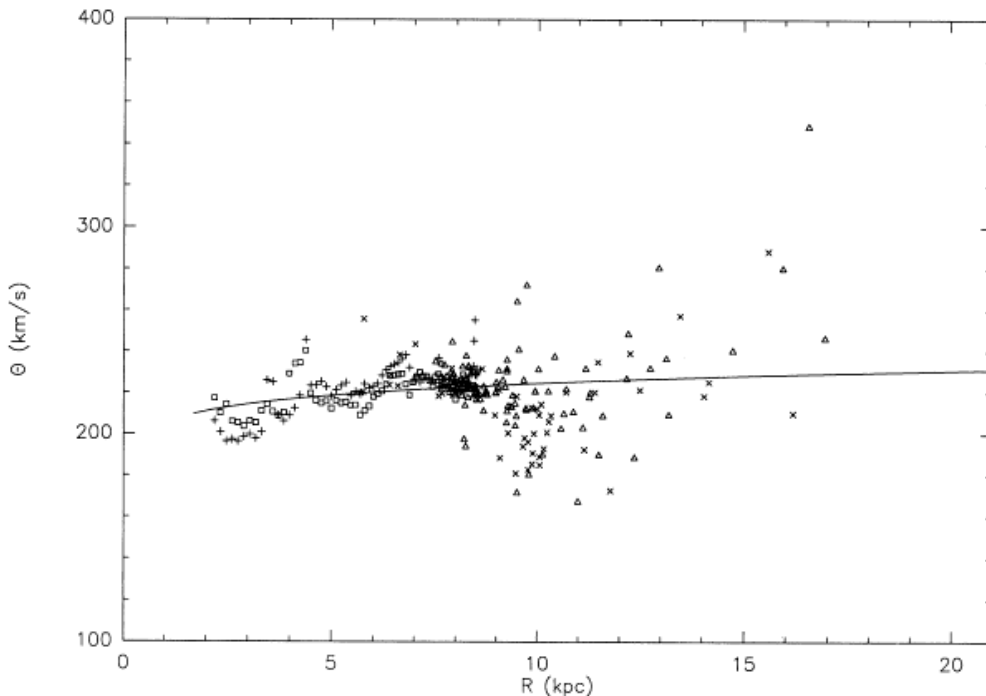
lub:

$$V_R = [\omega(R) - \omega_0] R_0 \sin(l) \quad (3.12)$$

Wzór (3.12), znany jako *pierwszy wzór Oorta*, jest podstawą do dalszego wyznaczania rozkładu wodoru neutralnego³. Istnieje także *drugi wzór Oorta*, będący wyrażeniem na prędkość tangencjalną obiektu, ale w przypadku linii 21 cm nie jest stosowany, gdyż takich danych nie jesteśmy w stanie uzyskać. Nie uwzględniamy także tzw. *stałych Oorta*, gdyż przybliżenie je wykorzystujące jest słuszne tylko w otoczeniu Słońca – tam, gdzie prędkość liniowa rotacji zmienia się liniowo z odległością od CG.

Aby z (3.12) otrzymać odległość obiektu od Centrum Galaktyki, należy znać zależność $\omega(R)$ lub $\Theta(R)$, czyli tzw. *krzywą rotacji*. Galaktykę dzieli się na dwie części: wewnętrzną ($R < R_0$), widoczną tylko w pierwszej i czwartej ćwiartce długości galaktycznych, oraz zewnętrzną ($R > R_0$). Formuła (3.12) jest słuszna dla obu, jednak obserwowane prędkości radialne różnią się znakiem: w pierwszej ćwiartce długości galaktycznych dla części wewnętrznej mamy $V_R > 0$, a w części zewnętrznej $V_R < 0$ (w czwartej odwrotnie).

Inne są także metody wyznaczania krzywej rotacji. Dla części wewnętrznej jest to stosunkowo proste. Wystarczy zauważyć, że z Rys. 6 wynika, iż dla danego kierunku l prędkość radialna w punkcie tangencjalnym jest równa jego prędkości liniowej względem Lokalnego Układu Odniesienia. Jednocześnie jest to największa prędkość radialna jaką obserwujemy w danym kierunku. Z obserwacji HI na długościach od 270° do 90° , można zatem taką krzywą wyznaczyć, mierząc maksymalne obserwowane prędkości radialne obłoków HI. Dla części zewnętrznej zagadnienie nie jest już takie proste. Wówczas przeważnie stosuje się dopasowanie funkcjami analitycznymi.



Rys. 7: Dopasowana przez Branda i Blitz'a krzywa rotacji, wraz z punktami pomiarowymi (Brand & Blitz, 1993).

³ W podanej postaci jest słuszny tylko dla $b = 0^\circ$. Dla innych przypadków należy dodać człon $\cos(b)$.

Dopasowanie funkcją analityczną jest wygodne także do zastosowań numerycznych. Na potrzeby tej pracy wykorzystana została formuła, podana przez Fichę i współpracowników (1989), a później przez Branda i Blitzę (1993):

$$\frac{\omega}{\omega_0} = m \left(\frac{R}{R_0} \right)^{p-1} + q \left(\frac{R_0}{R} \right) \quad (3.13)$$

lub, jako funkcja Θ :

$$\frac{\Theta}{\Theta_0} = m \left(\frac{R}{R_0} \right)^p + q \quad (3.15)$$

Inne, bardziej skomplikowane funkcje nie dały znaczącej poprawy dopasowania (Fich et al. 1989). Najlepsze wyniki uzyskane były przy doborze parametrów: $m = 1.00767$, $p = 0.0394$, $q = 0.00712$ (Brand & Blitz, 1993). Przyjęte zostały także wartości stałych $\Theta_0 = 220 \text{ km s}^{-1}$, $R_0 = 8.5 \text{ kpc}$.

Jak widać z Rysunku 7 dopasowanie odnosi się także do odległości odpowiadających wewnętrznej części Galaktyki. W badanym przeze mnie obszarze najmniejsza odległość wynosiła $R_{\min}(l=59^\circ) = 8.5 \sin(59^\circ) \approx 7.29 \text{ kpc}$. Potwierdza to słuszność wyboru dopasowania Branda i Blitzę.

Po wyznaczeniu R należy jeszcze przejść do wartości odległości od Słońca – d . Proste rozważania geometryczne, w przypadku pierwszej ćwiartki długości galaktycznych, prowadzą do uzyskania formuł:

$$d_1 = R_0 \cos(l) - \sqrt{R^2 - R_{\min}^2} \quad (3.15)$$

$$d_2 = R_0 \cos(l) + \sqrt{R^2 - R_{\min}^2} \quad (3.16)$$

(np.: Schmidt, 1957). Dla punktów leżących bliżej Słońca niż punkt tangencjalny stosowany jest wzór (3.15). Dla punktów leżących dalej, a więc także dla całej zewnętrznej Galaktyki, stosuje się (3.16).

3.2.2. Wyznaczenie grubości optycznej.

Szukany rozkład wodoru neutralnego jest w zasadzie rozkładem gęstości przestrzennej atomów wodoru – n_H [at. cm^{-3}] w funkcji położenia. Z gęstością przestrzenną związana jest bezpośrednio grubość optyczna τ . Wartość τ możemy natomiast wywnioskować bezpośrednio z obserwowanych profili linii wodoru.

Przejdzie od skali temperatury, do grubości optycznej można wykonać na podstawie wzoru (3.4). Podtrzymujemy dalsze założenia, co doprowadza nas do wzoru (3.5), który po przekształceniu zapisujemy w postaci:

$$\tau(V) = \frac{T_b(V)}{T_s} \quad (3.17)$$

Ponieważ nie jesteśmy w stanie wyznaczyć dokładnej wartości temperatury spinowej, stosujemy jej „klasyczną” wartość $T_{\text{class}} = 125 \text{ K}$.

