

Galaktische Magnetfeldstrukturen
im Vergleich mit
neutralem Wasserstoff

Diplomarbeit

im Fach Physik

von

Hans-Rainer Klöckner

angefertigt am

Radioastronomischen Institut der Universität Bonn

vorgelegt der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät

der

Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität

Bonn

April 1998

Referent: Prof. Dr. U. Klein

Koreferent: Prof. Dr. U. Mebold

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Methoden zur Magnetfeldbestimmung	3
2.1	Der Zeemaneffekt	4
2.2	Faradayrotation	4
2.3	Polarisation des Sternlichts	6
2.4	Synchrotronstrahlung	10
3	Magnetfeldstrukturen	13
3.1	Bestimmung der Magnetfeldstruktur	14
3.2	Das Magnetfeld der Milchstraße	18
3.3	Magnetfeld und der neutrale Wasserstoff	19
4	Daten	21
4.1	Der Leiden Dwingeloo <i>Survey</i>	21
4.1.1	Der Meßprozeß	22
4.1.2	Der Weg zum korrigiertem <i>Survey</i>	26
4.1.3	Die Streustrahlungskorrektur	28
4.1.4	<i>Survey</i> – Parameter	33
4.2	Sternlicht Kataloge	33
4.2.1	Meßmethoden	34
4.3	Rotationsmaße	35
4.3.1	Bestimmung von Rotationsmaßen	36
4.3.2	Kataloge im Vergleich	37
5	Sternpolarisation und der neutrale Wasserstoff	41
5.1	Darstellung der Polarisationsvektoren	41
5.2	Vergleich mit HI Strukturen	45
6	Vergleich der RM mit neutralem Wasserstoff	55
7	Zusammenfassung und Ausblick	59

A Sternpolarisation & HI	63
B Rotationsmaße & HI	81

Abbildungsverzeichnis

2.1	Polarisation von Sternlicht durch Staub	7
2.2	Synchrotronstrahlung eines Elektrons im Magnetfeld	11
3.1	Axialsymmetrische Magnetfeldkonfiguration	15
3.2	Axialsymmetrisches Magnetfeld (Verhalten des Rotationsmaßes)	16
3.3	Bisymmetrische Magnetfeldkonfiguration	16
3.4	Bisymmetrisches Magnetfeld (Verhalten des Rotationsmaßes)	17
3.5	Galaktisches Magnetfeld	18
4.1	<i>Front-</i> und <i>Backend</i> Bereichs des 25-Meter Teleskopes	23
4.2	Messung eines $5^\circ \times 5^\circ$ Feldes	25
4.3	<i>Near Sidelobe</i> Antennendiagramm	29
4.4	<i>Far Sidelobe</i> Antennendiagramm	30
4.5	Spektren zur Streustrahlungskorrektur	31
4.6	Streustrahlungskorrekturen	32
4.7	Rotationsmaßbestimmung	37
5.1	Darstellung der Polarisation durch gleichlange Vektoren	42
5.2	Darstellung des Sternkatalogs mit relativen Vektorlängen	43
5.3	Darstellung des Sternkatalogs mit Magnetfeldlinienverlauf	44
5.4	Polarisation ($d \leq 1$ kpc) und HI ($1 \leq v_{LSR} \leq 2$ km s ⁻¹)	46
5.5	Polarisation ($d \leq 1$ kpc) und HI ($5 \leq v_{LSR} \leq 6$ km s ⁻¹)	47
5.6	Sternpolarisation und HI ($d < 500$ pc)	49
5.7	Polarisation und <i>Loops</i>	50
5.8	Konturen bei $240\mu\text{m}$ und HI ($0 \leq v_{LSR} \leq 1$ km s ⁻¹)	52
6.1	Rotationsmaße	56
6.2	Säulendichte versus Rotationsmaße	57
A.1	Sternpolarisation ($d \leq 1$ kpc)	63
A.2	Sternpolarisation ($d > 1$ kpc)	64
A.3	Sternpolarisation ($d \leq 500$ pc)	64
A.4	Sternpolarisation (500 pc $< d \leq 1$ kpc)	65

A.5	Sternpolarisation ($d \leq 1$ kpc) und HI ($1 \leq v_{LSR} \leq 2$ km s ⁻¹)	67
A.6	Sternpolarisation ($d \leq 1$ kpc) und HI ($5 \leq v_{LSR} \leq 6$ km s ⁻¹)	69
A.7	Sternpolarisation und HI ($d \leq 500$ pc)	71
A.8	Sternpolarisation und HI (500 pc $< d \leq 1$ kpc)	73
A.9	Sternpolarisation, HI und <i>Loops</i>	75
A.10	IRAS-Beobachtungen bei $100 \mu\text{m}$, $60 \mu\text{m}$, $25 \mu\text{m}$, $12 \mu\text{m}$	77
A.11	Konturen bei $240 \mu\text{m}$ und HI ($0 \leq v_{LSR} \leq 1$ km s ⁻¹)	79
B.1	Rotationsmaßkatalog (Simard-Normandie et al.)	81
B.2	Rotationsmaßkatalog (Tabara und Inoue)	82
B.3	Rotationsmaßkatalog (Brotten et al.)	82
B.4	Rotationsmaßkatalog (Taylor et al.)	83
B.5	N_{HI} versus RM für den galaktischen Halo	84
B.6	N_{HI} versus RM für die galaktische Ebene	84
B.7	N_{HI} versus RM für den Bereich ($b = +25 \pm 5^\circ$)	85
B.8	N_{HI} versus RM für den Bereich ($b = -25 \mp 5^\circ$)	85

Kapitel 1

Einleitung

Um eine möglichst vollständige Beschreibung der Entwicklung, Struktur und Dynamik von Galaxien zu erhalten, werden Erkenntnisse über ihre Materieverteilung gesammelt. Den größten Anteil der Masse, der diffus verteilten Materie, bildet das interstellare Medium (ISM) mit vielfältigen Erscheinungsformen. Dessen inhomogene Struktur wird durch die deutliche Variation von Dichten und Temperaturen hervorgerufen. Auch ist die chemische Zusammensetzung aus Atomen, Ionen, Molekülen und festen Teilchen (Staub) räumlich variabel. Die einzelnen Komponenten des interstellaren Mediums beeinflussen sich gegenseitig und erzeugen Strukturen, deren Größen von einige pc bis hin zu kpc betragen können.

Die vorliegende Untersuchung einzelner Komponenten des interstellaren Mediums innerhalb unserer Milchstraße soll einen Zusammenhang zwischen zwei Komponenten aufzeigen, die auf den ersten Blick keine offensichtlichen Beziehung zeigen müßten. Zum einen der **neutrale Wasserstoff**, der durch seine Linienemission wichtige Erkenntnisse der galaktischen Struktur liefert, zum anderen **Magnetfelder**, die durch Ströme geladener Teilchen entstehen. Die Existenz eines Zusammenhangs zwischen dem interstellarem Staub, Gas, kosmischer Strahlung und dem magnetischen Feld ist mittlerweile akzeptiert, aber dennoch wenig verstanden. Durch eine geringfügige Ionisation des neutralen Wasserstoffs wird die neutrale Gaskomponente an das Magnetfeld gekoppelt.

Für die vorliegende Untersuchung wurde die momentan empfindlichste Beobachtung des neutralen Wasserstoffs, der **Dwingeloo Survey**, verwendet. Diese Himmelsdurchmusterung steht durch Zusammenarbeit mit der Sterrewacht Leiden dem Radioastronomischen Institut der Universität Bonn als Rohdatensatz zur Verfügung. Informationen über Magnetfeldeigenschaften wurden aus extragalaktischen und galaktischen Quellen, sowie mit Hilfe von optischen Polarisationsmessungen ermittelt. Durch die Möglichkeit, den neutralen Wasserstoff entsprechend seiner unterschiedlichen Radialgeschwindigkeiten untersuchen zu können, ergaben sich für die Arbeit zwei Schwerpunkte einen Zusammenhang zu finden:

- Magnetfeldeigenschaften im Vergleich mit dem neutralen Wasserstoff bei gegebenen Radialgeschwindigkeiten.
- Magnetfeldeigenschaften, die Hinweise auf großräumige Strukturen liefern, verglichen mit dem, über den gesamten Geschwindigkeitsbereich integrierten Wasserstoff in entsprechender Beobachtungsrichtung.

Ein Überblick über die Bestimmung von Eigenschaften des Magnetfelds in kleinen Gebieten, sowie die großskalige Strukturbildung der Magnetfelder innerhalb von Spiralgalaxien soll in den Kapiteln 1 und 2 diskutiert werden. Die auftretenden Probleme der Interpretation von Beobachtungsergebnissen in Bezug auf einzelne Magnetfeldkomponenten werden zusätzlich angesprochen.

Die zum Verständnis der verwendeten Daten, wichtigsten Schritte der Datenreduktion in der Untersuchung des neutralen Wasserstoffs, sowie prinzipielle Schwierigkeiten in der Bestimmung von Eigenschaften polarisierter Strahlung werden in Kapitel 3 besprochen. Zusammenhänge beziehungsweise Unterschiede der untersuchten Komponenten des interstellaren Mediums werden im Kapitel 4 und 5 aufgeführt. Hierbei werden zusätzlich spezielle Strukturen innerhalb der Sonnenumgebung in Zusammenhang mit den Ergebnissen diskutiert.

Die Zusammenfassung der Ergebnisse und deren Interpretation ist im Kapitel 6 aufgeführt.

Kapitel 2

Methoden zur Magnetfeldbestimmung

Die physikalischen Größen interstellarer Magnetfelder sind durch unterschiedliche Meßmethoden bestimmbar. Grundlegende Erkenntnisse können durch Beobachtungen im Radiobereich, im optischen und infraroten Spektralbereich gewonnen werden. Abhängig von der Beobachtungsmethode sind verschiedene Magnetfeldkomponenten beobachtbar: B_{\perp} entspricht der Magnetfeldrichtung in Projektion auf die Himmelsebene, die senkrecht zum Sehstrahl¹ liegt, B_{\parallel} ist die Komponente parallel zum Sehstrahl. Die physikalischen Prozesse in den betroffenen Anteilen des interstellaren Mediums (ISM) und die durch sie beobachtbaren Magnetfeldkomponenten sind in der Tabelle 2.1 aufgeführt und werden im folgenden besprochen.

Prozeß	Komponenten des ISM	Magnetfeld
Zeemaneffekt der 21cm-Linie	neutraler Wasserstoff	B_{\parallel}
Faradayrotation	thermische Elektronen	B_{\parallel}
Polarisation des Sternlichtes	Staub	B_{\perp}
Synchrotronstrahlung	relativistische Elektronen	B_{\perp}

Tabelle 2.1: Magnetfeldkomponenten (Unsöld und Bascheck, 1988, [1])

¹Der Sehstrahl entspricht dem Weg zwischen Quelle und Beobachter.

2.1 Der Zeemaneffekt

Durch das Einwirken eines äußeren Magnetfelds spalten sich Spektrallinien von Molekülen oder Atomen auf. Hierbei werden zirkular (σ^\pm) und linear (π^0) polarisierte Anteile des emittierenden Strahlungsfeldes getrennt. Der einfachste Fall der Zeeman–Aufspaltung ergibt aus einer Linie ein Triplett. Die so auftretenden Komponenten lassen sich bei den Frequenzen

$$\pi^0 = \nu_0 \tag{2.1}$$

$$\sigma^\pm = \nu_0 \pm \frac{e B_{\parallel}}{4\pi m c} \tag{2.2}$$

beobachten.

Senkrecht zum Magnetfeld sind alle drei Komponenten beobachtbar, in Richtung des Magnetfeldes hingegen können nur die zirkular polarisierten Komponenten (σ^\pm) beobachtet werden. Durch die Frequenzverschiebung der zirkular polarisierten Teilwellen kann somit die Magnetfeldstärke parallel zum Sehstrahl bestimmt werden. Für den neutralen Wasserstoff innerhalb interstellarer Magnetfelder ergibt sich eine Frequenzverschiebung für σ^\pm in der Größenordnung von $\Delta\nu = 2.8 \text{ Hz } \mu\text{G}^{-1}$ (Bolton und Wild, 1957, [2]).

Prinzipiell können solche Aufspaltungen mit radioastronomischen Beobachtungen bestimmt werden. Hierbei ist die Messung der Frequenzaufspaltung von dem Verhältnis des Magnetfelds zu der Linienbreite abhängig, so daß die Magnetfeldstärken im kalten, neutralen Gas (100K) besser als im warmen, neutralen Gas (8000K) zu beobachten sind (Kulkarni und Heiles, 1988, [3]). So besitzt zum Beispiel HI–Gas bei einer Temperatur von $T = 100 \text{ K}$ eine Linienbreite von 2.1 km s^{-1} (FWHM). Derzeit lassen sich Magnetfeldstärken in der Größenordnung von $\sim 0.1 \mu\text{G}$ in HI–Wolken detektierten (Wielebinski und Krause, 1993, [4]), so daß durch den Zeemaneffekt eine mittlere Magnetfeldstärke des lokalen Magnetfeldes von $2 \pm 1 \mu\text{G}$ (Sofue et al., 1986, [5]) gemessen werden kann. Ein Vorteil des Zeemaneffekt gegenüber anderen Bestimmungsmethoden der Magnetfeldeigenschaften ist, daß die Magnetfeldrichtung und Stärke gleichzeitig bestimmt werden kann.

2.2 Faradayrotation

Die Drehung der Polarisationssebene elektromagnetischer Wellen, der polarisierten Strahlung, innerhalb eines Plasmas unter Einfluß eines Magnetfeldes wird Faradayrotation genannt.

Untersuchungen innerhalb eines 2–Komponenten–Modells des Plasmas haben gezeigt, daß zirkular polarisierte Wellen bezüglich ihres Drehsinns unterschiedliche Phasengeschwindigkeiten besitzen (Kippenhahn und Möllenhoff, 1975, [6]). Wird von einer Quelle linear polarisierte Strahlung ausgesendet, so kann diese als Superposition von zwei entgegengläufig

zirkular polarisierten Teilwellen verstanden werden. Die unterschiedlichen Brechungsindizes verursachen für die einzelnen Teilwellen Laufzeitunterschiede entlang des Sehstrahls. In Folge dessen verdreht sich die Polarisationssebene im Vergleich zur ursprünglichen Lage um einen Winkel ϕ . Die Größe des Drehwinkels ist abhängig von der Wellenlänge bei der die Polarisation gemessen wurde und dem **Rotationsmaß** (RM).

$$\phi = \lambda^2 RM \quad (2.3)$$

Hierbei wird das Rotationsmaß von dem Magnetfeld \mathbf{B} und der Elektronendichte n_e bestimmt. Das Rotationsmaß für Beobachtungen in Richtung des Sehstrahls wird durch

$$\frac{RM}{[\text{rad m}^{-2}]} = 8.1 \times 10^5 \int_0^L \frac{n_e}{[\text{cm}^{-3}]} \frac{B_{||}}{[\text{G}]} \frac{ds}{[\text{pc}]} \quad (2.4)$$

definiert. Hierbei entspricht L der Weglänge innerhalb des Plasmas. Zur Differenzierung der Magnetfeldrichtung wird das Vorzeichen der Rotationsmaße so gewählt, daß bei positivem RM die Magnetfeldrichtung auf den Beobachter zeigt, hierfür ist in der graphischen Darstellung (\bullet) ein gängiges Symbol.

Das RM kann durch Messung der Polarisationswinkel einer linear polarisierter Strahlungsquelle in verschiedenen Wellenlängen bestimmt werden. Hierzu wird als Ordinate der Polarisationswinkel und als Abszisse das Wellenlängenquadrat aufgetragen, so ergibt sich durch den linearen Zusammenhang aus

$$\phi = \lambda^2 RM + \phi_0 \quad (2.5)$$

das RM durch die Steigung der Geraden. Die gemessenen Winkel beinhalten zuzüglich zur Drehung der Polarisationssebene noch den intrinsischen Polarisationswinkel ϕ_0 der gemessenen Quelle, der sich in Form des Achsenabschnitts bestimmen läßt.

Die Faradayrotation beeinflusst polarisierte Strahlung nicht nur auf galaktischen Skalenlängen sondern auch direkt durch den Einfluß der Atmosphäre. Um dies zu illustrieren wurde der Einfluß der Faradayrotation in der Ionosphäre der Erde bei einer Wellenlänge von 21 cm berechnet. Mit den folgenden Werten für die

Dicke der Ionosphäre	$\approx 10^{-11}$ pc,
Magnetfeldstärke	≈ 0.3 G,
Elektronendichte	$\approx 10^6$ Teilchen cm^{-3} ,

ergibt sich ein Rotationsmaß von $RM = 2.43 \text{ rad m}^{-2}$. Für die oben angenommene Wellenlänge dreht sich die Polarisationssebene um $\phi = 6^\circ$. Die Größe der Faradayrotation zeigt, daß bei Messungen von linear polarisierter Strahlung der Einfluß der Ionosphäre nicht vernachlässigbar ist. Durch die Fluktuationen der Elektronenverteilung innerhalb der Ionosphäre ist eine genaue Bestimmung des Faradayanteils nicht möglich, dieser wird aber durch Messungen bei kleineren Wellenlängen deutlich reduziert.

Durch den Effekt der Faradayrotation können, im Gegensatz zum Zeemaneffekt, nur Aussagen über die parallele Komponente des Magnetfelds gemacht werden. Aussagen über die Stärke des Magnetfelds sind nicht möglich, da im allgemeinen die Information über die Elektronendichte entlang des Sehstrahls nicht bekannt ist. Abhilfe ergibt sich aus der Möglichkeit, die Elektronendichte durch Beobachtungen von Pulsaren² über deren Dispersionsmaß abzuleiten.

Die in kurzen Abständen emittierten Strahlungsimpulse der Pulsare werden entlang des Sehstrahls durch das Plasma verzögert (Zeitverzögerung $\propto \nu$). Diese Strahlungsimpulse können als Superposition von Signalen verschiedener Frequenzen aufgefaßt werden, deren jeweils verzögertes detektieren beim Beobachter Aufschluß über das Dispersionsmaß gibt. Durch die beobachtbaren Laufzeitunterschiede bei verschiedenen Wellenlängen,

$$t_1 - t_2 = 1.34 \times 10^{-9} \left(\frac{1}{\nu_1^2} - \frac{1}{\nu_2^2} \right) DM \quad (2.6)$$

kann über das Dispersionsmaß

$$DM = \int_0^L \frac{n_e}{[\text{cm}^{-3}]} \frac{ds}{[\text{pc}]} \quad (2.7)$$

die Elektronendichte entlang der Sichtlinie bestimmt werden. Die zur detektierenden Zeitunterschiede der einzelnen Signale liegen in der Größenordnung einiger μs (Rohlfs und Wilson, 1996, [7]).