Widać zatem, że profil grubości optycznej w funkcji prędkości radialnej jest po prostu przeskalowaniem profilu temperatury jasnościowej. Otrzymane w ten sposób wartości $\tau(V)$ są z reguły mniejsze od 1, zgodnie z założeniami. Jedynie w okolicy $V_R \approx 0 \text{ km s}^{-1}$, zbliżają się do wartości 1, lub nieznacznie ją przekraczają.

Profil $\tau(V)$ jest zmodyfikowany przez kilka czynników. Pierwszym jest wpływ tzw. listków bocznych anteny, czyli rejestrowanie przez odbiornik sygnału spoza głównej wiązki, a więc z innego miejsca na niebie. Kolejnym są termiczne ruchy własne atomów wewnątrz obłoku, powodujące poszerzenie obserwowanych linii. Podobny efekt daje także ekspansja samego obłoku. Jeszcze inny efekt wiąże się z grubością obłoku – różne części obłoku znajdują się w różnych odległościach od CG. Zatem duża chmura nie zachowuje się jak ciało sztywne, lecz podlega różnicowemu ruchowi wokół GC. Zjawisko to objawia się jako zniekształcenie gaussowskiego profilu linii. Istnieje także kilka innych efektów „kinetycznych”, czyli związanych z polem prędkości Galaktyki i danego obłoku. Sposoby korekcji profili linii opisują m.in. Ollongren i van de Hulst (1957), oraz Burton (1988).

Wszystkie te poprawki nie wprowadzają jednak dużych jakościowych zmian. Położenie minimów i maksimów w profilach jest zachowane (Schmidt, 1957; Rohlfs, 1986). Wprowadzenie tych poprawek jest jednak trudne numerycznie, dlatego też nie zostały one w niniejszej pracy wykonane.

Prezentowane poniżej obliczenia i wyniki odnoszą się tylko do $b = 0^\circ$. Na przestrzeni $\Delta b = \pm 1^\circ$ zmiany w rozkładzie gęstości są niemal niezauważalne.

3.2.3. Rozkład HI w wewnętrznych częściach Galaktyki.

Otrzymany profil grubości optycznej można przeliczyć na gęstość przestrzenną atomów. Obie wielkości związane są ze sobą liniowo, przez prosty czynnik skalujący (Schmidt, 1957):

$$\frac{n_H}{\tau} = 0.0744 \cdot \frac{dV_R}{dR} \quad (3.18)$$

$$\frac{dV_R}{dR} = \frac{R_{\min}}{R} \sqrt{R^2 - R_{\min}^2} \frac{\partial \omega}{\partial R} \quad (3.19)$$

Jednakże w przypadku wewnętrznych części Galaktyki (pierwsza ćwiartka – dodatnie prędkości radialne, czwarta ćwiartka – ujemne) obserwujemy nałożenie się emisji pochodzących od obłoków znajdujących się symetrycznie po dwóch stronach punktu tangencjalnego. Profil gęstości przestrzennej w funkcji prędkości radialnych jest sumą dwóch takich profili – dla obszarów „przed” i „za” punktem tangencjalnym. Na danej częstotliwości patrzymy na dwa różne punkty, znajdujące się w różnych odległościach od Słońca, ale w takiej samej odległości od Centrum Galaktyki. Wykorzystanie formuły (3.12) i krzywej rotacji nie pozwala na jednoznaczne określenie z którym punktem mamy do czynienia.

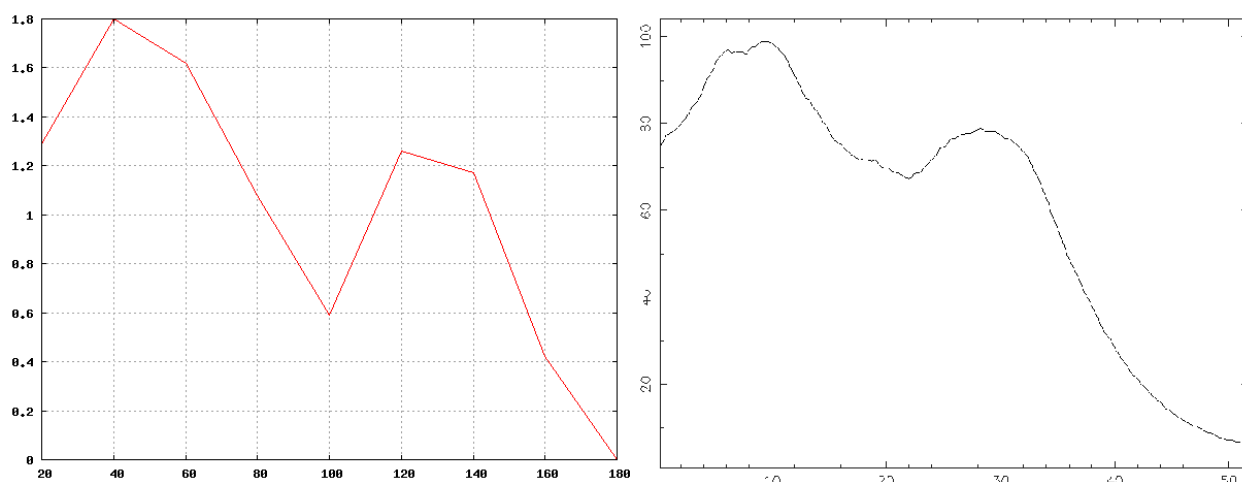
Opis metody pozwalającej na rozróżnienie emisji z obszarów bliższych i dalszych, podał Schmidt (1957). Praca ta była częścią badań prowadzących do stworzenia *mapy Leiden-Sydney*.

Ideą tej metody jest określenie grubości dysku wodorowego na danej długości galaktycznej. Jeśli wodór neutralny rzeczywiście skupiony jest w dysk, lub w strukturę do dysku zbliżoną, to na wyższych szerokościach galaktycznych patrzymy na cieńszą warstwę materii. Obłoki będące dalej będą dawać coraz mniejszy wkład do emisji, w miarę wzrostu b . Dodatkowo ze zmianą b zmieniać się będzie obserwowana prędkość radialna obłoku (czynnik $\cos(b)$, czyt. Przypis 3).

Sposób ten wymaga przeprowadzenia obserwacji na dużych szerokościach galaktycznych. Takie obserwacje nie zostały przeprowadzone na potrzeby tej pracy. Dlatego przy rozróżnianiu emisji z obszarów bliższych i dalszych posłużyłem się wynikami dla Równika Galaktyki, podanymi przez Schmidta (1957), zebranymi w Tabeli 9 jego pracy. Założyłem, że jego wyznaczenia n_H różnią się od moich o stały czynnik, zatem stosunek gęstości n_{H1} / n_{H2} (bliższy / dalszy) jest taki sam w obu przypadkach. Schmidt podaje kolejne wartości n_{Hi} co $\Delta l = 1.5^\circ$ oraz $\Delta f = 20$ kHz. Z powodu większej rozdzielczości w dziedzinie częstotliwości i gęściej prowadzonych przeze mnie obserwacji, do wyznaczenia stosunków gęstości zastosowane zostały metody interpolacyjne, podobne do tych, z których korzystałem przy uzupełnianiu danych (czyt.: 2.2.2.). Mając n_{H1} / n_{H2} z pracy Schmidta, oraz $n_{H1} + n_{H2}$ ze swoich obserwacji, byłem w stanie dokładnie określić gęstości przestrzenne wodoru w obszarach bliższych i dalszych. Do wyznaczenia odległości stosowane były relacje: (3.15) dla bliższych i (3.16) dla dalszych.

Na tym etapie pojawiła się trudność związana z określeniem n_{Hi} dla punktów bliskich punktom tangencjalnym, a więc dla prędkości radialnych bliskich maksymalnej obserwowanej w danym kierunku. Zachodzi tu efekt tzw. *zagęszczenia prędkości*. Zmiana odległości od Słońca o np. 100 pc w okolicy Słońca, daje skok o większą wartość obserwowanej prędkości radialnej, niż w okolicy punktu tangencjalnego. W związku z tym powstawać mogą większe błędy w wyznaczeniach gęstości.

Faktem usprawiedliwiającym wykorzystanie przeze mnie wyników Schmidta, jest podobieństwo profili z moich obserwacji z sumarycznym profilem $n_{H1} + n_{H2}$ z danych Schmidta z Tabeli 9. Podobieństwo to widać na Rysunku 8.



Rys. 8: Porównanie profili sumarycznych z pracy Schmidta (lewy) i moich obserwacji, dla punktu $l=61^\circ$, $b=0^\circ$. Na lewym panelu na osi poziomej jest skala częstotliwości w kHz, na prawym – prędkości radialnych w km/s.

3.2.4. Rozkład HI w zewnętrznych częściach Galaktyki.

Obszary zewnętrzne obserwowane są na ujemnych prędkościach radialnych. Istnieje jednoznaczność pomiędzy prędkością radialną a odległością od Słońca. Nie ma nałożenia emisji z dwóch różnych źródeł. Wyznaczenie rozkładu dla tych obszarów ograniczało się zatem jedynie do przejścia z τ do n_H i zastosowania relacji (3.16).

Warto przypomnieć, że w przypadku zewnętrznych obszarów Galaktyki dużo trudniej jest wyznaczyć krzywą rotacji, potrzebną do określenia odległości od CG.

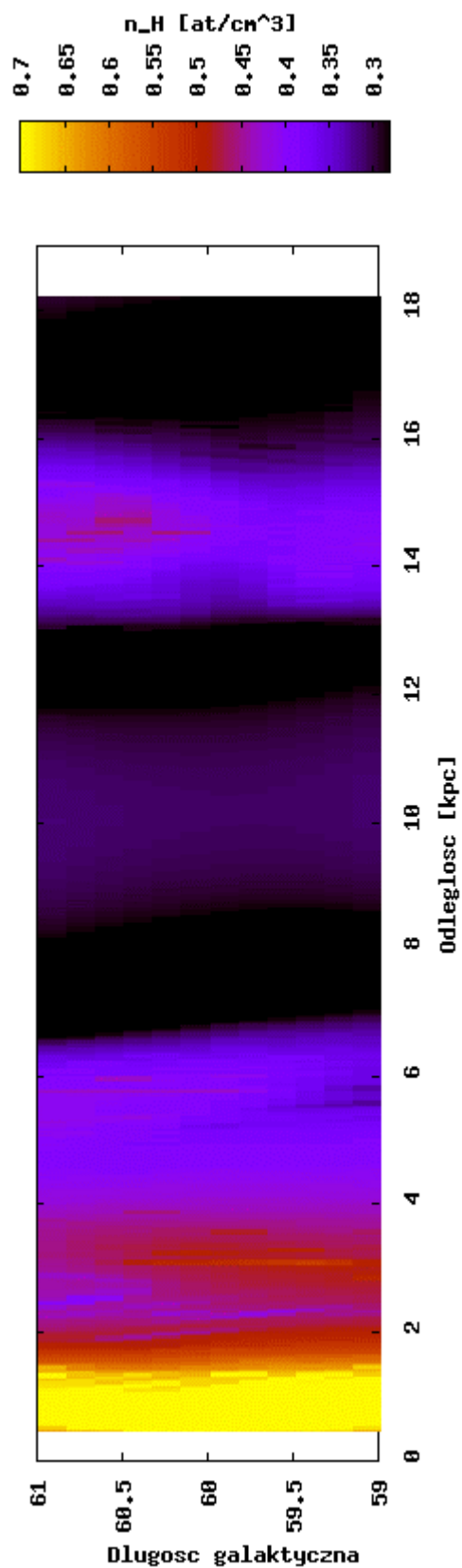
3.2.5. Podsumowanie.

Otrzymany rozkład HI w badanym polu prezentowany jest na Rys. 9. Do odległości ok. 6 – 7 kpc patrzymy na skomplikowane struktury naszego ramienia spiralnego – Ramienia Strzelca. Największą gęstość atomów wodoru obserwujemy w pobliżu Słońca. Tu wyznaczone wartości n_H przekraczały 1 at./cm³. Dalsze minia i maksima gęstości związane są z faktem, że patrzymy w pobliżu wewnętrznej krawędzi naszego ramienia.

Bardzo mało wodoru znajduje się między 7 a 13 kpc. Jest to obszar pomiędzy ramionami spiralnymi. Obecność takiego obszaru jest oczywistym potwierdzeniem niejednorodności rozkładu HI w dysku i spiralnej struktury naszej galaktyki.

Na odległości 14 kpc widoczne jest wyraźnie kolejne ramię. Jest zdecydowanie słabsze niż to, w którym znajduje się Słońce – gęstość atomów nie wykracza poza 0.5 at./cm³.

Rozkład ten jest dobry jakościowo, ale niekoniecznie ilościowo. Wynika to z nieuwzględnienia poprawek do profilu linii, wspomnianych w 3.2.2. Niemniej rozmieszczenie minimów i maksimów gęstości jest przynajmniej poprawne. Rozkład ten można by poprawić przeprowadzając dodatkowe obserwacje na wyższych szerokościach galaktycznych, w celu rozróżnienia bliższych i dalszych punktów w wewnętrznych obszarach Drogi Mlecznej. Poza tym dokładniejsze wyniki byłyby uzyskane w oparciu o nowszy przegląd *Leiden-Dwingeloo* (Hartman & Burton, 1997), który jest czulszy i ma większą rozdzielczość we współrzędnych i prędkościach radialnych.



Rys. 9: Rozkład gęstości przestrzennej wodoru neutralnego w funkcji odległości od Słońca dla $b = 0^\circ$ i zakresu długości galaktycznych $59^\circ < l < 61^\circ$.

4. Inne przeglądy.

4.1. Mapy gęstości kolumnowej i strumienia zintegrowanego.

Mapy gęstości kolumnowej (Rys. 4) i strumienia zintegrowanego (Rys. 5) porównane zostały z przeglądami kontinuum radiowego na długościach fali 21 i 11 cm, a także z przeglądem polaryzacyjnym na 11 cm. Przeglądy te zostały wykonane radioteleskopem w Effelsbergu (100 m) oraz radioteleskopem Stockert (25 m). Krótką charakterystykę tych badań zawiera Tabela 1.