Durch das Verhältnis von Rotationsmaß und Dispersionsmaß der Pulsare kann somit die mittlere Magnetfeldstärke entlang des Sehstrahls

$$\bar{B}_\parallel = 1.23 \frac{RM}{DM}. \quad (2.8)$$

bestimmt werden. Im Vergleich zum Zeemaneffekt können somit Aussagen über großskalige Magnetfeldausrichtungen und Stärken getroffen werden. Die durch Pulsare bestimmte mittlere, parallele Magnetfeldstärke liegt in der Größenordnung von 1–2 μG .

2.3 Polarisation des Sternlichts

Die Untersuchung von Sternlicht zeigt, daß dieses durch das ISM verfärbt und linear polarisiert wird. Die Beobachtungen können durch Streuung und Absorption an interstellarem Staub erklärt werden. Die hierbei gemessene Polarisationsrichtung des Sternlichts läßt Rückschlüsse auf die Magnetfeldrichtung zu.

²Pulsare sind rotierende Neutronen-Sterne mit einem stark eingefrorenen Magnetfeld, deren Rotationsachse nicht mit der Symetrieachse des Magnetfelds und damit der Richtung gebündelter Emission zusammenfällt. Sie zeigen einen periodischen Strahlungsimpuls.

Die linear polarisierte Strahlung wird mit Hilfe eines Analysator in seine Komponenten unterteilt, die dabei auftretenden größten beziehungsweise kleinsten Strahlungsflüsse werden mit I_{max} und I_{min} bezeichnet. Der Polarisationsgrad

$$P = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} \quad (2.9)$$

der polarisierten Sternstrahlung ist unabhängig vom Spektraltyp des jeweiligen Sterns. Der Polarisationsgrad nimmt mit der interstellaren Extinktion zu und erreicht einen maximalen Wert von $P \leq 0.9\% E_{B-V}$. Der hierfür benötigte Farbexzeß E_{B-V} gibt die unterschiedliche Absorption von blauen und visuellem Licht an. Durch die oben angesprochenen funktionalen Zusammenhänge der Polarisation, kann von einem interstellaren Ursprung der Polarisation des Sternlichts ausgegangen werden. Die Polarisation erfolgt durch Streuung und Absorption des Strahlungsfelds an Staubteilchen. Durch den punktförmigen Charakter der Sterne am Himmel erfolgt die beobachtete Polarisation ausschließlich durch anisotrope Extinktion (Vorwärtsstreuung). In ausgedehnten Quellen sind Polarisationsstrukturen, die bei Messungen linear polarisierter Strahlung in Nebeln (Reflexionsnebel) beobachtet werden, nicht nur durch Vorwärtsstreuung gegeben. Die Polarisation kann hierbei aufgrund der besonderen Geometrie in der Beobachtung von Streuung (Mie-Streuung) unter einem bestimmten Winkel erzeugt werden.

Die bei der Sternpolarisation wirkende Vorwärtsstreuung an nicht sphärischen Staubteilchen wird im folgenden anhand von Abbildung 2.1 erklärt.

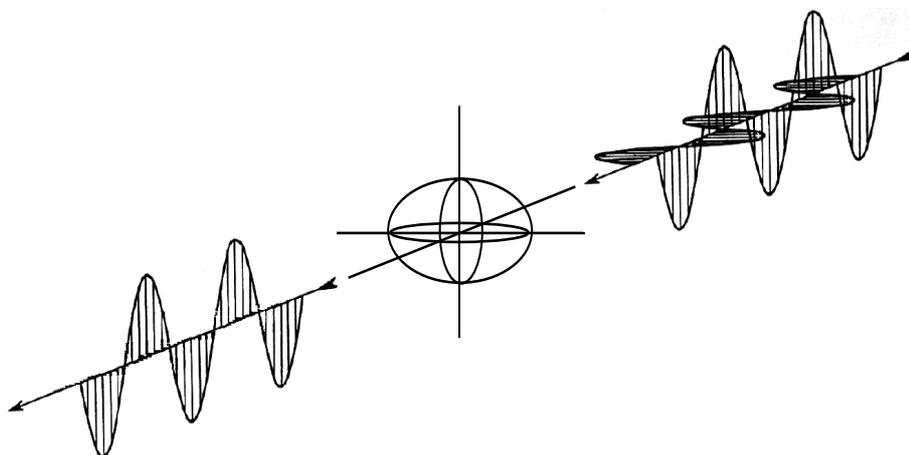


Abbildung 2.1: Polarisation von Sternlicht durch Staub

Ein unpolarisiertes Strahlungsfeld kann als eine Superposition von statistisch unabhängigen Teilwellen beschrieben werden. Die Wechselwirkung des Strahlungsfeldes

bei Vorwärtsstreuung mit nicht sphärischen Staubteilchen ergibt eine unterschiedliche Schwächung dieser Teilwellen. Die Beobachtung eines linear polarisierten Strahlungsfeldes ergibt sich nur, wenn die Richtung der Extinktion entlang des Sehstrahls nicht statistisch verteilt ist. Die hierdurch entstandene linear polarisierte Strahlung besteht zum größten Teil aus den nicht geschwächten Komponenten des Strahlungsfeldes.

Der nächstliegende Ansatz zur Erklärung des Ausrichtungsmechanismus ergibt sich, indem die länglichen Staubteilchen ähnlich wie Kompaßnadeln im Erdmagnetfeld verhalten. Hierbei ist die Ausrichtung der Staubkörner entlang der Magnetfeldlinien nur möglich, wenn die Staubteilchen ferromagnetische Eigenschaften besitzen und Magnetfelder mit Magnetfeldstärken in der Größenordnung von einigen $\sim 10^{-3}$ G (Scheffler und Elsässer, 1990, [8]) existieren. Diese Stärke wird benötigt um den auftretenden Winkelgeschwindigkeiten, die bei der Wechselwirkung des Staubs mit dem übrigen ISM auftreten, entgegenzuwirken. Solch starke Magnetfelder werden aber nicht beobachtet, so daß großräumige Strukturen durch diese Interpretation der Ausrichtung nicht erklärt werden können. Im folgenden werden die auftretenden Winkelgeschwindigkeiten, die besondere Anforderungen an den Ausrichtungsmechanismus der Staubkörner stellen, bei der Wechselwirkung mit interstellaren Gaspertikeln abgeschätzt.

Stöße mit Gaspertikeln versetzen die Staubteilchen in Rotation. Zur Abschätzung der auftretenden Winkelgeschwindigkeit gilt im thermischen Gleichgewicht:

$$\frac{1}{2}I\omega^2 = \frac{1}{2}kT_G \quad (2.10)$$

(I = Trägheitsmoment, ω = Winkelgeschwindigkeit, T_G = Gastemperatur). Für sphärische Teilchen mit einem Radius von $\sim 5 \times 10^{-5}$ cm und einer mittleren Dichte $\rho = 1 \text{ g cm}^{-3}$ erhält man bei einer Gastemperatur von 100 K eine Winkelgeschwindigkeit von $\omega \approx 10^5 \text{ s}^{-1}$, die zusätzlich durch Bildung von H_2 Molekülen in der Oberfläche des Staubkorns erhöht werden kann. Hierbei wird beim Verlassen des Moleküls die Bindungsenergie in Form einer Translationsbewegung frei, so daß durch solch einen Prozeß die Winkelgeschwindigkeit auf $\omega \approx 10^9 \text{ s}^{-1}$ erhöht wird (Ruzmaikin et al., 1989, [9]). Diese hohen Winkelgeschwindigkeiten müssen bei der Beschreibung eines geeigneten Ausrichtungsmechanismus mit ins Kalkül gezogen werden.

Die Erklärung der Ausrichtung in einen weiten Bereich der Sichtlinie erfordert besondere Voraussetzungen an die Theorien der Ausrichtungsmechanismen. Hierbei sind von unterschiedlichen Autoren verschiedene Vorschläge zur Ausrichtung von Staubteilchen gemacht worden:

- Impulsübertrag beim Durchfluß des Staubs durch Gas oder einem Strahlungsfeld, so daß die Ausrichtung in Bewegungsrichtung erfolgt (Gold, 1952, [10]).
- Übertrag des Photonenspins auf das Teilchen, so daß sich die Teilchen senkrecht zur Translation ausrichten (Harwit, 1970, [11]).

- Der Mechanismus der Paramagnetischen Relaxation (Davis und Greenstein, 1951, [12]).

Der am meisten akzeptierte Ausrichtungsmechanismus ist der durch paramagnetische Relaxation. Im folgenden wird diese Theorie in einer einfachen Form dargestellt, zur theoretischen Berechnungen der Ausrichtung soll hier auf die Bücher *“The Interstellar Medium”* von Kaplan und Pikelner (1970, [13]) und *“Physical Process in the Interstellar Medium”* von Spitzer (1978, [14]) verwiesen werden. Bei der Beschreibung des interstellaren Staubes gehen die Autoren davon aus, daß dieser gerade noch zu einem so geringen Anteil aus ferromagnetischen Atomen besteht, so daß der Staub paramagnetische Eigenschaften besitzt. Der elastische Stoß mit einem Gaspartikel läßt das Teilchen um eine der kürzeren Achse rotieren und beschreibt zuzüglich eine Präzessionsbewegung um ein bestehendes Magnetfeld. Ist die Rotationsachse gegenüber dem Magnetfeld gekippt, so werden Bereiche im Teilchen einem statischen und periodischem Magnetfeld ausgesetzt. Infolge der Bewegung verliert das Teilchen ständig Rotationsenergie durch die wechselnde Magnetisierung des periodischen Magnetfelds. Der Energieverlust, der durch die innere Magnetisierung entsteht, wird thermisch umgesetzt und läßt sich mit Hilfe des imaginären Anteils der Suszeptibilität

$$\chi = \chi' + i\chi'' \quad (2.11)$$

beschreiben. Im Bereich der Winkelgeschwindigkeiten ($\omega \approx 10^8 \text{ s}^{-1}$ für Eisen und $\omega \approx 10^5 \text{ s}^{-1}$ für Eis (Aannestad und Purcell, 1975, [15]) ist χ'' unabhängig von der Konzentration der Teilchen die den Staub bilden und deren magnetischen Momenten, so daß der Energieverlust der inneren Magnetisierung durch

$$\chi'' = 2.5 \times 10^{-12} \frac{\omega}{T_S} \quad (2.12)$$

abgeschätzt werden kann (T_S Staubtemperatur). Die Magnetisierung im Inneren des Teilchens kann dann durch

$$\mathbf{M} = \frac{\chi''}{\omega} (\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{B}) \quad (2.13)$$

beschrieben werden. Diese ist immer ein wenig bezüglich des periodisch wechselnden Magnetfelds verzögert. Hierbei bildet sich mit dem magnetischen Moment des Teilchens und dem Magnetfeld ein retardiertes Drehmoment aus, das senkrecht auf \mathbf{B} und antiparallel zu $\boldsymbol{\omega}$ steht. Durch Einfluß des Drehmoments richtet sich die Rotationsachse parallel zum Magnetfeld aus. In dieser Stellung wirkt nur noch ein Beitrag des statischen Magnetfelds auf das Teilchen. Der Betrag des Drehmoments ergibt sich

$$D = V |\mathbf{M} \times \mathbf{B}| = V \chi'' B^2 \sin \phi \quad (2.14)$$

aus dem Volumen V des Teilchens, sowie den Beiträgen von \mathbf{M} , \mathbf{B} und ϕ (dem Winkel zwischen dem Vektor der Winkelgeschwindigkeit und dem Magnetfeld).

Zur Beurteilung der Effizienz des Ausrichtungsmechanismus wird das Verhältnis der Stoßzeit des Staubs

$$t_s = \frac{m_{\text{Staub}}}{(\pi a_{\text{Staub}}^2)(n v m)_{\text{HI}}} \quad (2.15)$$

mit der Ausrichtungszeit

$$t_a = \frac{2 I \omega}{V \chi'' B^2} \quad (2.16)$$

gebildet (Ruzmainkin et al., 1989, [9]). Ein effizienter Ausrichtungsmechanismus liegt dann vor, wenn der Wert

$$\delta = \frac{t_s}{t_a} = 3 \times 10^8 \frac{B^2}{T_{\text{Staub}} T_{\text{HI}}^{\frac{1}{2}} n a_{\text{Staub}}} \quad (2.17)$$

in der Größenordnung von 1 liegt.

Die beobachtbaren Polarisationsgrade lassen sich schon mit einer effektiven Ausrichtung von $\delta \approx 0.4$ erklären (Spitzer, 1978, [14]). Die Berechnung der Ausrichtung unter typischen Konditionen des kalten neutralen Gases ($B = 2 \mu\text{G}$, $T_{\text{Staub}} = 10 \text{ K}$, $T_{\text{HI}} = 100 \text{ K}$, $n = 10 \text{ cm}^{-3}$ und dem Teilchendurchmesser $a_{\text{Staub}} = 10^{-5} \text{ cm}$), ergibt jedoch einen Wert für δ von nur ≈ 0.1 . Diese Diskrepanz zur Beobachtung wird durch unterschiedliche Autoren versucht zu korrigieren, indem die Ansätze der Theorie der Paramagnetischen Relaxation modifiziert werden. Da bis heute die Beschaffenheit des interstellaren Staub noch ungeklärt ist, wäre ein wichtiger Schritt, die Staubzusammensetzung zu untersuchen.

Für eine effektive Ausrichtung $\delta \approx 1$ sagen die Berechnungen von Jones und Spitzer (1967, [16]) unterschiedliche Temperaturen von Staub- und Gasteilchen voraus.

Die im Vorfeld diskutierten Probleme in der Interpretation der Ausrichtung der Staubteilchen implizieren, daß eine Bestimmung der Magnetfeldrichtung durch Sternpolarisation nur bedingt möglich ist. Der Vergleich von ermittelten Magnetfeldrichtungen aus optischen mit denen radioastronomischer Beobachtungen läßt vermuten, daß bei ausgedehnten Strukturen am Himmel die Polarisationsrichtung der Sternstrahlung (**E**-Feld) zum größten Teil parallel zum Magnetfeld (**B**) verläuft. Auf die Ergebnisse von Spoelstra (1984, [17]), der Polarisation zwischen 408 MHz und 1411 MHz beobachtet hat, soll hier verwiesen werden.

2.4 Synchrotronstrahlung

Synchrotron beziehungsweise Magnetobremstrahlung entsteht durch Ablenkung von bewegten Elektronen in einem Magnetfeld. Die beobachtete kosmische Synchrotronstrahlung wird durch relativistische Elektronen verursacht, hierbei ist der zugrundeliegende physikalische Prozeß mit Hilfe der folgenden Abbildung 2.2 am einfachsten nachvollziehbar.

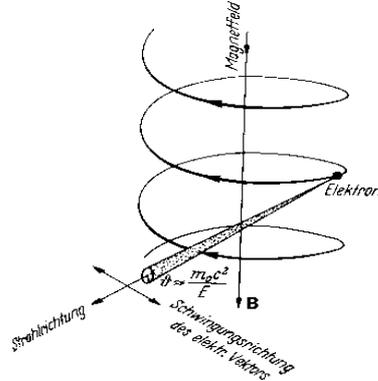


Abbildung 2.2: Synchrotronstrahlung eines Elektrons im Magnetfeld (Unsöld und Bascheck, 1988, [1])

Das relativistische Elektron bewegt sich auf einer Schraubenbahn mit der Zyklotronfrequenz in einem homogenen Magnetfeld. Durch die so beschleunigte Bahnbewegung des Elektrons emittiert dieses Strahlung innerhalb eines Kegels mit dem Öffnungswinkel $\vartheta = \sqrt{1 - (\frac{v}{c})^2}$ bei einer festen Frequenz. Für einen in der Bahnebene des Elektrons liegenden Beobachter sind durch diese Bewegung nur linear polarisierte Strahlungsblitze beobachtbar (\mathbf{E} -Feld der Strahlung steht senkrecht zum Magnetfeld). Diese kurzen Strahlungsimpulse eines einzelnen Elektrons ergeben ein hochfrequentes Spektrum, dessen Strahlungsleistung mit Hilfe der Fourieranalyse untersucht werden kann. Die Leistung ist dann durch

$$P(\nu, E) = \frac{\sqrt{3} e^2 B_{\perp}}{m_e c^2} F\left(\frac{\nu}{\nu_k}\right) \quad (2.18)$$

beschrieben und hängt von der kritischen Frequenz

$$\nu_k = \frac{3 e B_{\perp}}{4 \pi m_e c} \left(\frac{E}{m_e c^2}\right)^2 \quad (2.19)$$

ab. Hierbei ist die Energie in Einheiten von MeV einzusetzen damit sich die kritische Frequenz in MHz ergibt (m_e = Elektronenmasse, e = Elektronenladung). Die Funktion $F(x)$ ist durch Ginzburg und Syrovatski (1965, [18]) bestimmt worden.

Zur Berechnung der Intensität, über den Emissionskoeffizient, der beobachteten Synchrotronstrahlung, wird ein Potenzansatz $N(E) dE \sim \kappa E^{-\gamma} dE$ der Energieverteilung eines Elektronensembles benutzt. Der Emissionskoeffizient wird dann durch Integration, der Strahlungsleistung eines Elektrons über das Energieintervall, zu

$$\varepsilon \approx \kappa B_{\perp}^{\frac{\gamma+1}{2}} \nu^{-\frac{(\gamma-1)}{2}}. \quad (2.20)$$

gebildet.

Im optisch dünnen Fall besitzt die beobachtete Intensität der Synchrotronstrahlung die

gleiche Abhängigkeit von Frequenz und Magnetfeldstärke wie der Emissionskoeffizient und damit ein ähnliches Verhalten wie das Energiespektrum der Elektronen.