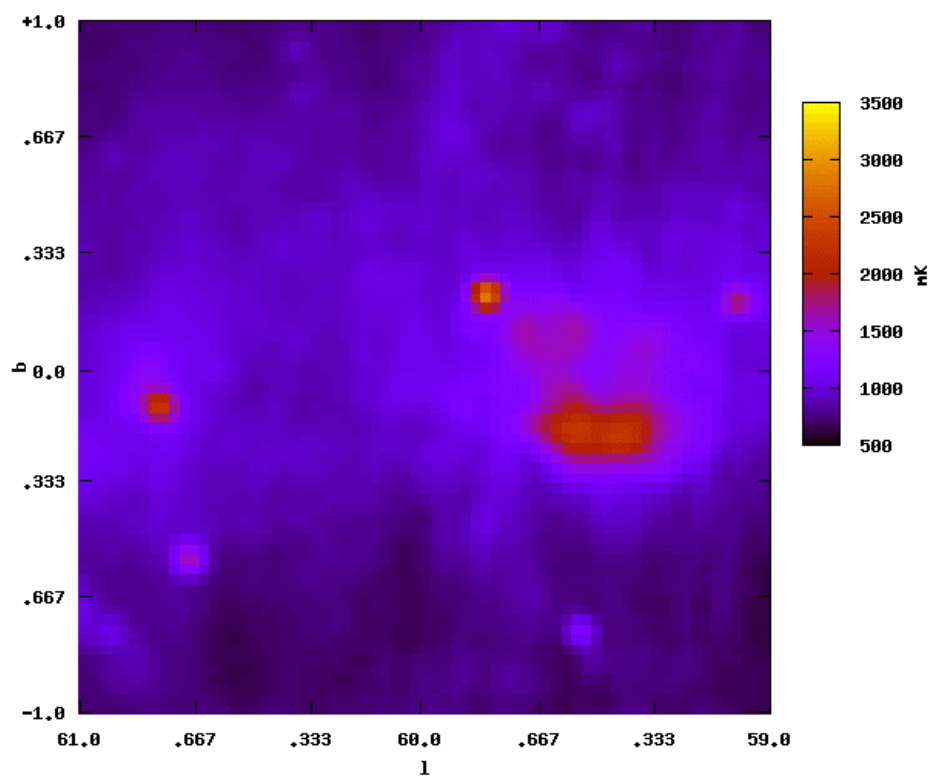
Tab. 1: Podstawowe dane przeglądów wykorzystanych do porównania wyników.

Przegląd	HPBW (ew. wiązka)	Częst. centralna	Szerokość pasma	RMS	Obszar	Uwagi	Referencje
100m, 11cm	4.3 '	2695 MHz	50, 80 MHz	20 mK (T_b)	$358 < l < 240$, $-5 < b < +5$		Reich, W. et al. 1984 Fuerst et al. 1990
100m, 11cm POL	4.3 '	2695 MHz	50, 80 MHz	8 mK (T_b)	$4.9 < l < 74$, $-5 < b < +5$	parametry Q, U; całk. natężenie	Duncan et al. 1999
100m, 21cm	9.4 '	1408 MHz	20 MHz	40 mK (T_b)	$357 < l < 240$, $-4 < b < +4$	zminimalizowany wpływ HI	Reich, W. et al. 1990
25m, 11cm	21 '	2720 MHz	???	???	$-10 < l < 80$, $-15 < b < 45$	niekompletny; brak danych	Reif, K. et al. 1984
25m, 21cm	1.27e-4 sr	1400 MHz	20 MHz	50 mK (T_b)	$0 > \alpha > 24H$, $\delta > -19D$	wycięta linia HI	Reich, W. 1981

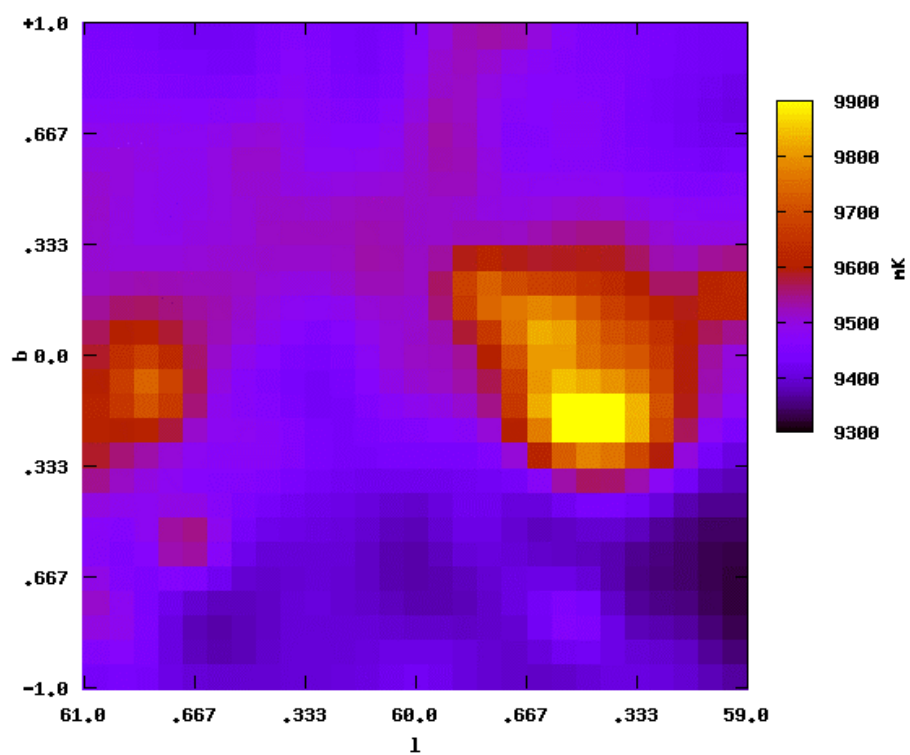
Przeglądy kontinuum radiowego prowadzone są z bardzo szerokim pasmem odbiorczym. W przeglądach takich rejestruje się wiele zwartych źródeł, co widać na załączonych mapach (Rys. 10 i 11). Obecność takich źródeł poddaje naturalnie w wątpliwość założenia przedstawione w Rozdziale 3, odnoszące się do związku między T_s a T_b – zależności (3.5) i (3.17). Jednak uwzględnienie tej poprawki jedynie obniżyłoby nieznacznie profil linii i nie wprowadziło znaczących zmian. Maksimum gęstości kolumnowej HI w obszarze wypada w okolicach $l = 59.5^\circ$, $b = 0.2^\circ$, natomiast najjaśniejsze na 21 cm źródło znajduje się poniżej równika. W przypadku innego silnego źródła ($l \approx 60.7^\circ$, $b \approx -0.1^\circ$) nie można wskazać odpowiadającego mu maksimum gęstości kolumnowej. Świadczy to o tym, że uzyskane wyniki nie są zafałszowane przez wpływ zwartych źródeł.

Jednakże we wszystkich mapach widać generalną tendencję (także na mapie gęstości kolumnowej badanego przeze mnie pola). Emisja nie jest symetryczna względem Równika Galaktyki. Sygnał z ujemnych szerokości galaktycznych jest generalnie słabszy, niż z odpowiednich szerokości dodatnich. Maksimum gęstości kolumnowej również wydaje się nie „trafiać” w Równik, ale nie można tego porównać z pozostałymi mapami, ze względu na obecność zwartych źródeł.

Dodatkowym źródłem porównania są mapy wykonane w podczerwieni na pasmach 12, 25, 60 i 100 μm , przez satelitę *IRAS* (Beichman et al. 1985). Wyraźnie widoczne są na nich źródła zwarte. Na 100 i 60 μm widać jeszcze, że tło nie promieniuje symetrycznie względem równika. Na krótszych falach czułość (i skala kolorów) nie pozwala już tego stwierdzić (Rys. 12).

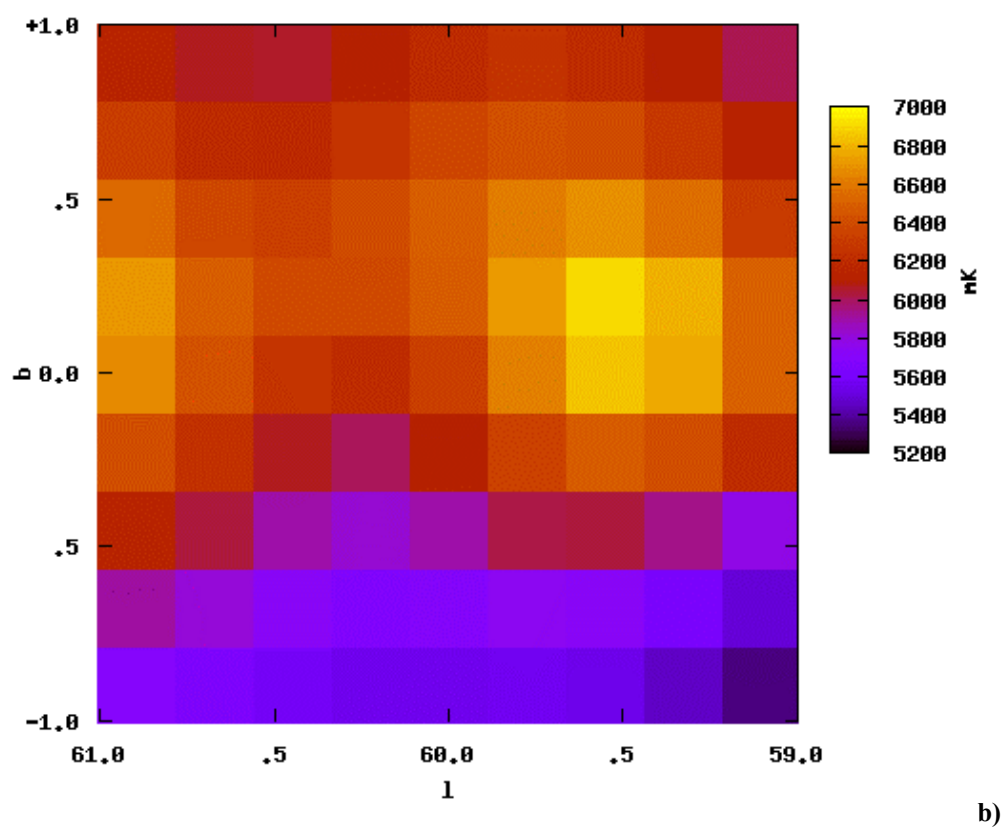
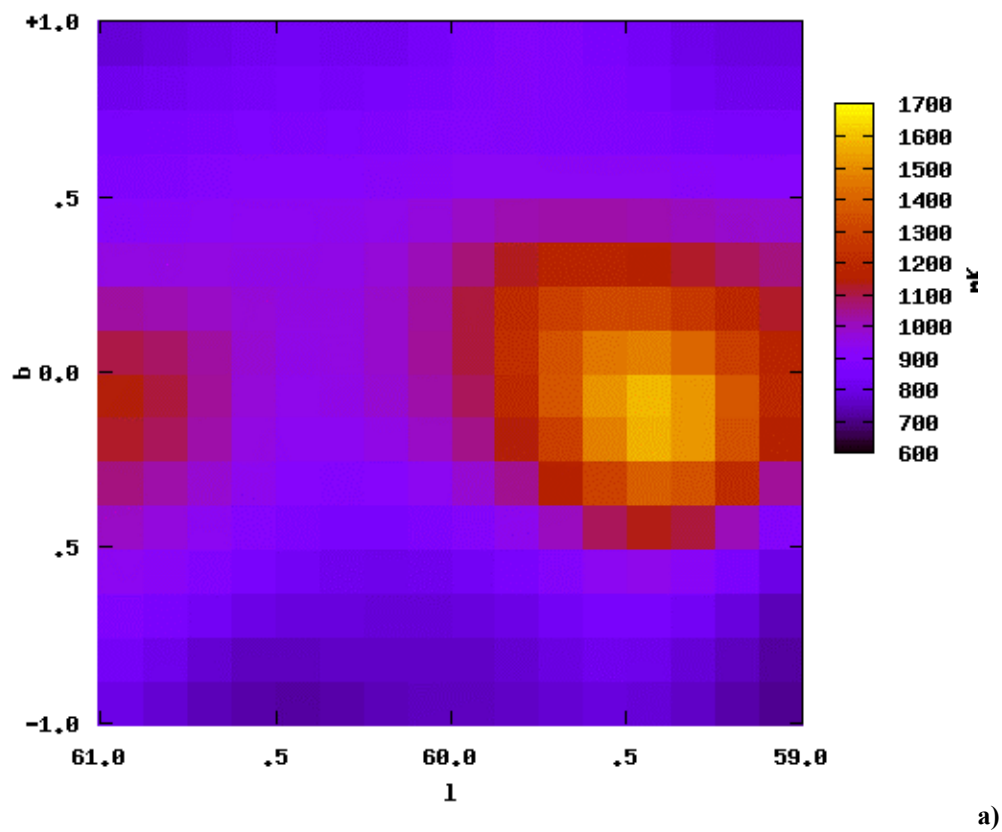


a)