Durch die bei Synchrotronbeobachtung bei allen Frequenzen auftretende Polarisation können Rückschlüsse auf Magnetfeldeigenschaften trotz des Faradayeffekts bestimmt werden. Hierbei kann die Polarisation für eng aneinanderliegende Wellenlängen bestimmt werden, so daß der Beitrag der Faradayrotation minimiert und dadurch die intrinsische Polarisation der emittierenden Quellen gut bestimmbar wird. Die intrinsische Polarisation gibt dann die Richtung des Magnetfelds an, welches senkrecht zum \mathbf{E} -Feld der Strahlung verläuft.

Kapitel 3

Magnetfeldstrukturen

Der Ursprung großräumiger interstellarer Magnetfelder in Spiralgalaxien ist derzeit noch nicht vollständig verstanden. Zur Beschreibung dieser existieren im wesentlichen zwei Modelle, die auf die Ausbildung der Magnetfeldstrukturen und deren Aufrechterhaltung eingehen.

Die Bestimmung der Konfiguration der Magnetfeldstruktur in einer Galaxie ergibt sich durch die Richtung der Magnetfeldlinien entlang der Spiralarme. Sind Magnetfeldlinien in einer zweiarmigen Spirale durchweg nach außen oder innen gerichtet, so entspricht dies einer axialsymmetrischen Magnetfeldkonfiguration. In der bisymmetrischen Konfiguration weisen die Magnetfeldlinien in den Spiralarmen in unterschiedliche Richtungen, so daß in benachbarten Spiralarmen ein Wechsel der Magnetfeldrichtung stattfindet. Infolgedessen könnten Orte entstehen, in denen die Magnetfeldstärke auf null sinkt, sie werden als neutrale Linien bezeichnet.

Die Aufrechterhaltung und Ausbildung der Magnetfeldstrukturen wird zum einem durch das **Dynamomodell** und zum anderen durch das **primordiale Modell** erklärt. Im Dynamomodell entsteht ein großes axialsymmetrisches, galaktisches Magnetfeld durch die Verstärkung einzelner Komponenten von schwachen turbulenten Magnetfeldern aufgrund des Dynamoeffekts. Die hierbei vorausgesetzten schwachen Magnetfelder sind als Reste eines primordialen Magnetfelds oder durch Supernovae induzierte Magnetfelder zu verstehen, deren polodiale (parallel zur Rotationsachse liegende) und torodiale (senkrecht zur Rotationsachse liegende) Magnetfeldkomponenten im Wechselspiel verstärkt werden. Axialsymmetrische Magnetfeldkonfigurationen werden zum Beispiel in den Galaxien M31 und IC342 beobachtet.

Im primordialen Modell wurde ursprünglich vorausgesetzt, daß die bisymmetrischen Magnetfelder in Galaxien aus dem aufgewickelten intergalaktischen Magnetfeld bestehen müßten. Hierbei wird dieses bei der Galaxienentstehung komprimiert und in Folge der galaktischen Rotation aufgedreht. Als Konsequenz müßten, im Laufe der Zeit, die Magnetfeldlinien nach mehreren Umdrehungen der Galaxie eng aufgewickelt sein. Diese Vorstellung impliziert, das eng aufgewickelte Magnetfeldlinien unterschiedlicher Ausrichtun-

gen entstehen, die durch Rekonnektion aufgelöst werden würden, was im Widerspruch zu den Beobachtungen steht. Mittlerweile wird von der Vorstellung ausgegangen, daß bisymmetrische Magnetfelder aus der Verstärkung primordialer Saatfelder auch mit Hilfe eines Dynamos gebildet werden. Solch eine Konfiguration kann in der Galaxie M81 beobachtet werden (Krause, 1987, [19]).

Die zwei Modelle zur Beschreibung der Magnetfeldkonfigurationen unterscheiden sich nur noch in den Voraussetzungen zur Strukturentwicklung des großräumigen Magnetfeldes, wobei die Aufrechterhaltung innerhalb der Modelle durch unterschiedliche Dynamo-Modelle (α^2 , $\alpha\omega$) in verschiedenen Moden beschrieben werden kann. So wird zum Beispiel durch den $\alpha\omega$ -Dynamo mit dem Modus¹ $m=1$ die niedrigste bisymmetrische Magnetfeldspiralstruktur angeregt. Problematisch ist bei der Modellierung der entsprechenden Magnetfeldkonfigurationen, daß bei höheren Moden die Anwuchszeiten der Verstärkung der Magnetfelder zu gering sind.

3.1 Bestimmung der Magnetfeldstruktur

Axialsymmetrische oder bisymmetrische Magnetfeldstrukturen in Galaxien können unterschieden werden, indem die systematische Veränderung des Rotationsmaßes über die Galaxie untersucht wird. Das gemessene Rotationsmaß einer extragalaktischen Quelle setzt sich aus dem intrinsischen RM und durch Beiträge aus unserer Galaxis und aus dem intergalaktischen Raum zusammen. Der Beitrag des intergalaktischen Raums kann für Quellen mit kleiner Rotverschiebung z vernachlässigt werden, da das Rotationsmaß RM_{IG} einer $\sim (1+z)^{-2}$ Abhängigkeit folgt (Kronberg, 1994, [20]). Im Gegensatz dazu, entsteht der größte Beitrag durch den Anteil der Vordergrund-Faradayrotation innerhalb unserer Galaxis. Bei der Untersuchung von Magnetfeldkonfigurationen einzelner extragalaktischer Quellen kann jedoch dieser Beitrag über den Raumwinkel der beobachteten Quelle als konstant angesehen werden. Die Bestimmung der Magnetfeldkonfiguration einzelner Galaxien durch Rotationsmaße wurde zuerst von Tosa & Fujimoto für die Galaxie M51 angewendet (Tosa und Fujimoto, 1978, [21]). Hierbei wird die Galaxienebene in Ringe unterteilt und die Abhängigkeit der Rotationsmaße vom Azimutwinkel in der Ebene der Galaxie untersucht. Die Rotationsmaße zeigen in einem axialsymmetrischen Feld eine π -periodische und in einem bisymmetrischen Spiralfeld eine 2π -periodische Abhängigkeit. Die von den Autoren diskutierten funktionalen Zusammenhänge der Rotationsmaße wurden für Galaxien, die mit geringer Inklination beobachtet werden, angegeben. Die in den folgenden Abbildungen dargestellten Magnetfeldstrukturen werden unter Berücksichtigung des Projektionseffekts diskutiert. Der wahre Azimutwinkel in der Ebene einer um

¹Der Dynamo wird rechnerisch wie ein Eigenwertproblem behandelt, dessen Eigenfunktionen mit dem Azimutwinkel innerhalb der galaktischen Scheibe variieren. Der Parameter m entspricht hierbei ganzen Zahlen die den Modus angeben.

i (den Winkel) inklinierten Galaxie ist durch

$$\Theta = \arctan \frac{\tan \Psi}{\cos i} \quad (3.1)$$

gegeben, wobei Ψ dem Positionswinkel auf der Himmelsebene entspricht. Der bezüglich des Zentrum und Ausgehend von der maximalen Hauptachse der projizierten Galaxie (Ellipse) bestimmt wird.

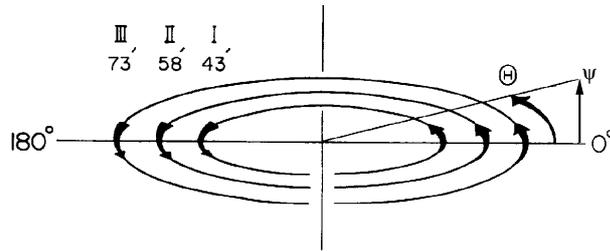


Abbildung 3.1: Ringförmige Magnetfeldkonfiguration (Sofue und Takano, 1981, [22])

Besitzt die Galaxie in ihrer Ebene ein ringförmig konzentrisches Magnetfeld, dann besitzt die Magnetfeldkomponente parallel zum Sehstrahl eine

$$B_{||} = -B_0 \sin i \cos \Theta \quad (3.2)$$

Abhängigkeit. Bei einem betrachteten Ring mit konstanter Elektronendichte variiert das Rotationsmaß, entsprechend der parallelen Magnetfeldkomponente, dann mit

$$RM = RM_0 \tan i \cos \Theta + RM_G \quad (3.3)$$

um den Beitrag der Vordergrundrotation (RM_G) durch unsere Galaxis. RM_0 entspricht dem Magnetfeld über der Galaxienscheibe, das in Abhängigkeit von der Skalenhöhe z beschrieben wird durch

$$RM_0 = \int n_e(z) B_0(z) dz \quad (3.4)$$

(Sofue et al., 1986,[5]).

Die Äquivalenz des Winkels ϕ in der Abbildung 3.2 zum Rotationsmaß und schließlich die Proportionalität zur Magnetfeldkomponente entlang des Azimutwinkels Θ ergibt sich bei einer festen Wellenlänge ($\phi \sim RM \sim B_{||}$).

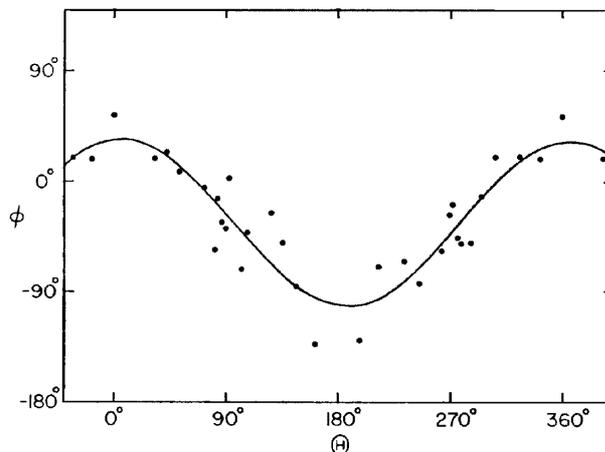


Abbildung 3.2: Änderung der Polarisationssebene (Sofue und Takano, 1981, [22])

Dadurch können Beobachtungen der Drehung des Polarisationswinkels schon auf Magnetfeldkonfigurationen hinweisen, wobei zur eindeutigen Bestimmung der intrinsische Polarisationswinkel verwendet wird. Die Abbildung 3.2 zeigt den von Sofue und Takano (1981, [22]) gefundenen funktionalen Zusammenhang für Ring III von M31.

Das Rotationsmaßverhalten und damit die Magnetfeldkomponente entlang des Sehstrahls in Galaxien mit einer bisymmetrischen Magnetfeldstruktur läßt sich mit Hilfe einer logarithmischen Spirale

$$S(r) = \frac{\ln\left(\frac{r}{r_0}\right)}{\tan \alpha} \quad (3.5)$$

beschreiben. Durch Wahl der Parameter r_0 und α kann die Struktur der Spirale innerhalb der Galaxie beschrieben werden. Hierbei entspricht r_0 einem fester Kreisradius und α dem Anstellwinkel (*pitch*-Winkel) zwischen Spiraltangente und der Kreistangente an einem Ort r der Spirale. Ist der Winkel $\alpha = 0$ geht die Spirale in einen Kreis über.

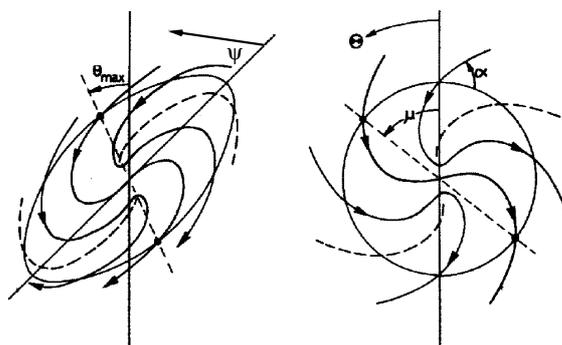


Abbildung 3.3: Bisymmetrische Magnetfeldkonfiguration (Sofue et al., 1980, [23])

Die am Ort r mit dem *pitch*-Winkel beschriebene Magnetfeldkomponente ist die stärkste, da sie der Tangentialkomponente an den Spiralarmlen entspricht (siehe Abbildung 3.3).

Für den bisymmetrischen Fall ist die Abhängigkeit des Rotationsmaßes vom Azimutwinkel innerhalb der Galaxienebene, für eine konstante Elektronendichte in einem Ring in der Galaxienscheibe, gegeben durch

$$RM = 0.5 RM_0 \tan i (\cos(2\Theta - \alpha - \mu) + \cos(\mu - \alpha)) + RM_G. \quad (3.6)$$

RM_0 entspricht hierbei wieder dem intrinsischen Rotationsmaß innerhalb der Galaxie, RM_G dem Anteil durch unsere Galaxis und der Winkel Θ ist entsprechend der Inklination bestimmt. Der Winkel μ gibt hierbei den Ort der maximalen Magnetfeldstärke an und wird, entsprechend dem Azimutwinkel, von der nördlichen großen Halbachse gegen den Uhrzeigersinn gezählt.

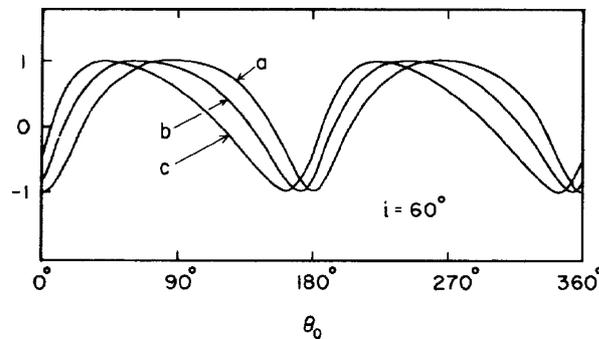


Abbildung 3.4: Verhalten der Funktion $(\cos(2\Theta - \alpha - \mu))$ (Sofue et al., 1980, [23])

Die in der Darstellung 3.4 abgebildeten Funktionen zeigen das systematische Verhalten des Rotationsmaßes das mit $0.5 RM_0 \tan i$ für eine Inklination von $i = 60^\circ$ normiert wurde. Hierbei unterscheiden sich jeweils die Funktionen durch verschiedene Werte für α und μ . Die Funktion (a) entspricht dabei $\alpha - \mu = 0^\circ$, (b) 30° und (c) 60° . Als Beispiel für einen solchen funktionalen Zusammenhang der Rotationsmaße sei die von Sofue et al. (1980, [23]) besprochene Galaxie M51 erwähnt.

Das im Vorfeld diskutierte Verfahren zur theoretischen Beschreibung von großskaligen Magnetfeldstrukturen entspricht dem "klassischen" Ansatz. Dieser ist, aufgrund des geringen Auflösungsvermögens der Beobachtungen von Polarisationsstrukturen, in der Lage die großräumigen Magnetfeldstrukturen von sehr vielen, aber nicht allen², Galaxien beschreiben zu können. Durch die derzeitigen Beobachtungsmethoden, die sich in der räumlichen Auflösung und Empfindlichkeit der Polarisationsmessungen um einen Faktor ~ 10 verbessert haben, sind Polarisationsstrukturen beobachtbar die durch die Dynamotheorie nicht mehr beschreiben beziehungsweise nach dem klassischen Schema differenzieren lassen.

²Als Beispiel M51.

Abhilfe könnte der theoretische Ansatz liefern, der das Entstehen eines großräumigen Magnetfeldes durch lokale Dynamos, die turbulente Magnetfelder verstärken, beschreibt (Subramanian, 1998, [24]).

3.2 Das Magnetfeld der Milchstraße

Informationen über die Magnetfeldkonfiguration der Milchstraße ergeben sich aus den Rotationsmaßen extragalaktischer und galaktischer Quellen. Aus der systematischen Beeinflussung der RM extragalaktischer Quellen durch die Vordergrund-Faradayrotation können wichtige Kenntnisse über die globalen Magnetfeldeigenschaften innerhalb unserer Galaxie gewonnen werden. Die Erkenntnisse des Magnetfeldes werden durch Messungen von RM der Pulsare und anderen Bestimmungsmethoden gestützt. Im folgenden werden die aus den Beobachtungen erzielten Informationen über das galaktische Magnetfeld mit Hilfe der Abbildung 3.5 erläutert.

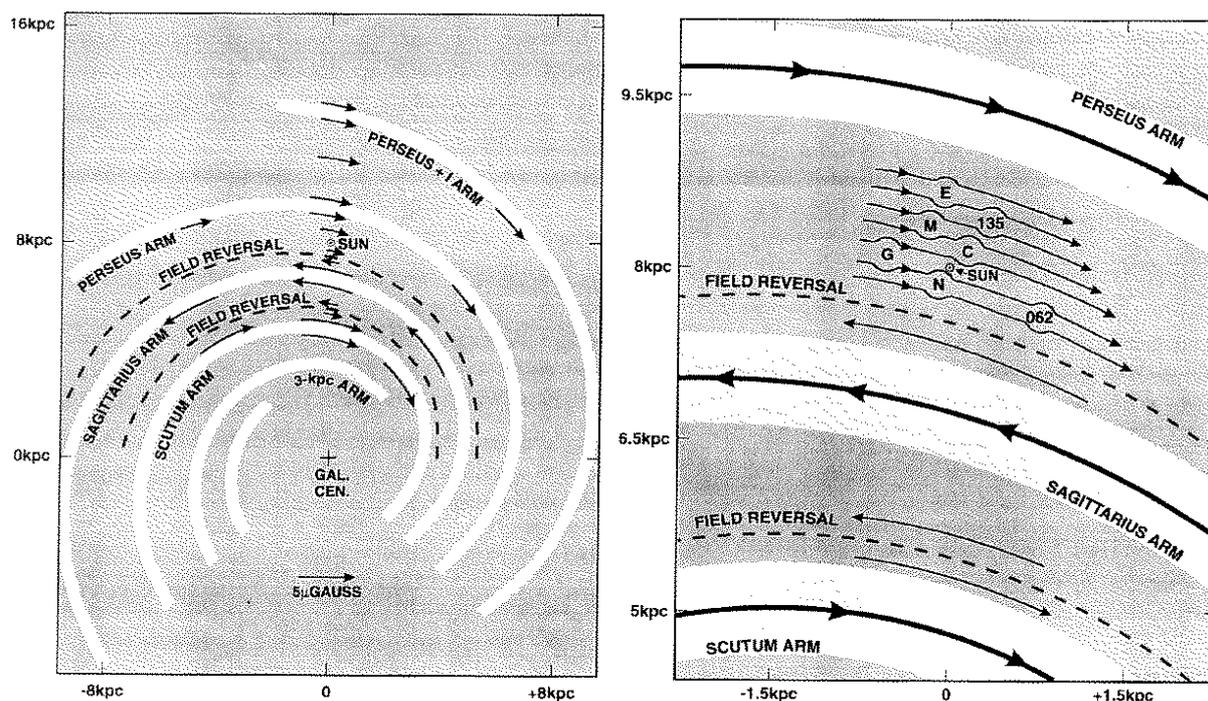


Abbildung 3.5: Galaktisches Magnetfeld (Vallée 1996, [25])

Die hier aufgeführten Ergebnisse sind weitestgehend dem Artikel von Vallée (1996, [25]) entnommen. Der linke Teil der Abbildung 3.5 zeigt die globale Struktur der Milchstraße in Verbindung mit den ermittelten Magnetfeldrichtungen in der Sicht vom galaktischen

Nordpol. Die großräumigen Magnetfeldstrukturen werden mit kleiner werdendem Radius besprochen. Für $r > 10$ kpc (Perseus–Arm und Zwischengebiete) verläuft die Magnetfeldrichtung im Uhrzeigersinn, wie zuerst durch extragalaktische Quellen und dann mit Hilfe von Pulsaren festgestellt worden ist. Diese Magnetfeldrichtung wird bis zur Sonnenumgebung beibehalten und besitzt eine reguläre Magnetfeldkomponente von $\sim 2 \mu\text{G}$. Eine Feldumkehr ergibt sich bei einem Abstand ~ 600 pc von der Sonne in Richtung des galaktischen Zentrums. Eine erneute Feldumkehr bei einem Radius von 5.5 kpc läßt das Magnetfeld wieder im Uhrzeigersinn laufen. Der rechte Teil der Abbildung 3.5 zeigt die lokalen Magnetfeldstrukturen innerhalb der Sonnenumgebung von 1.5 kpc die durch die eingezeichneten Schalenstrukturen beeinflußt werden. Hierbei soll auf die Magnetfeldrichtungen, die beeinflußt werden: durch den (N) *North Polar Spur (Loop I)* und (C) *Cetus arc (Loop II)* aufmerksam gemacht werden, da auf diese Strukturen in den durchgeführten Untersuchungen eingegangen wird. Der Vollständigkeitshalber werden die Namen der einzelnen Schalen, die in der Abbildung außerdem zu sehen sind, aufgeführt: (E) Eridanus Schale, (G) Gum–Nebel, (M) Monogem Ring, (062) G062-23+13 Schale und (135) G135-40-10 Schale.