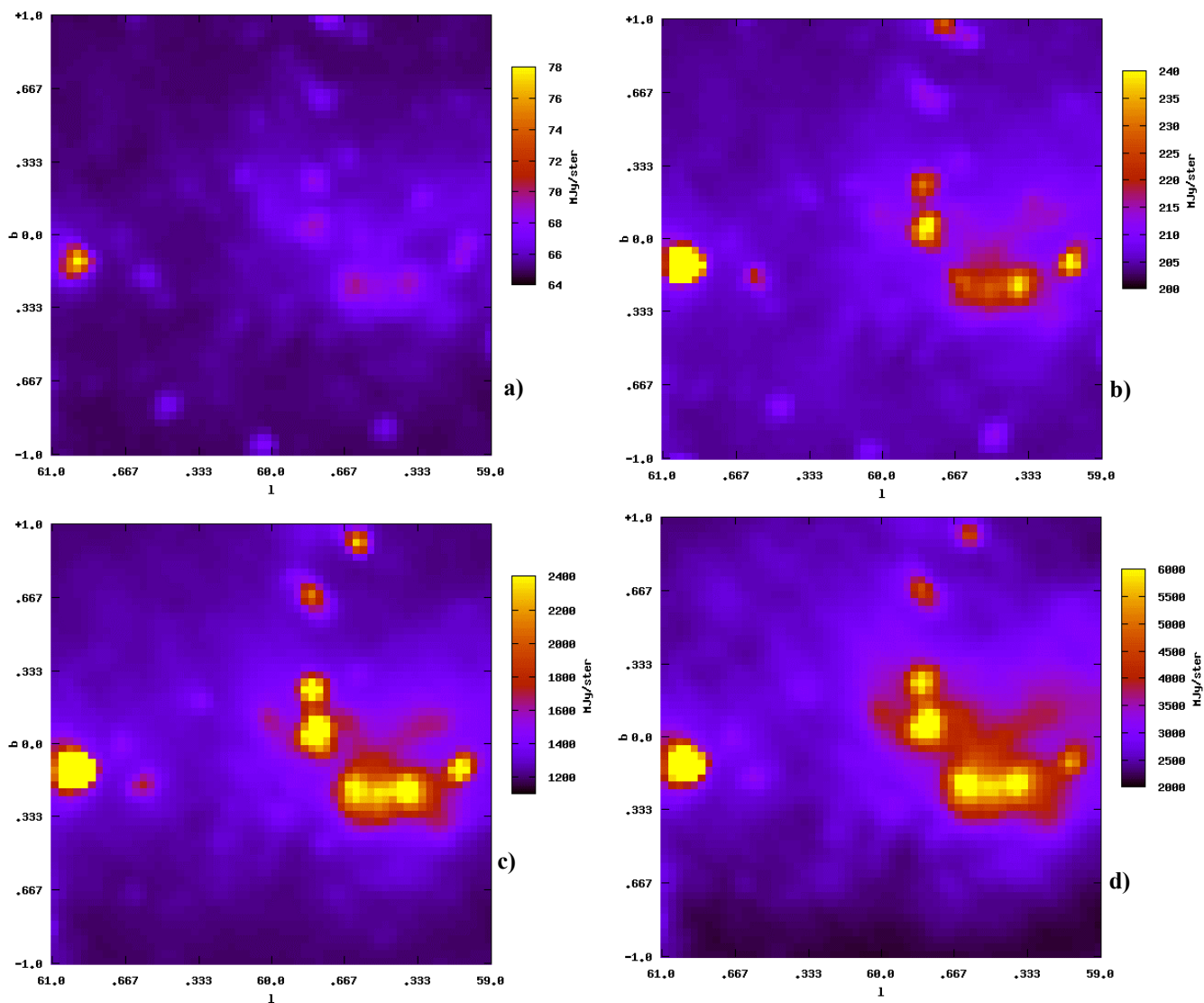


b)

Rys. 10: Mapy badanego obszaru na podstawie danych z przegladów wykonanych 100m antena w Effelsbergu na dlugosciach fali 11cm (a) i 21cm (b).



Rys. 11: Mapy badanego obszaru na podstawie danych z przegladów wykonanych 25m antena Stockert na dlugosciach fali 11cm (a) i 21cm (b).



Rys. 12: Mapy badanego obszaru na podstawie danych z satelity *IRAS* w pasmach 12 μm (a), 25 μm (b), 60 μm (c) i 100 μm (d). Jednostką w skali kolorów jest MJy/ster. Skala zmienna.

Interesująco wygląda porównanie mapy polaryzacyjnej na 11 cm (Rys. 13), z mapami strumienia zintegrowanego (Rys. 5). Nie widać co prawda zależności między intensywnością emisji HI w którymś z przedziałów prędkości radialnych, a parametrami Stokesa Q i U (a, b), ale można się jej dopatrzeć w odniesieniu do całkowitego natężenia spolaryzowanego promieniowania (c). Wykres ten nie jest jednolity. Wyróżnić można trzy większe obszary o zwiększonym natężeniu: $(l, b) \approx (60.5^\circ, -0.7^\circ)$, $(60.3^\circ, 0.7^\circ)$, $(59.3^\circ, 0.7^\circ)$.

Pierwszy (największy) dobrze odpowiada spadkowi emisji promieniowania 21 cm, widocznemu w większości przedziałów prędkości radialnej, a także na mapie gęstości kolumnowej i na mapach z innych przeglądów.

Położenie drugiego zgadza się bardzo dobrze z położeniem minimum emisji w przedziale V_R z centrum na $+20$ km/s (Rys. 5, panel 12). Warto również zauważyć, że w sąsiednich przedziałach emisja jest silniejsza, tzn. na $V_R \approx +20$ km/s występuje tu minimum w profilu linii HI. Podobnego osłabienia można się również dopatrzeć na mapie gęstości kolumnowej (czy też całkowitego strumienia zintegrowanego). Również trzeci obszar o zwiększonym natężeniu promieniowania spolaryzowanego ma swój odpowiednik na mapie gęstości kolumnowej.

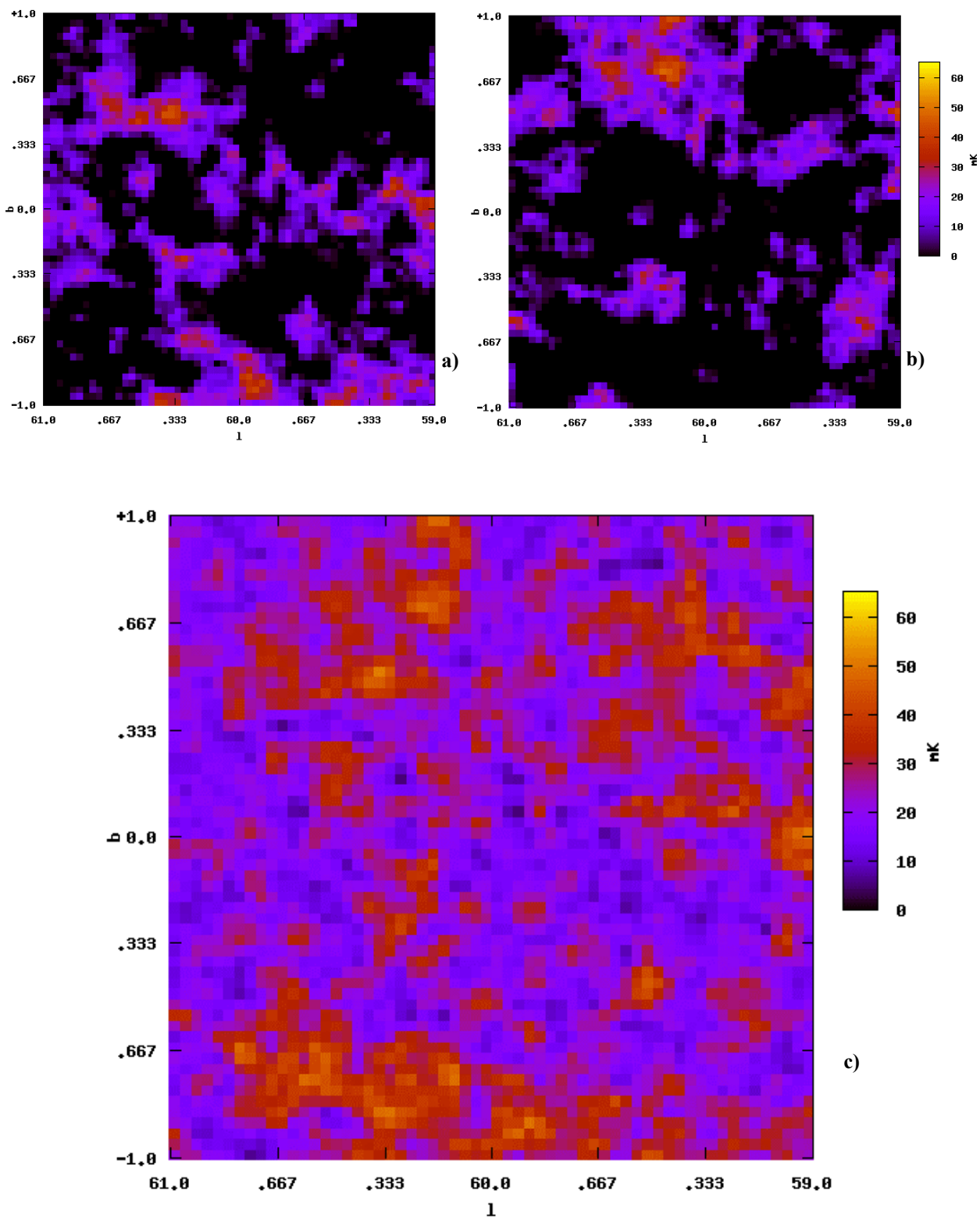
Struktury przypominające Rys. 13c można zauważyć także na mapie emisji z przedziału prędkości radialnych $(-35, -25)$ km/s (Rys. 5, panel 7). Przedział ten odpowiada odległości ~ 10 kpc od Słońca. Jest to samo centrum obszaru niskiej gęstości wodoru neutralnego (por. Rys. 9) pomiędzy ramionami spiralnymi. Natomiast przedział $(+15, +25)$ km/s odpowiada odległości od Słońca ~ 2 kpc w przypadku bliższym, lub ~ 7.5 w przypadku dalszym. Na Rys. 9 widać minimum gęstości atomów wodoru w okolicach 2 kpc i ich prawie całkowity brak na 7.5 kpc, czyli tam, gdzie nie sięga już Ramię Strzelca.

Taka antykorelacja między natężeniem promieniowania wodoru i promieniowania spolaryzowanego zauważona była już wcześniej (np. Reynolds et al. 1995, Duncan et al. 1999). Zaproponowanych zostało kilka mechanizmów wyjaśniających ten fakt. Opierają się one o efekt rotacji Faraday'a, który w praktyce powoduje depolaryzację promieniowania. Jeśli promieniowanie spolaryzowane powstaje w tym samym miejscu co linia 21 cm, to musi być zredukowana w gęstych obłokach HI przez wewnętrzne efekty depolaryzacyjne. Podobnie jeśli promieniowanie spolaryzowane powstaje za gęstymi obłokami HI, to poddawane jest zewnętrznym efektom Faraday'a przy przejściu przez nie (Sokoloff et al. 1998).

Wśród możliwych mechanizmów pojawia się np. powiązanie obłoków HI z obszarami HII. Wówczas duża gęstość wodoru atomowego prowadziłaby do dużej gęstości swobodnych elektronów, które mogłyby oddziaływać z promieniowaniem w polu magnetycznym Galaktyki. Innym mechanizmem mogłoby być „splątanie” pola magnetycznego wewnątrz gęstszych obłoków HI, spowodowane turbulentnym ruchem gazu. Źródła antykorelacji i dokładniejszy opis mechanizmów podają m.in. Duncan i współpracownicy (1999) oraz Sokoloff i współpracownicy (1998).

Pamiętać jednak należy, że depolaryzacja powstaje w różnym stopniu i na różnych odległościach (odpowiadającym różnym przedziałom prędkości radialnych HI), a to co obserwujemy to efekt sumaryczny. Jest to źródłem trudności przy badaniu efektu Faraday'a i pól magnetycznych Galaktyki. Jednocześnie pokazuje rolę obserwacji wodoru neutralnego w tych badaniach.

Dane wykorzystane na potrzeby tego rozdziału dostępne są *on-line* na stronie *Max-Planck-Institut für Radioastronomie*: <http://www.mpifr-bonn.mpg.de/survey.html>.

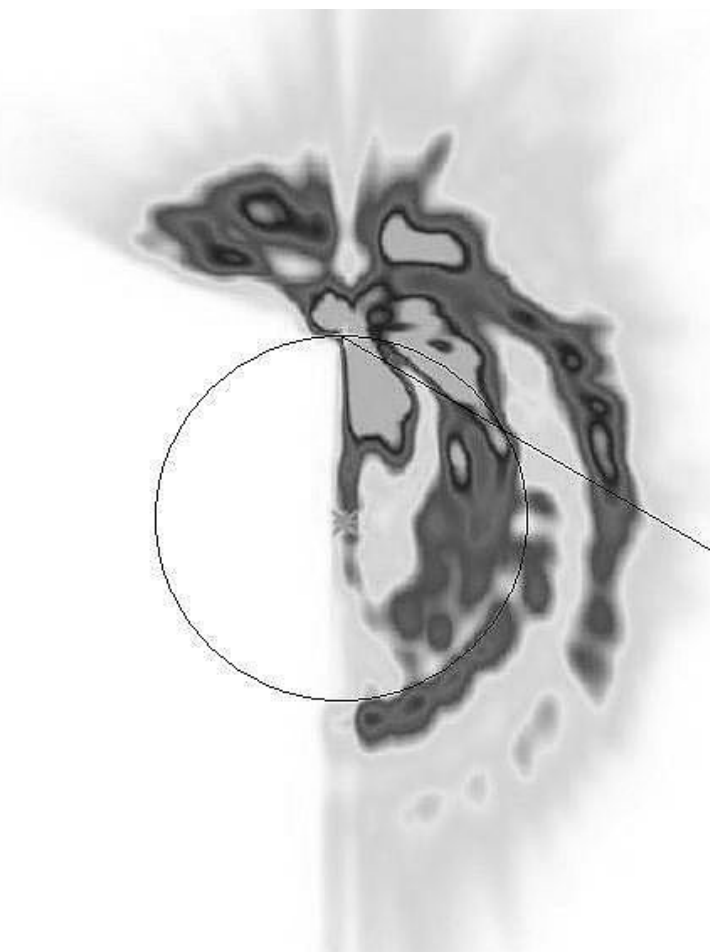


Rys. 13: Mapy badanego obszaru na podstawie danych z przeglądu polaryzacyjnego wykonanego 100m anteną w Effelsbergu na długościach fali 11cm. Kolejne panele przedstawiają wartości: (a) parametr Stokesa Q, (b) parametr Stokesa U, (c) całkowite natężenie promieniowania spolaryzowanego.

4.2. Rozkład przestrzenny.

Dwie najbardziej znane mapy rozkładu przestrzennego neutralnego wodoru, to tzw. *mapa Leiden-Sydney* (Oort 1959), widoczna na Rysunku 1, oraz późniejsza *mapa Leiden-Dwingeloo* (Hartman & Burton 1997, Giuliani et al. 2004) – Rys. 14. Na mapie Oorta podane są współrzędne według starego układu współrzędnych galaktycznych. Współczesna długość galaktyczna $l = 60^\circ$ odpowiada ówczesnej 27.5° . Na drugiej mapie zaznaczony jest okrąg o promieniu 8.5 kpc (R_0) i środku w Centrum Galaktyki, oraz kierunek $l = 60^\circ$.

Już na pierwszy rzut oka rozkłady te różnią się od siebie i od rozkładu przedstawionego na Rys. 9. Rozkład na mapie *L-S* wydaje się być bardziej jednolity w wewnętrznych częściach Galaktyki, zaś na *L-D* więcej wodoru skupione jest bliżej Słońca. Znacznie bardziej wyróżnia się zewnętrzne ramię spiralne, widoczne także u Oorta. Rozkład na Rys. 9 bardziej przypomina mapę późniejszą (skupienie atomów bliżej Słońca, wyraźnie rozdzielone zewnętrzne ramię), jednak struktury bliższe Słońca odpowiadają bardziej mapie wcześniejszej, oczywiście ze względu na sposób wyznaczenia gęstości atomów w punktach bliższych i dalszych. Różnice wynikają zapewne z nie-uwzględnienia efektów wspomnianych w punkcie 3.2.2., efektu *zagęszczania prędkości* (czyt.: 3.2.3.), czy faktu, że patrzymy po krawędzi ramienia spiralnego. Pewną rolę mogły także odegrać błędy metody interpolacyjnej (czyt.: 3.2.3., 2.2.2.).



Rys. 14: Rozkład HI w Galaktyce na podstawie przeglądu *Leiden-Dwingeloo* (Giuliani et al. 2004).