Zur theoretischen Berechnung des galaktischen Magnetfeldes wurde versucht, ein **BSS** (*bisymmetric spiral structure*) oder **ASS** (*axialsymmetric spiral structure*) Magnetfeldmodell zu entwickeln, das die bestehenden Feldumkehrungen beschreiben könnte. Es zeigt sich aber, daß die Modelle bis jetzt noch nicht in der Lage sind die beobachteten Strukturen zu modellieren, so daß eine konkrete Festlegung der Magnetfeldkonfiguration der Milchstraße noch nicht erfolgen konnte. Die aktuellste Untersuchung von Han et al. (1997, [26]) dessen Modell sich auf einen Rotationsmaßkatalog von Broten et al. (1988, [27]) durch ergänzend gemessene RM von Pulsaren stützt, weist auf einen A0 (axialsymmetrischen Dynamo im Mode 0) der Magnetfeldkonfiguration hin.

3.3 Magnetfeld und der neutrale Wasserstoff

Der Zusammenhang zwischen dem Magnetfeldstrukturen und dem interstellaren Medium ergibt sich durch die Ionisation des Wasserstoffs, indem ein kleiner Bruchteil des neutralen Wasserstoffs durch Stöße untereinander beziehungsweise durch kosmische Strahlung ionisiert wird. Die so entstandenen Ionen, Elektronen und der neutrale Wasserstoff bilden ein Plasmagemisch, dessen Leitfähigkeit von den Stößen untereinander abhängt. Die geringe Dichte im interstellaren Raum und die daher großen freien Weglängen ergeben eine hohe elektrische Leitfähigkeit. Durch diese große Leitfähigkeit können keine starken elektrischen Felder aufgebaut werden, so daß die auftretende magnetische Diffusion sehr gering wird (Lesch, 1993, [28]). Als Konsequenz sind relative Bewegungen des Magnetfelds zum Plasma nicht möglich, so daß auch von einem “eingefrorenem” Magnetfeld gesprochen wird (Alfvén, 1950, [29]).

Abschätzungen von Parker (1969, [30]) zeigen, daß unter astrophysikalischen Bedingungen, bei einer Ionisation des neutralen Wasserstoffs von $4 \times 10^{-4} \text{ cm}^{-3}$ und einer Temperatur von 100 K, das Plasma und das Magnetfeld, auf Skalenlängen von 10 pc und innerhalb eines Zeitraums von 10^9 Jahren, zusammen gekoppelt sind. Daher wird eine Korrelation zwischen den beobachteten HI-Strukturen und den gemessenen Magnetfeldkomponenten erwartet.

Kapitel 4

Daten

Zur Bestimmung eines Zusammenhangs zwischen der großräumigen Verteilung des Magnetfeldes und des neutralen Wasserstoffs (HI) innerhalb der Milchstraße, werden Daten analysiert die von verschiedenen Autoren gewonnen wurden. Diese sind im einzelnen:

- Die Leiden / Dwingeloo Himmelsdurchmusterung (*Survey*) des galaktischen neutralen Wasserstoffs,
- Sternkataloge mit Polarisationsinformationen,
- Rotationsmaßkataloge galaktischer und extragalaktischer Quellen.

In den folgenden Abschnitten werden die wichtigsten Schritte in der Datenaufnahme und Reduktion sowie Interpretation geschildert.

4.1 Der Leiden Dwingeloo *Survey*

Der *Survey* des neutralen Wasserstoff in unserer Galaxie ist mit dem 25-Meter Radioteleskop in Dwingeloo durchgeführt worden. Die Messung und Auswertung der mit dem Teleskop empfangenen Signale ist die Doktorarbeit von Dap Hartmann (1994, [31]). Durch die Zusammenarbeit mit Peter W.M. Kalberla, der den *Survey* streustrahlungskorrigiert hat, steht dem RAIUB¹ dieser *Survey* als Rohdatensatz zur Verfügung.

In den folgenden Abschnitten werden die wichtigsten Schritte in der Beobachtung und der Datenreduktion diskutiert. Die Ausführungen basieren zum größten Teil auf den Kapiteln 2 und 3 der Doktorarbeit von Dap Hartmann (1994, [31]) und dem entsprechenden Buch “*Atlas of Galactic Neutral Hydrogen*” (Hartmann und Burton, 1997, [32]).

¹Radioastronomisches Institut der Universität Bonn

4.1.1 Der Meßprozeß

Das zur Himmelsdurchmusterung benutzte Teleskop ist eines der ältesten Radioteleskope das derzeit noch im Betrieb ist. Die Beobachtung von Signalen erfolgt über verschiedene Komponenten des Teleskops die sich grob in einen Empfänger (*Frontend*) und Detektor (*Backend*) Bereich unterteilen lassen. Das *Frontend* wurde 1974 als Prototyp für das WSRT² entwickelt und 1981 modifiziert. Es bestand bei der Durchmusterung aus einem FET-Vertärker mit einer Systemtemperatur von ~ 35 K. Das *Backend* zur Signalanalyse ist der Prototyp des Dwingeloo Autokorrelator Spektrometers (**DAS**). Der systematische Aufbau von *Front-* und *Backend* und der Weg des empfangenen Signals bis zum Spektrum ist in Abbildung 4.1 dargestellt.

Bei der Verarbeitung von zeitabhängigen Signalen gibt es prinzipiell zwei verschiedene Möglichkeiten, aus einer zeitabhängigen Spannung ein Leistungsspektrum zu erhalten; zum einem durch Bildung der Fouriertransformierten und anschließendem quadrieren des Signals, zum anderen durch Autokorrelation und Fouriertransformation des Signals. Die ausführliche Diskussion und technische Realisierung beider Verfahren kann bei Hachenberg und Vohwinkel (1982, [33]) nachgelesen werden.

Der in Dwingeloo eingeschlagene Weg entspricht im wesentlichen der zweiten Möglichkeit der Aufnahme eines Leistungsspektrums. Die spektrale Verarbeitung, nach der Mischung des empfangenen Signals auf ein niederfrequentes Frequenzband, erfolgt im Autokorrelator **DAS**, das Leistungsspektrum wird dann mit Hilfe der Fast Fourier Transformation³ gebildet.

In der Wahl der **Bandbreite** des Empfängers muß beachtet werden, daß das Liniensignal des neutralen Wasserstoff bei 1.4 GHz durch verschiedene Relativgeschwindigkeiten entlang des Sehstrahls eine Frequenzverschiebung, durch den Dopplereffekt, erfährt. Damit der gesamte neutrale Wasserstoff unserer Galaxie beobachtbar wird, wurde eine Bandbreite von $\Delta\nu = 5$ MHz gewählt. Mit den 1024 Kanälen des Autokorrelators kann somit ein Geschwindigkeitsbereich von 1055 km s^{-1} mit einer entsprechenden Auflösung von $\Delta v = 1.03 \text{ km s}^{-1}$ beobachtet werden. Der Empfänger wird so eingestellt, daß dem zentralen Kanal ($N = 512$) eine Geschwindigkeit von 0 km s^{-1} entspricht. Hierbei wird die Geschwindigkeit bezüglich des **LSR** (*Local Standard of Rest*) um die Erdbahnbewegung und Bewegung der Sonne von 20 km s^{-1} in Richtung $(\alpha, \delta)_{1900} = (18^{\text{h}}, 30^{\circ})$ korrigiert. Nach allen Schritten der Datenreduktion steht ein Geschwindigkeitsintervall des HI von $[-450, 400] \text{ km s}^{-1}$ zur Verfügung.

² *Westerbork Synthesis Radio Telescope*

³Spezieller Rechenalgorithmus zur Fourier Transformation

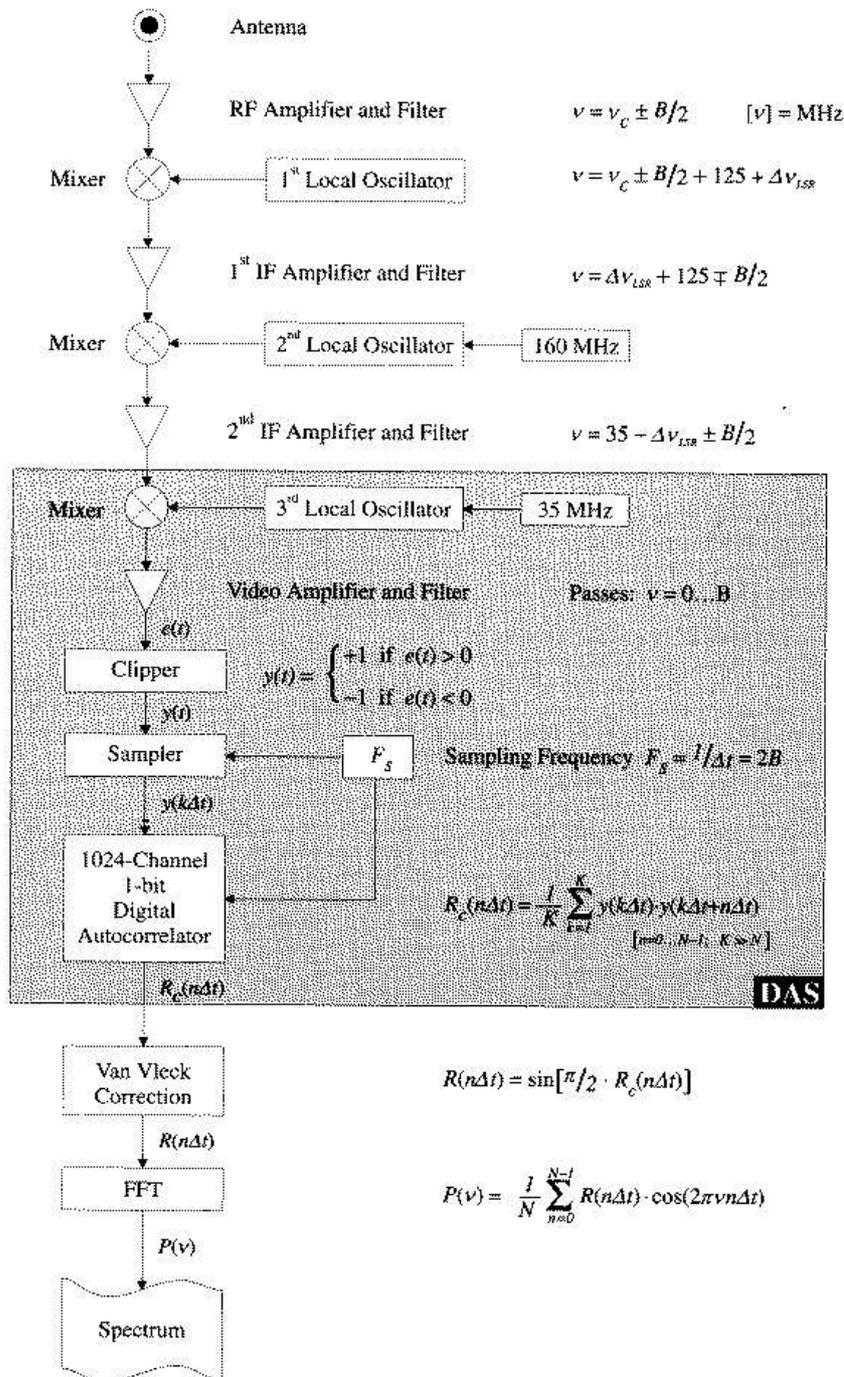


Abbildung 4.1: Schematischer Überblick des *Front-* und *Backend* Bereichs des 25-Meter Teleskops in Dwingeloo (Hartmann, 1994, [31])

Die Dauer der gesamten Durchmusterung hängt von der Wahl der **Integrationszeit** ab. Diese ist abhängig von dem Anspruch, eine hohe Empfindlichkeit bei möglichst kleiner Meßzeit, für jedes Spektrum, zu erreichen. Für die Berechnung der Grenzempfindlichkeit werden die spezifischen Daten des Teleskops ($T_{sys} = 35$ K, $\Delta\nu = 5/1024$ MHz/Kanal, $K_s = \frac{\pi}{2}$ für ein 1-Bit digital Korrelator (Bos, 1993, [34]), in die Radiometerformel

$$\Delta T = T_{rms} = T_{sys} \frac{K_s}{\sqrt{\Delta\nu t_{int}}} \quad (4.1)$$

eingesetzt. Mit einer Integrationszeit von $t_{int} = 180$ s ergibt sich ein angestrebtes $T_{rms} \sim 0.07$ K.

Die bei den **Messungen** aufgenommenen Spektren setzen sich aus dem instrumentellen Rauschen, Signale die über die Nebenkeulen gemessen werden und dem eigentlichen kosmischen Anteil zusammen. Durch das Messen eines Referenzspektrums kann der größte Teil der instrumentelle Effekte aus dem Spektrum entfernt werden. Die dabei auftretenden Probleme werden in den nächsten Abschnitten besprochen.

Bei der Aufnahme des Referenzspektrums **R**, wird der Empfänger auf ein Frequenzintervall abgestimmt, indem keine HI-Linie mehr zu detektieren ist. Der hierbei im allgemeinen verwendete Messzyklus zur Aufnahme eines Spektrums im *frequency switch*-Modus besteht aus vier verschiedenen Einzelmessungen die zur Datenanalyse gebraucht werden:

- Dem (**S**)ignal, das nur aus dem beobachteten Spektrum besteht.
- Dem Spektrum und einer zugeschalteten Rauschdiode mit bekannter Temperatur **S+(N)**oise.
- Aufnahme des Referenzspektrums **R** ohne Signal.
- Die Aufnahme des Referenzspektrums ohne Signal und mit der Rauschdiode **R+N**.

Angesichts der Vielzahl der für jedes Leistungsspektrum aufzunehmenden Spektren wurde ein Zyklus benutzt, der nur die Hälfte der Meßzeit benötigt. Dieser entspricht dem *total power*-Zyklus des Dwingeloo Teleskops, in dem für jedes Spektrum nur **S** und (**S+N**) gemessen wird. Die benötigten Messungen der Referenzspektren werden nicht für jedes Spektrum einzeln aufgenommen, sondern nur noch für einzelne Meßfelder, auf die im nächsten Abschnitt eingegangen wird.

Die **Beobachtung** des von Dwingeloo sichtbaren Himmels ($\delta \geq -30^\circ$) wurde in galaktischen Koordinaten durchgeführt, um mögliche Probleme bei Koordinatentransformationen zu umgehen. Die Durchmusterung des Himmels erfolgte in $5^\circ \times 5^\circ$ großen Feldern bis zu einer galaktischen Breite von $b \leq \pm 85^\circ$. Der Bereich der Polkappen für $b > \pm 85^\circ$ ist separat beobachtet worden. Um die Verteilung des HI vollständig bestimmen zu können,

müßte nach dem *Sampling* Theorem der Himmel in Schritten⁴ von $0^{\circ}3$ beobachtet werden. Dadurch hätten zur Durchmusterung des gesamten Himmels ~ 550.000 Spektren aufgenommen werden müssen. Die so entstandene Beobachtungszeit wäre zu lang gewesen, so daß ein Kompromiß in der Schrittweite der Abtastung gefunden werden mußte. Die Reduzierung der aufzunehmenden Spektren um einen Faktor ~ 2.8 konnte durch die Wahl des Beobachtungsabstands von $0^{\circ}5$ erzielt werden. Die Untersuchung der HI-Verteilung am Himmel erfolgt somit mit einem Abstand, der einem 60%-gem *Sampling* entspricht. Die Einteilung der Mess- beziehungsweise Gitterpunkte entlang der galaktischen Breite ist in jedem Feld konstant ($\Delta b = 0^{\circ}5$). Wobei die Einteilung der Gitterpunkte entlang der galaktischen Länge innerhalb eines Feldes ($b_{min} \leq b \leq b_{min}$) durch

$$\Delta l = 0.1 \frac{5^{\circ}}{\cos b_{min}} \quad (4.2)$$

gegeben ist. Zu Beginn der Messung eines $5^{\circ} \times 5^{\circ}$ Feldes wurden 4 Referenzspektren bei (l_{min}, b_{min}) aufgenommen und abhängig von der Anzahl der beobachteten Gitterpunkte ($N \geq 50$) noch weitere 4 am Ende der Messung bei (l_{max}, b_{max}) .

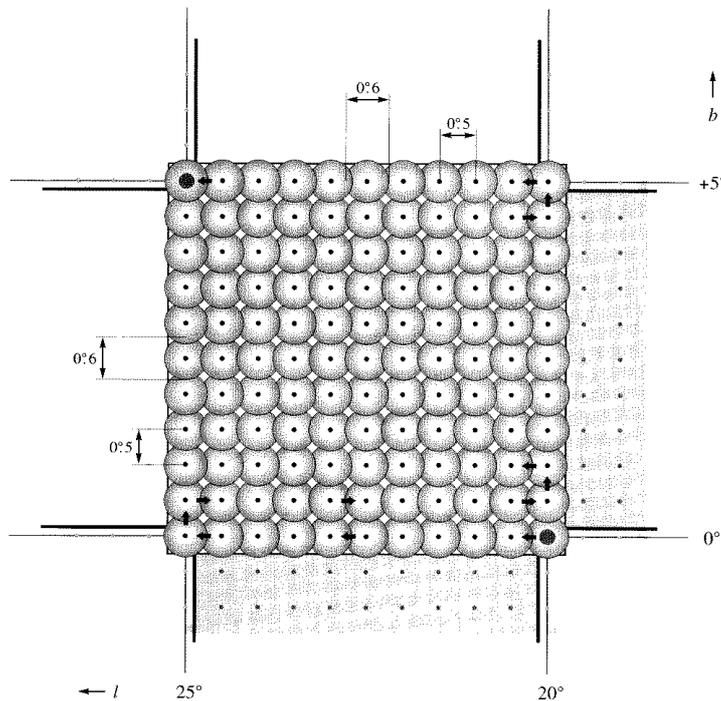


Abbildung 4.2: Darstellung des Messung eines $5^{\circ} \times 5^{\circ}$ Feldes (Hartmann, 1994, [31])

⁴Die Halbwertsbreite der Hauptkeule des Teleskops beträgt bei 1.420 GHz $0^{\circ}6$, das dessen Auflösungsvermögen entspricht.

In der darauffolgenden Messung eines Feldes, wurden die Spektren in umgekehrter Reihenfolge zu der zuletzt gemessenen Richtungen der galaktischen Länge begonnen. Zur Messung eines in Abbildung 4.2 dargestellten Feldes für $0^\circ \leq b \leq 5^\circ$ wurden ~ 9.5 Stunden benötigt.

Während der Beobachtungen sind zusätzlich noch weitere Spektren zur Kontrolle der Richtungsgenauigkeit des Teleskops und zur Kalibration aufgenommen worden. Als *Pointing Check* wurde alle 24 Stunden eine Kontinuumsquelle (Virgo A & Taurus A) beobachtet. Für die **Kalibration** der gemessenen Spektren sind mehrmals täglich zwei IAU-Standardquellen S7 & S8 im *frequenzy-switched mode* beobachtet worden. Hierbei konnte S7 zu jedem Zeitpunkt von Dwingeloo aus beobachtet werden. Zur Bestimmung der Helligkeitstemperatur aus der Antennentemperatur sind als Eichfaktoren die über ein Frequenzintervall ermittelten Leistungen der Standardquellen benutzt worden. Zusätzlich dienten diese Faktoren zur Extinktionskorrektur⁵ in verschiedenen Elevationswinkeln.

Für den gesamten *Survey* ist eine Beobachtungszeit von 5 Jahren benötigt worden. Die Meßzeit für ein Spektrum, inklusive der Korrekturspektren, beträgt 180 s. Die erreichte Grenzempfindlichkeit T_{rms} lag für den gesamten *Survey* bei 0.07 K. Eine komplette Zusammenstellung der *Survey*-Parameter ist am Ende des Kapitels in Form der Tabelle 4.2 gegeben.

4.1.2 Der Weg zum korrigiertem *Survey*

Die ersten Schritte auf dem Weg zum korrigierten Spektrum bestehen aus einer Bandpaßkorrektur und der Umrechnung der gemessenen Intensität auf eine Helligkeitstemperatur. Die Bandpaßkorrektur des gemessenen Signals erfolgte über das Bestimmen der Systemtemperatur T_{sys} mit Hilfe von frequenzverschobenen Referenzspektren. Die Bestimmung der Systemtemperatur

$$T_{sys} = T_{cal} \frac{S}{(S + N) - S} \quad (4.3)$$

wird durch Zuschalten einer Rauschdiode ermittelt. Hierbei wird die aufgenommene Leistung der Rauschdiode mit der tatsächlich eingespeißten Leistung verglichen. Die endgültige Skalierung des Wertes (T_{cal}) erfolgt über die gemessene Leistung der S7 Quelle in einem Geschwindigkeitsbereich von $[-142, 50]$ kms^{-1} mit der tatsächlichen Leistung. Die eigentliche Bandpaßkorrektur der Antennentemperatur

$$T_a = T_{sys} \frac{S - \bar{R}}{\bar{R}} \quad (4.4)$$

erfolgt über die gemittelten Referenzspektren (\bar{R}), die für das entsprechende Meßfeld aufgenommenen wurden. Zur Umrechnung der Antennentemperatur in eine Helligkeit-

⁵Das Strahlungssignal muß bei niedrigen Höhen am Horizont einen längeren Weg durch die Atmosphäre der Erde zurücklegen, infolgedessen erfährt es unter anderem eine unterschiedliche Schwächung vom Abstand zum Zenit.

stemperatur muß der Hauptkeulenwirkungsgrad (*main beam efficiency*) und der Streustrahlungsbeitrag T_{stray} bekannt sein. Die *main beam efficiency* wurde von Hartsuijker et al. (1972, [35]) für 1415 MHz zu $\eta_{mb} = 0.76 \pm 0.03$ bestimmt. Auf den Beitrag der Streustrahlung wird in einem speziellen Abschnitt eingegangen.

$$T_b = \frac{1}{\eta_{mb}} T_a - T_{stray} \quad (4.5)$$

In der weiteren Bearbeitung der Spektren stellte sich heraus, daß im *frequency switch mode* die *Baseline* der Referenzspektren eine Krümmung und Erhöhung des Nullniveaus erfährt, so daß das ermittelte Leistungsspektrum beeinflusst wird. Zur Korrektur diese Effekte ist ein Programm zur *Baseline*-Korrektur entwickelt worden, dessen Funktionsweise nun diskutiert wird. Hierbei erfolgt die *Baseline*-Korrektur durch Auswahl bestimmter Geschwindigkeitsbereiche an die eine *Baseline* angepaßt wird.

Zu Beginn der Korrektur wird das Spektrum verschmiert und der Geschwindigkeitsbereich, in dem der galaktischer Wasserstoff immer zu detektieren ist ($[-25, 25]$ kms⁻¹) herausgenommen. Weitere Geschwindigkeitsintervalle die zur Bestimmung der *Baseline* nicht verwendet werden können, da sie Linienemission oder Interferenzen enthalten, müssen nun iterativ bestimmt werden. Zur Berechnung der Stützstellen ist als Grenzwert eines noch detektierten Signals eine Helligkeitstemperatur von 2σ festgelegt worden. Die Berechnung einer *Baseline* erfolgt nun durch Anpassen eines Polynoms der Ordnung “(Iterationsprozeß + 2)” an den Stützstellen. Nach Anpassen und Subtraktion des Polynoms entsteht ein Spektrum, das wiederum für jeden Kanal untersucht wird. Die unter die 2σ -Grenze fallenden Kanäle werden hierbei als Stützstellen für die nächste Berechnung des Polynoms ausgeschlossen. Diese Iterationsprozedur wurde viermal durchlaufen und an den übrig gebliebenen Geschwindigkeitskanälen ein Polynom vom maximalen dritten Grad angepaßt. Diese so ermittelte *Baseline* wurde dann von dem bandpaßkorrigiertem Spektrum abgezogen. Mit Hilfe dieser Prozedur lassen sich 98 % der Spektren des *Surveys* automatisch bearbeiten. Spektren, in denen Absorption oder eine zu breite Emission enthalten waren, konnten durch den Algorithmus nicht fehlerfrei korrigiert werden, so daß sie individuell bearbeitet werden mußten⁶.

Nach der *Baseline*-Korrektur wurden starke Störsignale in den Spektren sichtbar, die mit Hilfe einer speziellen Methode korrigiert werden mußte. Die Störungen, die als Interferenz-*Spikes* interpretiert werden, treten mit unterschiedlicher Breite auf. Die Korrektur der Interferenz-*Spikes*, deren Breiten größer als die Frequenzauflösung des Autokorrelators sind, erfolgen durch Subtraktion einer an das Spektrum angepaßten sinc-Funktion⁷. Im Vergleich zu den übrigen Spektren verschlechtert sich durch diese Methode das Signal-zu-Rausch Verhältnis und die *Baseline*, auf der eine sinusförmige Schwingung in Form von *Baseline-Ripple* entstand. Darüberhinaus sind Interferenz-*Spikes* mit geringer Breite

⁶Beispiele sind in Richtung des galaktischen Zentrums oder M31 zu finden.

⁷ $\frac{\sin x}{x}$

über eine Mittelung der Nachbarkanäle korrigiert worden.

Die Reduktion der einzelnen Spektren ist mit den angesprochenen Reduktionsschritten prinzipiell abgeschlossen. Doch bei Betrachtung der Mittelungen aller Spektren einer Meßperiode ergab sich eine Überlagerung von sinusförmigen Wellen über den gesamten Geschwindigkeitsbereich. Hierfür wurde zur Korrektur eine Sinusfunktion an die gemittelten Spektren eines $5^\circ \times 5^\circ$ großen Feldes angepaßt und von den Einzelspektren abgezogen. Der *Survey* wurde anschließend bei hohen Geschwindigkeiten visuell auf Anomalien überprüft und Spektren, deren Interpretation der auftretenden Intensitäten fragwürdig erschienen, erneut beobachtet.

4.1.3 Die Streustrahlungskorrektur

Bei der Beobachtung von kosmischen Signalen durch ein Parabol-Radioteleskop läßt sich eine Veränderung der aufgenommenen Signale im Laufe eines Jahres beobachten. Dieser Effekt ist zuerst durch van Woerden (1962, [36]) richtig als Streustrahlung interpretiert worden. Die an einer Position am Himmel gemessene Intensität wird durch Strahlung, die aus anderen Richtungen in das Teleskop einfällt, beeinflußt. Ein Grund für das Auftreten der Streustrahlung ist durch die Konstruktion des Teleskops gegeben, die das Einstreuen von Strahlung aus dem gesamten Raumwinkel ermöglicht. Die Richtungssensibilität über den Raumwinkel einer Antenne wird in Form eines normierten Antennendiagramms $P(\theta, \phi)$ beschrieben. Hierbei wird das Antennendiagramm (*Pattern*) in einen Haupt- und Nebenkeulenbereich unterteilt. Um den Einfluß der Streustrahlung in seiner Größenordnung abschätzen zu können, muß der effektive Raumwinkel der Nebenkeule mit Hilfe der Hauptkeule (*mainbeam*) bestimmt werden. Die Hauptkeule, die das Auflösungsvermögen des Teleskops bestimmt, wird durch die Halbwertsbreite⁸ beschrieben. Diese, hauptsächlich von der Teleskopgröße beeinflußte Größe ist durch

$$\Omega_{mainbeam} = \int_{mainbeam} P(\theta, \phi) d\theta d\phi \quad (4.6)$$

definiert. Der Streufaktor ergibt sich durch das Verhältnis der gemessenen Leistungen der Nebenkeulen mit den über den gesamten Raumwinkel (4π) aufgenommenen Leistungen. Der effektive Raumwinkel der Nebenkeulen wird durch

$$\Omega_{sidelobe} = \int_{4\pi} P(\theta, \phi) d\theta d\phi - \Omega_{mainbeam} \quad (4.7)$$

definiert. Die für das Dwingeloo Teleskop in Tabelle 4.1 aufgeführten Werte zeigen, daß durch Streustrahlung Signale erzeugt werden können, die Größenordnungen von über 10σ erreichen. Die Korrektur der durch Streustrahlung verursachten Signale soll nun besprochen werden.

⁸HPBW, *half-power beam width*. Ein weiteres Maß für die Ausdehnung der Hauptkeule ist das BWFN, das dem Raumwinkel, bei dem die Empfindlichkeit auf -20 dB sinkt, entspricht.

Zur Streustahlungskorrektur des *Surveys* wurde eine Methode, die für das 100m Teleskop in Effelsberg durch Kalberla (1978, [37]) entwickelt wurde, verwendet. Vom mathematischen Gesichtspunkt ist eine Fredholmsche Integralgleichung 2. Art zu lösen. Deren Lösung ist möglich, wenn das Antennendiagramm und ein vollständiger *Survey*, dessen Hauptkeuleneffektivität besser als 50 % beträgt, vorliegt.

Die in der Korrektur zur Faltung mit dem Referenz-*Survey* benutzten Antennendiagramme wurden in zwei unterschiedliche Bereiche aufgeteilt. Zum einen in den *Near Sidelobe*-Bereich (**NSL**) innerhalb von 16° um die Hauptkeule und den *Far Sidelobe*-Bereich (**FSL**) der den restlichen Raumwinkel beschreibt. Das Antennendiagramm für den *Near Sidelobe* wurde durch holographische Messungen bei einer Wellenlänge von 6 cm an den baugleichen Teleskopen des WSRT in Kombination mit Beobachtungen der Quelle Cas A errechnet.

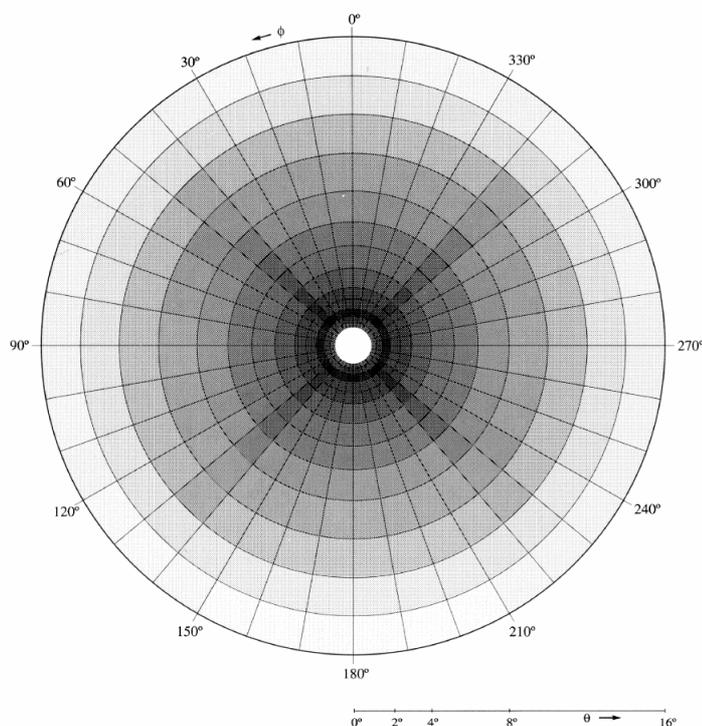


Abbildung 4.3: *Near Sidelobe* Antennendiagramm (Hartmann, 1994, [31])

Die in Abbildung 4.3 zu erkennenden Strukturen lassen sich durch konzentrischen Beugungsringe und deren Störung, bedingt durch die vier Stützbeine des Sekundärfokus, erklären.

Das *Far Sidelobe* Antennendiagramm wurden unter Einbeziehung der Erfahrungen, die am

Effelsberg Teleskop gemacht worden sind, modelliert. Die in der Abbildung 4.4 auffallenden Merkmale lassen sich als Beugung am Spiegelrand (*Spillover Ring*) und Reflektionen an den Stützbeinen, die durch vier Streukegel ($\theta \geq 60^\circ$) auffallen, interpretieren.

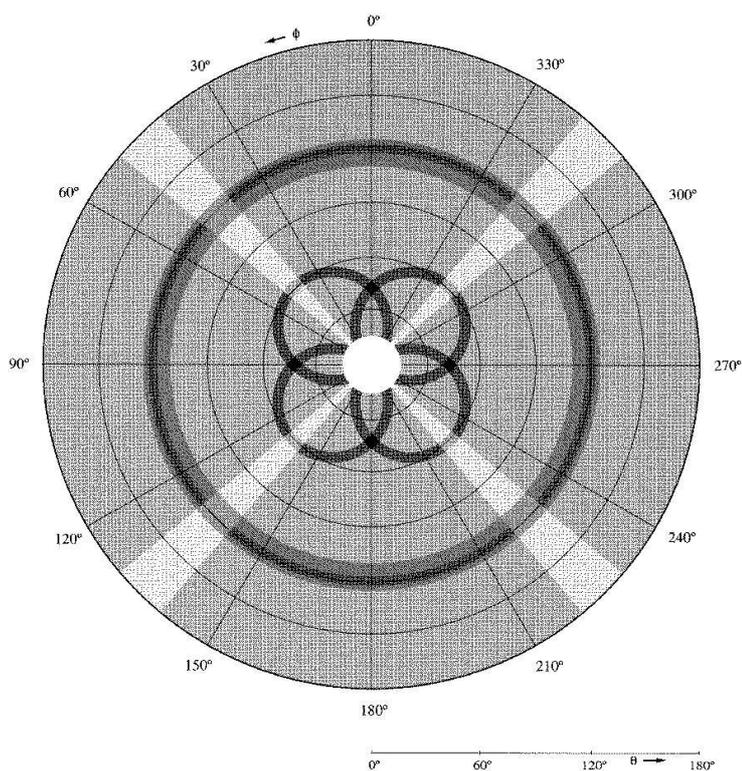


Abbildung 4.4: *Far Sidelobe* Antennendiagramm (Hartmann, 1994, [31])

Die Modelle zur Berechnung des Streustrahlungs Antennendiagramms wurden durch den Vergleich von mehrfach aufgenommenen Spektren feinabgestimmt. Als Beispiel zur Wirkungsweise der Streustrahlungskorrektur wird anhand von zwei Spektren in Richtung des *Lockman Hole* ($l, b = 150^\circ 5, 53^\circ$) illustriert. Die im oberen Teil der folgenden Abbildung 4.5 zu sehenden Spektren wurden zu verschiedenen Zeitpunkten [A, B] aufgenommen und Bandpaßkorrigiert Abbildung 4.5 (a). Die Unterschiede der eigentlich identischen Spektren macht den Bedarf der Streustrahlungskorrektur deutlich. Im Teil 4.5 (b) sind die Spektren nach der (NSL & FSL)-Korrektur zu sehen. Die restlichen Unterschiede der einzelnen Spektren erfordert eine weitere Korrektur auf die im folgenden eingegangen wird.