5. Podsumowanie

W niniejszej pracy przedstawiłem wyniki obserwacji wodoru neutralnego, wykonanych w styczniu oraz na przełomie czerwca i lipca 2004 roku toruńskim 32-m radioteleskopem *RT-4*. Obserwowane było pole o rozmiarach $2^\circ \times 2^\circ$. Centrum pola znajdowało się w punkcie o współrzędnych galaktycznych $l = 60^\circ$, $b = 0^\circ$. Obszar pokryty został regularną siatką 169 (13×13) punktów obserwacyjnych, oddległych od siebie o $1/6$ stopnia. Otrzymane widma HI posłużyły do stworzenia mapy gęstości kolumnowej (Rys. 4) oraz rozkładu przestrzennego (Rys. 9) wodoru w badanym polu. Wyniki te zostały porównane z przeglądami na innych długościach fali (Rys. 10-12), przeglądem polaryzacyjnym (Rys. 13) oraz ze znanymi rozkładami wodoru neutralnego (Rys. 1 i 14).

Porównania pokazały, że wyniki niniejszej pracy są co najmniej zadowalające. Dotyczy to zwłaszcza powiązania obfitości HI z obserwowanym natężeniem promieniowania spolaryzowanego, a konkretnie z możliwymi antykorelacjami między ilością wodoru a promieniowaniem spolaryzowanym. Dowodzi to przydatności tego typu obserwacji do badania efektu Faraday'a i pól magnetycznych Galaktyki.

Jednocześnie praca ta pokazuje na jakie trudności może natknąć się w przyszłości obserwator wykonujący podobne badania na antenie *RT-4*. Niektóre z tych problemów udało się rozwiązać, innych nie. Przedstawiona została także metoda kalibracji, nie wymagająca bezpośredniej znajomości temperatury systemowej i skutecznie uwzględniająca wpływ atmosfery na obserwacje spektralne. Dodatkowym wynikiem pracy jest także bezwzględna, niezależna od anteny kalibracja pola MD1.

Jak już pisałem w poprzednich rozdziałach, tego typu obserwacje mogą być w przyszłości usprawnione, a ich wyniki poprawione. Moje sugestie, to:

- Zmniejszenie szerokości odbieranego pasma z 4 do 2 MHz, oraz zwiększenie liczby obserwacji tła, przez wykonywanie ich na punktach badanego pola. Miałoby to na celu usunięcie lub znaczne zredukowanie bardzo niepożądanego efektu „falowania tła”. Efektywnie szersze pasmo odbiorcze można uzyskać przez przesunięcie częstotliwości centralnych na pozostałych konwerterach.
- Przeprowadzanie obserwacji na jednym ustawieniu polaryzacyjnym dla wszystkich konwerterów. Ustawienie a (polaryzacja kołowa lewoskrętna) wydaje się mniej czułe na zewnętrzne zakłócenia.
- Skrócenie czasu integracji ze 180 do 150 s. Nie obniży to znacznie czułości przeglądu, a pozwoli na wykonanie dodatkowych obserwacji referencyjnych, bez wydłużania całkowitego czasu na teleskopie.
- Wykonanie bezwzględnych kalibracji większej liczby pól, tak aby mogły pokryć duży zakres kątów elewacji. Pozwoli to także na wyznaczenie b_e dla różnych tur obserwacyjnych i (być może) dla różnych azymutów.
- Prowadzenie obserwacji w jednej turze. Ułatwia to kalibrację danych.
- Przetestowanie bardziej wyrafinowanych metod interpolacji, w celu lepszego uzupełnienia ewentualnych braków w danych.
- Uwzględnienie czynników modyfikujących profil grubości optycznej $\tau(V)$, takich jak wpływ listków bocznych, ekspansja (kontrakcja) obłoku, ruchy termiczne atomów itp. Poprawi to ilościowo rozkład przestrzenny.
- Korekcja na emisję od źródeł zwartych, w przypadku gdy silne źródło zniekształci znacznie rozkład gęstości kolumnowej.

- Wykonanie pojedynczych obserwacji na większych szerokościach galaktycznych, aby ułatwić rozróżnienie emisji od punktów bliższych i dalszych (w wewnętrznej części Galaktyki). Jeśli to nie będzie możliwe, to sugeruję oparcie się o nowsze wyniki z przeglądu *Leiden-Dwingeloo*.

Zastosowanie tych sugestii powinno usprawnić późniejsze badania i poprawić ich efekty. Jest to ważne w kontekście przyszłego dużego przeglądu polaryzacyjnego, wykonywanego w kooperacji z obserwatorium w Effelsbergu.

Podziękowania

Chciałbym podziękować prof. Andrzejowi Kusowi za opiekę nad pracą, rady i pomoc w jej wykonaniu. Swoją pomoc okazali także: mgr Grażyna Gawrońska, mgr Marcin Gawroński, mgr Grzegorz Hrynek, mgr Anna Nieżurawska, mgr Eugeniusz Pazdreski oraz dr hab. Marian Szymczak i Dominik Wóltański. Dziękuję także Emilii Kołakowskiej i swojej rodzinie za wsparcie.

Bibliografia

1. Beichmann, C.A.; Neugebauer, G.; Habing, H.J.; Clegg, P.E.; Chester, T.J., *IRAS Explanatory Supplement* (1985)
2. Brand, J.; Blitz, L., *A&A*, **175**, 67 (1993)
3. Burton, W.B., „*The Structure of Our Galaxy Derived from Observations of Neutral Hydrogen*”, w: Verschuur, G.L.; Kellerman, K.I., „*Galactic and Extragalactic Radio Astronomy*” wyd. 2, A&A Library (1988)
4. Duncan, A.R.; Reich, P.; Reich, W.; Fuerst, E., *A&A*, **350**, 447 (1999)
5. Fich, M.; Blitz, L.; Stark, A.A., *ApJ*, **342**, 272 (1989)
6. Fuerst, E.; Reich, W.; Reich, P.; Reif, K., *A&AS*, **85**, 691 (1990)
7. Giuliani, A.; Chen, A.; Mereghetti, S.; Pellizzoni, A.; Tavani, M.; Vercellone, S., *MSAIS*, **5**, 135 (2004)
8. Hartmann, D.; Burton, W.B., „*Atlas of Galactic Neutral Hydrogen*”, Cambridge University Press (1997)
9. Kalberla, P.M.W.; Mebold, U.; Reif, K., *A&A*, **106**, 190 (1982)
10. Ollongren, A.; van de Hulst, H.C., *BAN*, **13**, 196 (1957)
11. Oort, J.H.; Kerr, F. J.; Westerhout, G., *MNRAS*, **118**, 379 (1958)
12. Oort, J.H., *IAUS*, **9**, 490 (1959)
13. Reich, W.; *A&AS*, **48**, 219 (1981)
14. Reich, W.; Fuerst, E.; Steffen, P.; Reif, K.; Haslam, C.G.T., *A&AS*, **58**, 197 (1984)
15. Reich, W.; Reich, P.; Fuerst, E.; *A&AS*, **83**, 539 (1990)
16. Reif, K.; Steffen, P.; Reich, W., *Kleinheubacher Berichte*, **27**, 295 (1984)
17. Reynolds, R.J.; Tufte, S.L.; Kung, D.T.; McCullough, P.R.; Heiles C., *ApJ*, **448**, 715 (1995)
18. Rohlfs, K., „*Tools of Radio Astronomy*”, A&A Library (1986)
19. Schmidt, M., *BAN*, **13**, 247 (1957)
20. Sokoloff, D.D.; Bykov, A.A.; Shukurov A.; Berkhuijsen, E. M.; Beck, R.; Poezd, A. D., *MNRAS*, **299**, 189 (1998)
21. Westerhout, G., *BAN*, **13**, 201 (1957)
22. Internet:
 - <http://www.mpifr-bonn.mpg.de/survey.html>
 - <http://adsabs.harvard.edu/>