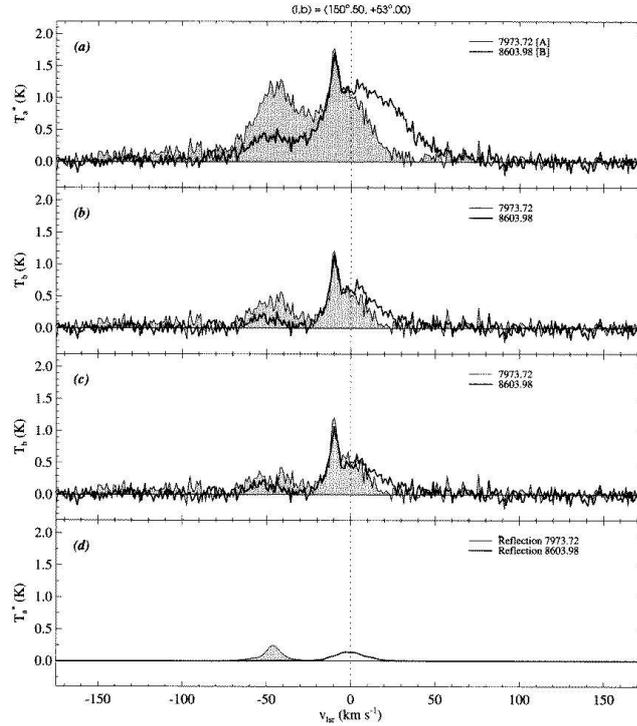


Abbildung 4.5: Spektren zur Streustrahlungskorrektur in Richtung *Lockman hole* (Hartmann und Burton, 1997, [32])

Mit der, im oberen Abschnitt, beschriebenen Korrekturmethode können nur Strahlungsbeiträge korrigiert werden, die aus Beiträgen der Nebenkeulen des Teleskops vom HI der galaktischen Ebene und Reflektionen am Teleskop bestehen. Einflüsse durch Reflektionen am Boden in das Teleskop können durch den verwendeten Algorithmus nicht beseitigt werden. Dieser Effekt (das Wasser Radiowellen sehr gut reflektiert) ist bei den ersten Interferometerversuchen (*sealing interferometer*) benutzt worden. Die Korrektur der entsprechenden Einflüsse läßt sich leider nicht modellieren, da keine Aufzeichnungen über den Feuchtigkeitsgehalt des Bodens aufgenommen wurden. Erschwerend kommt hinzu, daß die Parametrisierung des Einstrahlungswinkels prinzipiell frei wählbar ist und das in die Modellierung der Korrekturen auch Umgebungsstrukturen des Teleskops eingehen müssen (Bäume, Büsche, ...). Um dennoch die auftretende Signale zu kompensieren wird eine *Trial & Error*-Methode zur Berechnung der entsprechenden Profile⁹ angewandt, die eine deutliche Verbesserung der Spektren ergab. Durch Variation des Reflektionswinkels und der Intensität in Abhängigkeit des Azimutwinkels wird versucht, die auftretenden Unterschiede in den Spektren (Abbildung 4.5 (c)) zu reduzieren. Diese entsprechende Korrektur ist in Abbildung 4.5 (d) zu sehen. Die Güte der Korrektur wurden im korrigierten Spektrum

⁹reflection sidelobes-Korrektur, RSL

durch das Verhältnis der Abweichung des T_{rms} des Rauschens (*rms-noise*) für jeden Kanal der Einzelspektren zum gemittelten Spektrum berechnet. Die Korrektur wird abgeschlossen, falls das Verhältnis einen, über den gesamten Geschwindigkeitsbereich, konstanten Verlauf zeigt. Die auf der linken Seite der Abbildung 4.6 zu sehenden Spektren, mit jeweiliger Streustrahlungskorrektur, beziehen sich wieder auf die Beobachtung in Richtung *Lockman Hole*. Die rechte Seite, zeigt die Verhältnisse der *rms-noise* bezüglich der einzelnen Korrekturen.

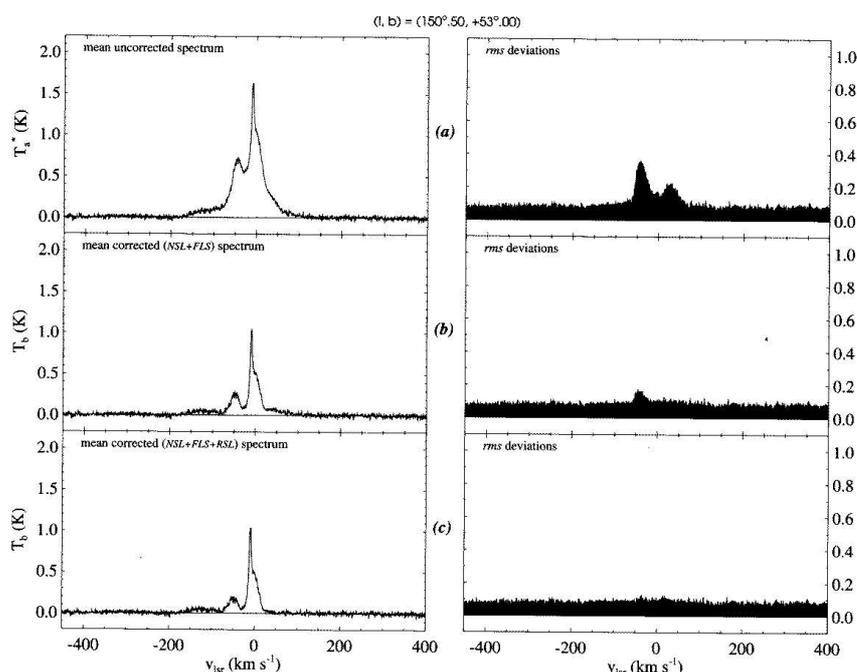


Abbildung 4.6: Streustrahlungskorrekturen in Richtung *Lockman hole*

Die Einflüsse der Streustrahlungskorrekturen an der Gesamtstreustrahlungskorrektur in Richtung des *Lockman hole* werden durch D. Hartmann in der folgenden Tabelle angegeben.

<i>Reflection Sidelobe</i>	6 %
<i>Far Sidelobe</i>	65 %
<i>Near Sidelobe</i>	29 %

Tabelle 4.1: Einflüsse der Streustrahlungskorrekturen

Zusammenfassend ergeben sich durch Streustrahlungskorrektur Unsicherheiten der Heligkeits Temperatur für die Spektren des gesamten *Surveys* bezüglich **FSL** von $\leq 0.1\text{K}$ und für **NSL** von $\leq 2\%$.

4.1.4 *Survey* – Parameter

Bedingt durch die Größe des Projekts ist es unrealistisch, bei der Analyse der Spektren von fehlerfreien Daten auszugehen. Zuzüglich zu den durch die aufgeführten Korrekturen behobenen Fehler können Probleme durch Überkorrektur der Bodenstreustrahlung oder Frequenzinstabilitäten des Oszillators auftreten. In der Interpretation der Daten sollten solche Unsicherheiten beachtet werden. Der Dwingeloo *Survey* erlaubt trotz der Störungen, die Korrekturen nötig machten, im Rahmen seiner Winkelauflösung eine detaillierte Interpretation der Verteilung des neutralen Wasserstoffs in unserer Milchstraße. Zur Kontrolle ob die untersuchten Strukturen, die nur schwach über dem Rauschen liegen, nicht Artefakte darstellen, sollten Strukturen die nur innerhalb einzelner Spektren oder innerhalb von $5^\circ \times 5^\circ$ großen Feldern auftreten, nochmals beobachtet werden.

Die wichtigsten Parameter des Dwingeloo *Survey* ist in der abschließenden Tabelle 4.2 zusammengefaßt (Hartmann und Burton, 1997, [32]).

Anzahl der Spektren	~ 210000
Himmelsüberdeckung	$\delta \geq -30^\circ$
Hauptkeule	$36'$
Δb	0.5
Δl	$\leq 0.5 \sin b$
Anzahl der Kanäle	1024
Δv	1.03 kms^{-1}
v-Intervall	$-450 \leq v_{LSR} \leq +400 \text{ kms}^{-1}$
Systemtemperatur	$\sim 35\text{K}$
σ_{rms}	0.07 K

Tabelle 4.2: *Survey*-Parameter

4.2 Sternlicht Kataloge

Der Katalog über linear polarisierte Sterne ist eine Sammlung unterschiedlichster Untersuchungen von verschiedenen Autoren. Die in den frühen 50 bis 70 Jahren aufgenommenen Daten sind von Mathewson & Ford (1970, [38]) zusammengestellt worden. Die Daten, auf die in dieser Arbeit zurückgegriffen wird, wurden durch zusätzliche Beobachtungen, die 1977 erfolgten, vervollständigt. Eine Aufstellung der dabei in den Katalog aufgenommenen Beobachtungen der verschiedenen Autoren ist der folgenden Tabelle zu entnehmen.

Autor	Anzahl der Sterne der Sterne	Bereich am Himmel
Appenzeller I., 1966	317	$l = 80^\circ$ und $l = 200^\circ$ mit Durchmessern von je 20°
Appenzeller I., 1968	299	$b \geq \pm 70^\circ$ und (l, b) $= ([170^\circ, 120^\circ], \leq \pm 10^\circ)$
Behr A., 1959	545	Nordhimmel mit $b \geq -50^\circ$
Hall J.S., 1958	1545	Nordhimmel mit $b \geq -50^\circ$
Hiltner W.A., 1956	888	Galaktische Ebene vom Nordhimmel
Klare G., Neckel T., 1977	1652	Galaktische Ebene vom Südihimmel
van Smith E.P., 1956	136	Galaktische Ebene vom Südihimmel
Schmidt T., 1968	90	$l = 130^\circ$ mit Durchmesser von 5°
Mathewson D.S., Ford V.I., 1977	1796	kompletter Südihimmel

Tabelle 4.3: Unterschiedliche Polarisationsuntersuchungen

Für die einzelnen Sterne liegen nicht nur Daten über deren Polarisationsgrad und Polarisationswinkel vor, sondern es stehen auch Informationen über Spektraltyp, visuelle Magnitude, Absorption im visuellen (A_V) und Entfernung (über das Entfernungsmodul) zur Verfügung. Auf die Beschreibung der oben aufgeführten Informationen wird an dieser Stelle verzichtet und auf die entsprechende Literatur verwiesen (Unsöld und Baschek, 1988, [1]).

Die gemessene Polarisation der Sterne und deren Polarisationswinkel der unterschiedlichen Autoren sind durch Mathewson und Ford (1971, [38]) verglichen worden. Zusammenfassend kamen sie zu dem Ergebnis, daß bei Beobachtungen gleicher Sterne, von unterschiedlichen Autoren, generell die jeweils gemessenen Werte innerhalb ihrer Fehlergrenzen übereinstimmen. Die maximalen Unterschiede der Polarisationsseigenschaften zwischen den verschiedenen Beobachtungen liegen für den Polarisationsgrad unterhalb von 0.3% und für den Polarisationswinkel bis zu $\sim 10^\circ$.

4.2.1 Meßmethoden

In diesem Abschnitt werden prinzipielle Methoden zur Gewinnung von Polarisationsseigenschaften des Sternlichts vorgestellt. Die zur Messung von Sternlicht herangezogene Definition der Größenklasse (Magnitude) im Zusammenhang mit dem Polarisationsgrad P ist durch

$$\Delta m \simeq 2.172 P \quad (4.8)$$

gegeben (Scheffler, 1988, [39]). Der Polarisationsgrad des Sternlichts entspricht im maximalen Fall $\sim 3\%$ der interstellaren Extinktion A_V (im grünen Spektralbereich). Aus diesem Grunde stellt die Bestimmung von Polarisationsseigenschaften hohe Ansprüche an die

Genauigkeit der Meßmethode. Bei der **photographischen Methode** wird die photographische Emulsion durch einen Doppelspat belichtet. Das Licht, das durch den Doppelspat in senkrecht zueinander stehende Polarisationsrichtungen aufgeteilt wird, kann in zwei Bilder getrennt aufgenommen werden. Der auftretende, systematische Fehler dieser Meßmethode liegt bei einem Wert von $\Delta m \sim 0.^m01$ Magnituden. Eine exaktere Bestimmung ist deshalb nur mit Hilfe von Photomultipliern oder moderner CCD Technik möglich. Die **Einkanal-Gleichstrom-Methode** ist die einfachste und am wenigsten störanfällige Methode. Sie wurde zum Beispiel bei den Messungen des Katalogs von Hiltner (1956, [40]) verwendet. Bei dieser Methode wird in den Strahlengang zum Sternphotometer ein Analysator (meist Polaroidfolie) eingebaut, der bei verschiedenen Positionen fixierbar ist. Abhängig von den Positionen des Analysators, wird der Polarisationsgrad durch die minimale und maximale Intensität über

$$\Delta m = 2.5 \log\left(\frac{I_{\parallel}}{I_{\perp}}\right) \quad (4.9)$$

bestimmt. Die Strahlungskomponente parallel zur Polarisationsrichtung entspricht hierbei der maximalen Intensität. Der Polarisationswinkel ist dann durch die Ausrichtung des Analysators in der maximale Intensität beobachtet wird gegeben. Nachteile in der Genauigkeit dieser Methode ergeben sich durch die Szintillation der Erdatmosphäre. Dadurch entstehende, kurzfristige Intensitätsschwankungen ergeben einen systematischen Fehler bei der Bestimmung der Polarisations-eigenschaften. Die mit dieser Methode erzielte Genauigkeit liegt bei $\sim 0.^m003$. Eine höhere Genauigkeit ergibt sich durch das meist benutzte **Zweikanal-Wechsellicht** Verfahren. Hierbei wird das Licht in zwei Anteile verschiedener Polarisierung durch ein Wollaston-Prisma¹⁰ aufgeteilt und mit zwei Photometern separat gemessen. Damit nicht nur zwei Komponenten mit dem festen Ausrichtungswinkeln der Apparatur gemessen werden, müßte das gesamte Gerät gedreht werden. Eine bessere Methode wird durch das Einbauen einer drehbaren $\lambda/4$ -Platte vor das Wollastonprisma erreicht. Die so beobachtete Intensität des Lichts besitzt eine zeitliche Änderung, die der Winkelgeschwindigkeit der $\lambda/4$ -Platte entspricht. Die mit dieser Methode erzielten Meßgenauigkeiten liegen bei $\sim 0.^m0003$.

4.3 Rotationsmaße

Die Bestimmung der Rotationsmaße erfolgt durch die Untersuchung von linear polarisiertem Licht bei unterschiedlichen Wellenlängen. Die Messung der Polarisationswinkel und die auftretenden Probleme in der Bestimmung der Rotationsmaße sollen im folgenden besprochen werden.

¹⁰Dieses Prisma ist aus zwei dreieckig, rechtwinklig geschliffenen Prismen aus Kalzit zusammengesetzt, deren optische Achsen senkrecht zueinander und zur Strahlrichtung stehen, so daß ein Lichtstrahl in zwei orthogonale Polarisationskomponenten aufgeteilt wird.

4.3.1 Bestimmung von Rotationsmaßen

Die Rotationsmaße werden prinzipiell durch den linearen Zusammenhang zwischen dem Polarisationswinkel und dem Wellenlängenquadrat bestimmt. Mittels linearer Regression ist das Rotationsmaß durch die Steigung der Geraden bestimmt. Der Achsenabschnitt bei $\lambda^2 = 0$ entspricht dann der intrinsischen Polarisation der Quelle.

Die Messungen von linear polarisierter Strahlung durch ein Polarimeter erfolgt durch Zerlegung der Strahlung in zirkular polarisierte Teilwellen. Die einzelnen Teilwellen und deren Mischprodukte können in Form der Stokesparameter an den Ausgängen des Polarimeters gemessen werden (Hachenberg und Vohwinkel, 1982, [33]). Die eindeutige Bestimmung des Polarisationswinkels ist im allgemeinen nicht möglich. Um diese Problem zu erläutern, wird die Beschreibung von polarisierter Strahlung mit Hilfe der Stokesparameter im folgenden besprochen.

Beliebig polarisierte Strahlung läßt sich mit Hilfe von 4 Stokesparametern beschreiben. Vollständig linear polarisierte Strahlung läßt sich durch die Stokesparameter I , Q und U komplett beschreiben. Linear polarisierte Strahlung kann als Superposition einzelner Teilwellen verstanden werden. Mit den entsprechenden Strahlungsflüssen dieser Wellen (S_x, S_y) ergibt sich der Polarisationsgrad P durch die Stokesparameter

$$I = S_x + S_y = S \quad (4.10)$$

$$Q = S \cos(2\phi) \quad (4.11)$$

und

$$U = S \sin(2\phi) \quad (4.12)$$

zu

$$P = \frac{\sqrt{Q^2 + U^2}}{I} \quad (4.13)$$

(Rohlfis und Wilson, 1996, [7]). ϕ entspricht dem Polarisationswinkel des linear polarisierten Strahlungsfelds.

Aus der Division der Gleichungen Stokes U durch Q kann der Polarisationswinkel bestimmt werden. Das symmetrische Verhalten des Tangens um $(n \times \pi)^{11}$ ergibt eine Mehrdeutigkeit in der Bestimmung des Polarisationswinkels. Infolge dessen besitzt die Bestimmung des Rotationsmaß Freiheitsgrade, die eine eindeutige Interpretation des abgeleiteten Magnetfelds erschweren.

¹¹für $n = (0 \pm 1 \pm 2 \dots)$

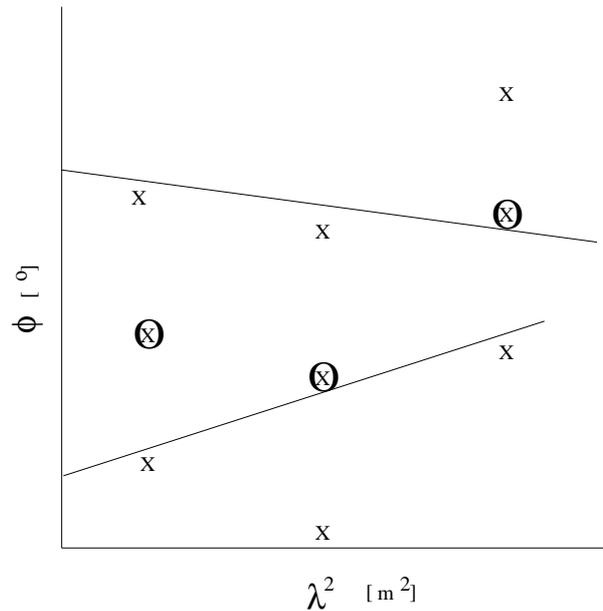


Abbildung 4.7: Rotationsmaßbestimmung

In der Abbildung 4.7 ist die Mehrdeutigkeit in der Bestimmung der Rotationsmaße anhand zwei verschiedener Geraden mit unterschiedlicher Steigung illustriert. Die drei gemessenen Werte (\otimes) des Polarisationswinkels ϕ zu einer Wellenlänge entsprechen der $(\pm 1 \times \pi)$ -Mehrdeutigkeit. Zur Bestimmung der Rotationsmaße sind unterschiedliche Algorithmen benutzt worden, die im nächsten Abschnitt besprochen werden.

4.3.2 Kataloge im Vergleich

Die Rotationsmaßkataloge der extragalaktischen Quellen standen für diese Arbeit elektronisch nicht zur Verfügung, so daß sie aus den Literaturdaten redigitalisiert werden mußten.

Die in verschiedenen Katalogen aufgeführten Polarisationswinkel entsprechen einem Sammelorium aus Literaturdaten oder wurden durch die Autoren selbst gemessen. Die vier Rotationsmaßkataloge unterscheiden sich zusätzlich durch die beobachteten Objekte oder den zur Bestimmung der Rotationsmaße benutzten Algorithmus. Drei Kataloge beinhalten Rotationsmaße von extragalaktischen Quellen (Galaxien, HII-Regionen, ...) und einer Rotationsmaße von galaktischen Quellen (Pulsaren).

In dem Katalog von **Tabara & Inoue** (1980, [41]) wurden ausschließlich RM von Quellen, berechnet deren Polarisationswinkel innerhalb eines Wellenlängenintervalls von 6–31 cm bekannt waren. Es wurde eine lineare Regression mit mindestens drei Werten durchgeführt, wobei die Polarisationswinkel mit dem Quadrat ihres Fehlers gewichtet wurden. Bei Quellen, die keine Angabe über den Fehler des Polarisationswinkels besitzen, wurde ein Fehler aus dem Fehler des Polarisationsgrad abgeschätzt. Um die Mehrdeutigkeit in

der Bestimmung der RM zu umgehen, wurden aus physikalischen Erwägungen von der galaktischen Breite abhängige obere Grenze der RM festgelegt. Für galaktische Breiten bis $\cot |b| < 2$ wurde eine obere Grenze in der Rotationsmaße von 200 rad m^{-2} festgelegt. In höheren galaktischen Breiten ist die obere Grenze des Rotationsmaß durch $100 \cot |b| \text{ rad m}^{-2}$ bestimmt. Die Qualität der Rotationsmaße und des intrinsischen Polarisationswinkels wurde abschließend mit Hilfe eines χ^2 -Tests ermittelt.

In dem Katalog von **Simard-Normandin et al.** (1981, [42]) wurden Polarisationsdaten von extragalaktischen Quellen im cm-Wellenlängenbereich bis $\sim 3.7 \text{ cm}$ verwendet. Die Bestimmung der RM erfolgt durch ein Programm in 6 Schritten, in dem Polarisationswinkel iterativ aus der Berechnung ausgeschlossen oder gemittelt wurden. Bei jedem Schritt wurde durch die neu entstandenen Werte eine Gerade mit der entsprechenden Steigung bestimmt.

1. Daten die bei einer Wellenlänge von $\lambda > 32 \text{ cm}$ aufgenommen wurden, sind nicht genutzt worden.
2. Ist die Differenz der Wellenlängenquadrate der beobachteten Daten kleiner als 10^{-3} m^2 , so sind die entsprechenden Polarisationsgrade gemittelt worden.
3. Die Polarisationsgrade, die nicht gemittelt wurden und deren Polarisationsgrad $P(\lambda) < 0.25 P_{max}$ betrug, wurden zur Berechnung nicht weiter benutzt. Entsprachen alle Polarisationsgrade diesem Kriterium, wurde direkt zu Schritt 5 gesprungen.
4. Schritt 2 wurde für den neu entstandenen Datensatz, der teilweise gemittelten Werte wiederholt.
5. Falls zu einer maximalen Polarisation einer Wellenlänge noch Beobachtungen existierten deren Wellenlänge kleiner war, so wurde dieser nicht benutzt.
6. Wurde der entstandene Datensatz erneut modifiziert, wiederholte sich die Prozedur ab Schritt 2.

Die aus dieser Prozedur entstandenen Daten für jeweils eine Quelle werden als Grundlage zur Berechnung des resultierenden RM benutzt. Dies erfolgt wiederum automatisch durch lineare Regression in den Grenzen der RM von $\pm 1000 \text{ rad m}^{-2}$. Wurden bei der Berechnung der RM diese Grenzen überschritten, erfolgte die Bestimmung der RM für die entsprechende Quelle "per Hand". Die Qualität der Rotationsmaße wurde auch diesmal mit dem χ^2 -Test bestimmt.

Der Katalog von **Brotten et al.** (1988, [27]) besteht aus ständig aktualisierten Literatur-Rotationsmaßen verschiedener Autoren. Auf eine detaillierte Beschreibung des Katalogs wird hier nicht eingegangen, da die aufgeführten RM zu ($\sim 80\%$) den Rotationsmaßdaten von Simard-Normandin et al. entsprechen.

Auf die Bestimmung der Rotationsmaße von Pulsaren wird im Katalog von **Taylor et al.**

(1993, [43]) nicht eingegangen. Ein prinzipieller Unterschied in der Bestimmung der Rotationsmaße liegt in der Berechnung des Polarisationswinkels. Dieser wird durch Mittelung der Polarisationswinkel einer festen Wellenlänge von mehreren Pulsarspektren berechnet. Die spätere Bestimmung der Rotationsmaße erfolgt wieder mit Hilfe der linearen Regression.

Kapitel 5

Sternpolarisation und der neutrale Wasserstoff

In diesem Kapitel wird ein Vergleich zwischen der großräumigen Verteilung des neutralen Wasserstoffs (HI) und den Polarisations-eigenschaften von Sternen am Himmel durchgeführt.

Der Dwingeloo *Survey* kann nach Zusammenfügen aller Einzelspektren, als Datenkubus benutzt werden, dessen drei Koordinaten der galaktischen Länge, Breite und einer Geschwindigkeitsinformation entsprechen. Eine zwei-dimensionale Darstellung des HI erfolgt durch verschiedene Schnitte durch den Datenkubus. **Ort-Geschwindigkeits-Diagramme** entstehen durch Schnitte entlang der Geschwindigkeitsachse und einer Ortskoordinate. Wird dagegen ein Schnitt bei einer festen Geschwindigkeit durch den Datenkubus gelegt, ergibt sich die sogenannte **Kanalkarte**. Die Darstellung und Analyse des neutralen Wasserstoff erfolgt ausschließlich in Form der Kanalkarten.

Die Untersuchung der HI-Verteilung mit den, im Sternkatalog zur Verfügung stehenden, Informationen erfordert eine Darstellung der Polarisation der Sterne, die den Vergleich der Daten ermöglicht. Hierzu werden unterschiedliche Ansätze der Darstellungsformen im kommenden Abschnitt diskutiert.

5.1 Darstellung der Polarisationsvektoren

Der Himmel wird, entsprechend der Darstellung des HI, durch ein rechtwinkliges Koordinatensystem (siehe Abbildung 5.1) in galaktischer Länge l (*longitude*) und galaktischer Breite b (*latitude*) beschrieben. Der erste Schritt zur Veranschaulichung der Polarisationsvektoren der Sterne erfolgt durch Linien gleicher Länge, in deren Mittelpunkt der Stern selbst liegt. Diese Darstellung der Polarisation als Projektion auf die Himmelsebene wurde in der Abbildung 5.1 benutzt. Großräumige Strukturen zeigen sich durch systematische Ausrichtung der Linien, die sich dadurch von den übrigen Polarisationsvektoren abheben.

Die auffälligste Struktur zeigt eine Konzentration von parallel verlaufenden Vektoren entlang der galaktischen Ebene. Eine Störung dieses Verhaltens bei $l \sim 35^\circ$ weist zusätzlich auf eine systematische Ausrichtung der Polarisation bis hin zu hohen positiven galaktischen Breiten ($b \geq 8$). Die Unterbrechungen bei $l \sim 95^\circ$, $l \sim 155^\circ$ und $l \sim 220^\circ$ deuten hingegen auf keine großräumigen Strukturen hin. Im Bereich von $(l, b) = (\geq 250^\circ, \leq 50^\circ)$ heben sich mehrere kleinere Strukturen schwach hervor, die eine systematische Ausrichtung in Form eines konkaven Bogens andeuten.

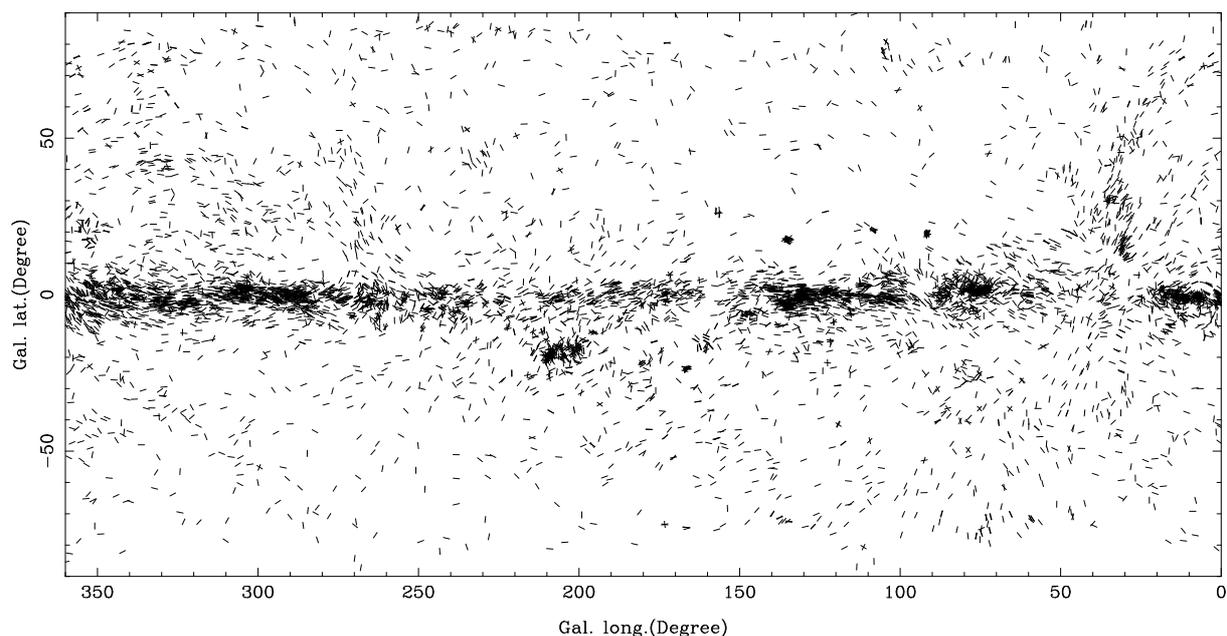


Abbildung 5.1: Darstellung der Polarisation durch gleichlange Vektoren

Zur besseren Bestimmung der beschriebenen, großskaligen Strukturen wird im nächsten Schritt zur Darstellung der Polarisation eine zusätzliche Information eingehen. Der dazu gewählte Polarisationsgrad bestimmt nun die Länge der Polarisationsvektoren. Eine deutliche Zunahme von ausgeprägten Strukturen ist durch diese Darstellung nicht beobachtet worden. Durch Unterteilung des Wertebereichs des Polarisationsgrades konnte ein erheblicher Zugewinn an sichtbar werdenden großräumigen Strukturen erzielt werden. Hierbei wurden Sterne, die einen Polarisationsgrad von unter 0.08 % besitzen, nur als Punkte gezeichnet. Die Bestimmung des Polarisationswinkels von schwach polarisierten Sternen im Vergleich zu stärker polarisierten Sternen ist mit einem größeren Fehler behaftet, so daß diese Unterteilung des Polarisationsgrades zur Darstellung von großskaligen Strukturen am Himmel durchaus sinnvoll erscheint. Darüber hinaus wird der Polarisationsgrad zusätzlich in zwei Bereiche unterteilt, um eine zusätzliche Aussage über die relative Polarisation der Sterne untereinander treffen zu können. Liegt der Polarisationsgrad in einem

Bereich von $0.08\% \leq P \leq 0.6\%$, so wird der Polarisationsvektor durch dünne Linien und entsprechend oberhalb von 0.6% durch dicke Linien dargestellt (siehe Abbildung 5.2). Die Einteilung des Wertebereichs wurde äquivalent zu der von Mathewson & Ford (1971, [38]) gewählt, so daß ein Vergleich der in der Arbeit entwickelten Prozedur zur Darstellung der Polarisationsvektoren der Sterne gewährleistet ist.

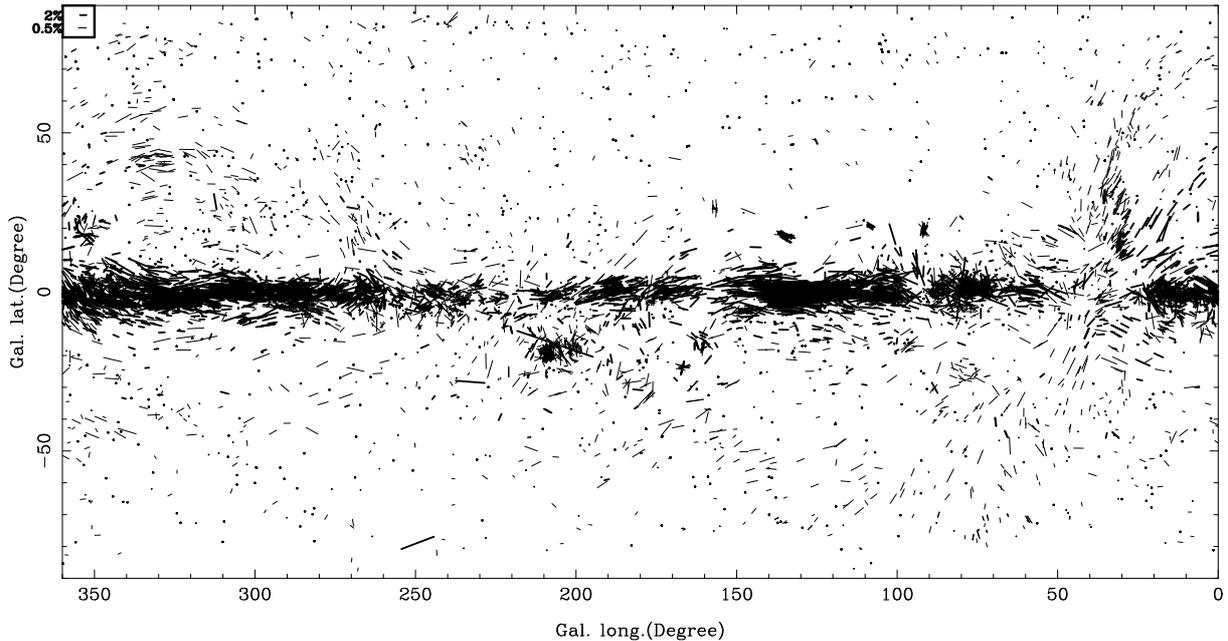


Abbildung 5.2: Darstellung des Sternkatalogs mit Längen gewichtet proportional zum Polarisationsgrad (Polarisationsvektoren für 2% und 0.5% Polarisationsgrad als Referenz zusätzlich dargestellt), äquivalente Darstellungsform zu Mathewson & Ford (1971, [38]).

Im Vergleich mit der Abbildung 5.1 fallen durch diese Wahl der Darstellung eine Abnahme der Polarisationsvektoren in hohen galaktischen Breiten auf. Demgegenüber sind die meisten stärker polarisierten Sterne innerhalb kleiner galaktischer Breiten zu finden. Diese Gegebenheit kann durch die erhöhte Staubkonzentration innerhalb der galaktischen Scheibe erklärt werden, die ihrerseits zu einem höheren Polarisationsgrad des Sternlichts auf dem Weg zum Beobachter führt. Zusätzlich werden jetzt Strukturen hervorgehoben, die anfänglich nur schwach oder gar nicht zu beobachten waren. So kann nun auch von der Störung bei $l \sim 35^\circ$ eine Struktur, die zu hohen negativen Breiten hin verläuft, beobachtet werden. Hierdurch wird eine "Eckenstruktur" bei $l \sim 35^\circ$ und $b \sim -20^\circ$ angedeutet. Zusätzlich zu den oben angesprochenen Strukturen wird im Bereich $(l, b) = (\leq 200^\circ, \leq 0^\circ)$ eine schwache Ausrichtung beobachtet.

In Verbindung mit den, über den Himmel verteilten, systematischen Ausrichtungen ist

eine sinusförmige Struktur über den gesamten Bereich der galaktischen Länge schwach zu erkennen. Ein Interpretationsversuch dieser großskaligen Ausrichtungen als Magnetfeldlinien legt nahe, daß die Störung bei $l \sim 35^\circ$ als “magnetischer Pol” zu deuten wäre. Die genaue Bestimmung der galaktischen Länge des Pols erfolgte durch Spoelstra (1977, [17]) zu $l = 39.1^\circ$. Ein zweiter “magnetischer Pol” läßt sich aus den Polarisationsdaten nicht zwingend ableiten. Dieser wäre bei einem symmetrischen Verlauf des Magnetfelds am Himmel bei einer galaktischen Länge von $l \sim 220^\circ$ zu erwarten (siehe Abbildung 5.3).

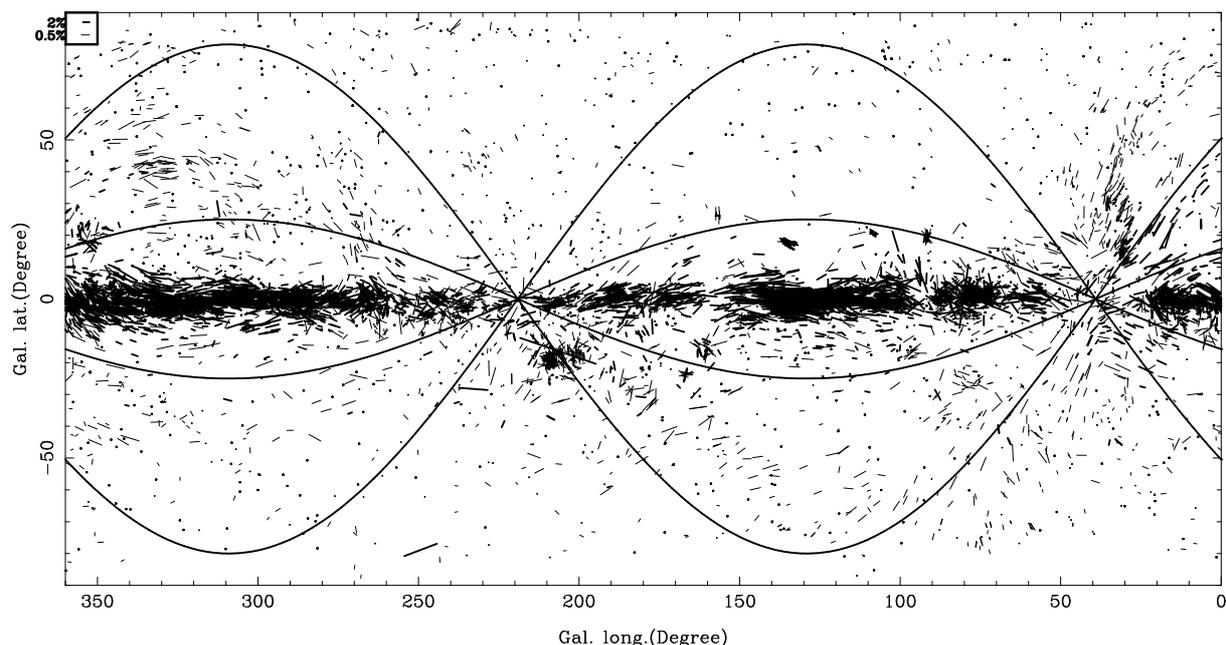


Abbildung 5.3: Darstellung des Sternkataloges mit symmetrischem Magnetfeldlinienverlauf, der eine bessere Bestimmung von großräumigen Ausrichtungen der Polarisationsvektoren ermöglicht.

Die hier über die Polarisationsvektoren gezeichneten Funktionen weisen auf einen teilweisen Zusammenhang, mit den vom “magnetischen Pol”, auslaufenden Strukturen hin. Die Ausrichtungen, die vom “magnetischen Pol” bei $l \sim 40^\circ$ zu hohen negativen und positiven Breiten auslaufen, stimmen mit der Funktion gut überein. Der angenommene zweite Pol deutet sich durch keine derartigen Strukturen an, obwohl jedoch eine schwache Unterbrechung der parallelen Ausrichtungen in der Ebene zu beobachten ist. Die Funktionen zeigen jedoch, daß ein symmetrischer Verlauf der Ausrichtung der Vektoren entlang der galaktischen Länge nicht existiert. In die, durch die Funktionen eingeschlossenen, Bereiche fallen zwei Gebiete ($200^\circ > l > 50^\circ, b > 0^\circ$) und ($360^\circ > l > 200^\circ, b < 0^\circ$) auf, in denen nur ein geringer Teil des Sternlichts systematisch ausgerichtet, beziehungsweise polarisiert, ist.

5.2 Vergleich mit HI Strukturen

Zur Darstellung des HI-Datenkubus wurde ein bereits existierendes Programm so modifiziert, daß es möglich war, einzelne Kanalkarten sowie kleinere Kuben aus dem Dwingeloo *Survey* zu extrahieren. Darüber hinaus bestand die Möglichkeit, aus dem Datenkubus Bilder aus gemittelten Werten zu erstellen. Die Mittelung der Werte konnte im Rahmen des gemessenen Wertebereichs über jede Koordinate durchgeführt werden.

Die so abgeleiteten Bilder oder Unterkuben sind in einem speziellen Datenformat aus dem Kubus rausgeschrieben worden. Das verwendete **FITS**¹-Format wird seit den frühen achtziger Jahren benutzt, um große Datenmengen besser verwalten zu können. Die Standardisierung dieses Datenformats ermöglicht eine Analyse der Daten mit jeder Astronomischen Standard-Software.

Die Untersuchung der HI-Verteilungen mit den Polarisationsvektoren der Sterne am Himmel erfolgt über den gesamten Geschwindigkeitsbereich des Dwingeloo *Surveys* in Kanalkarten. Die Unterteilung des neutralen Wasserstoffs in die folgenden Geschwindigkeitsintervalle hat keine einheitlich festgelegten Grenzen, sondern soll eine Abschätzung zur Zuordnung des HI liefern.

- Der *Low Velocity*-Bereich entspricht den Linienkomponenten, die im Spektrum in der Nähe der **LSR**-Geschwindigkeit (0 km s^{-1}) liegen. Die Abweichung vom LSR wird durch die galaktische Rotation hervorgerufen, so daß sich ein Geschwindigkeitsintervall von -25 bis $+60 \text{ km s}^{-1}$ ergibt (Burton und Elmegreen, 1991, [44]).
- Der *Intermediate Velocity*-Bereich erstreckt sich von -100 bis -25 km s^{-1} . Die Unterscheidung zum LV-Bereich ergibt sich durch Komponenten die bei einem Geschwindigkeitsunterschied von $\Delta\nu \sim 15 \text{ km s}^{-1}$ zum LSR im Spektrum beobachtbar sind.
- Der *High Velocity*-Bereich entspricht dem Geschwindigkeitsintervall von -210 bis -100 km s^{-1} in dem Linienkomponenten in Form von Gaußkurven in den Spektren zu beobachten sind. Hierbei unterscheiden sie sich deutlich vom LV- und IV-Bereich dadurch, daß sie sich von deren Geschwindigkeitsbereichen abgesetzt haben.

Die einzelnen Geschwindigkeitsbereiche sind separat untersucht worden, hierbei ergab sich im HV-Bereich keine Übereinstimmung zwischen Sternpolarisation und HI-Daten. Die im IV-Bereich anfangenden Hinweise auf HI-Teilstrukturen, die mit den optischen Polarisation assoziiert, erscheinen erstrecken sich bis in den LV-Bereich, so daß dieser primär untersucht wurde. Die Beschreibung von großskaligen HI-Strukturen in Verbindung mit Sternpolarisation erfolgt im LV-Bereich, in einem Geschwindigkeitsintervall von -11 bis $+11 \text{ km s}^{-1}$. Die hierbei auffallenden HI-Filamente, die mit Polarisationsstrukturen assoziiert erscheinen, treten in typischen Geschwindigkeitsintervallen von 5 bis 10 km s^{-1} auf.

¹*Flexible Image Transporting System*

Im ersten Schritt sind die Kanalkarten mit dem gesamten Polarisationskatalog verglichen worden. Auffällige Assoziationen wurden in einem weiteren Schritt mit Sternpolarisation unterschiedlicher Abstandsintervalle verglichen. Durch die spezielle Lage der Sonnenumgebung innerhalb der galaktischen Scheibe, konzentriert sich die Verteilung der Sterne, mit größer werdenden Abständen, in einen Bereich um $b \sim \pm 8^\circ$. Zum Vergleich von Strukturen, mit Ausdehnungen bis hin zu hohen Breiten, der beiden Karten wurden Sterne bis zu einer Entfernung von 1 kpc gewählt. Die deutliche Differenzierung der Sterne der galaktischen Ebene und derer in hohen galaktischen Breiten durch die Wahl der oben angesprochenen Entfernung, wird in den Darstellungen im Anhang A (Abbildung A.1 & A.2) deutlich. Im folgenden werden Kanalkarten besprochen, in denen Strukturen in der Polarisation und des neutralen Wasserstoffs gemeinsam auftreten. Polarisationsstrukturen, die im Bereich des Südhimmels ($\delta < -30^\circ$) zu sehen sind, können durch die fehlende Überdeckung im Dwingeloo *Survey* nicht verglichen werden. Zur besseren Übersicht, sind größere Darstellungen der folgenden Kanalkarten, sowie eine Farbkodierung der HI-Temperatur im Anhang A aufgeführt. Die, in den folgenden Abbildungen zu sehenden, HI-Karten wurden logarithmisch skaliert und schwarz-weiß dargestellt. Die untere Grenze des Wertebereichs entspricht 3σ der Grenzempfindlichkeit des Dwingeloo *Surveys*. Die Höhe der HI-Intensität, in Form der Temperatur in K, ist durch die Graustufen des Balkens am rechten Rand der Abbildungen nachvollziehbar.

Durch das Aufeinanderlegen der Polarisationskarten auf die HI-Kanalkarten fallen verschiedene Gebiete auf, sie werden anhand von zwei Kanalkarten exemplarisch besprochen.

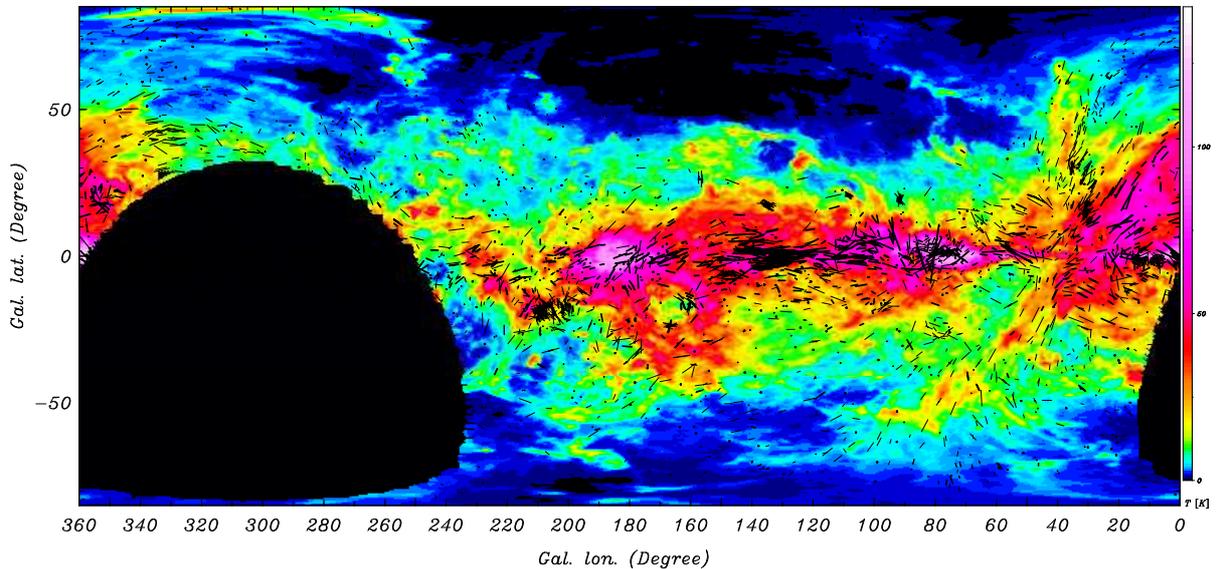


Abbildung 5.4: Polarisation ($d \leq 1$ kpc) und HI ($1 \leq v_{LSR} \leq 2$ km s $^{-1}$)

Die angesprochenen Strukturen der Polarisation sind in der Verteilung des neutralen Wasserstoffs in Abbildung 5.4 wiederzufinden: Zum einen bilden sich schmale Filamentstrukturen parallel zur Ausrichtung der Polarisationsvektoren aus, andererseits wird ein Bereich

mit gleich bleibender HI-Temperatur durch die Polarisationsausrichtungen eingefaßt. Ausgehend von dem “magnetischen Pol” der sich auch im neutralen Wasserstoff beobachten läßt, sind die in Polarisation auffallenden Strukturen zu hohen negativen und positiven galaktischen Breiten durch HI-Filamente deutlich zu erkennen. Im HI ist zusätzlich, bei positiver Breite, ein zweites Filament zu erkennen, das in Polarisation erst durch das Übereinanderlegen der Karten getrennt erscheint ($l \sim 40^\circ$).

Die besprochene “Eckenstruktur” bei $l = 35^\circ$ und $b = -20^\circ$ ergibt sich auch in HI, indem die Polarisationsausrichtungen die Grenze zu höheren Intensitäten des HI markieren.

Im Gebiet von $l > 280^\circ$ und $b > 0^\circ$ sind schmale filamentartige Strukturen sowie ein breiter Bereich des HI mit den Ausrichtungen der Polarisationsvektoren assoziiert. Die auftretenden Filamente, die wie Magnetfeldlinien erscheinen, sind bei negativen Geschwindigkeiten am besten beobachtbar. Weitere Strukturen sollen anhand der folgenden Abbildung 5.5 besprochen werden.

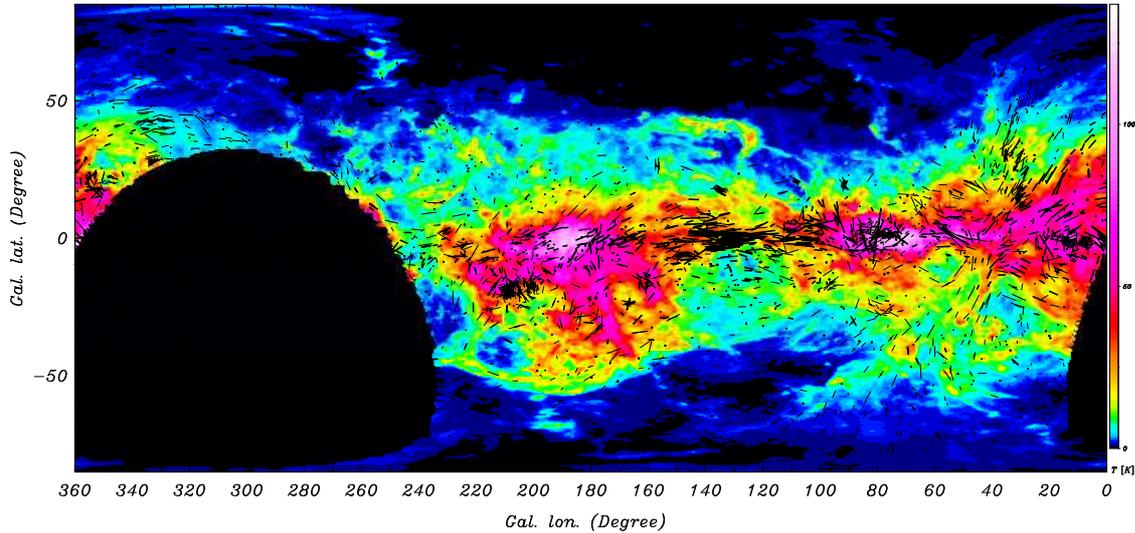


Abbildung 5.5: Polarisation ($d \leq 1$ kpc) und HI ($5 \leq v_{LSR} \leq 6$ km s $^{-1}$)

Hierfür wurde eine Kanalkarte bei einer Geschwindigkeit ~ 5.5 km s $^{-1}$ gewählt, um auf zusätzlichen Assoziationen aufmerksam zu machen. Auffallend ist hierbei eine runde Struktur mit Durchmesser von $\sim 10^\circ$, deren Mittelpunkt bei $(60^\circ, -10^\circ)$ liegt, hier sind die Polarisationsvektoren entlang des HI ausgerichtet.

Eine schalenförmige Struktur in HI zwischen $160^\circ < l < 230^\circ$ und $-50^\circ < b < -25^\circ$ ist, bedingt durch die Anzahl der Vektoren, nur schwach mit den Polarisationsvektoren assoziiert.

An den Unterbrechungen der parallelen Ausrichtung entlang der Ebene bei $l \sim 100^\circ$ und $l \sim 160^\circ$ deuten sich fingerförmige HI-Filamente in der Größe von 5° in einem Geschwindigkeitsbereich von $6 \leq v_{LSR} \leq 10$ km s $^{-1}$ schwach an.

Zusätzlich entstehen im Bereich von $80^\circ < l < 160^\circ$ und $-50^\circ < b < -10^\circ$ bei negativen Geschwindigkeiten bis $\sim -7 \text{ km s}^{-1}$ schmale Filamente die, aufgrund der geringen Anzahl der Vektoren, nur schwach assoziiert erscheinen.

Die im vorhergehenden Teil angesprochenen HI Filamente und Schalen, die in Kanalkarten bei fester Geschwindigkeit zu sehen sind, weisen auf einen räumlichen Zusammenhang mit linear polarisiertem Sternlicht in einer Entfernung von 1 kpc hin. Als Konsequenz daraus, wird nun in der folgenden Untersuchung versucht, die Verteilung des neutralen Wasserstoffs in einer Umgebung von 1 kpc zu bestimmen.

Die Entfernungsbestimmung des HI innerhalb unserer Galaxis ist schwierig und läßt sich nur unter Einbeziehung der gesamten, bekannten Masse der Galaxis abschätzen. Hierzu wird, unter Annahme von kreisförmigen Umlaufbahnen des Scheibenmediums, die Geschwindigkeit und Entfernung des Gebiets in Bezug gesetzt. Die folgende Rechnung entspricht einem in groben Zügen von Burton (1988, [45]) beschrittenen Weg zur Berechnung der Radialgeschwindigkeiten. Die Radialgeschwindigkeit des emittierenden Gebiets in einer Entfernung r ist durch folgende Gleichung beschrieben:

$$v_r = \omega_r r \cos(90^\circ - l - \theta) - \omega_0 R_0 \sin l \quad (5.1)$$

Die Geschwindigkeitskomponenten werden als Projektion der Winkelgeschwindigkeiten (ω) auf die Ebene dargestellt. Hierbei stellt θ einen Hilfswinkel vom galaktischen Zentrum zum emittierenden Gebiet dar, R_0 ist der Abstand zum galaktischen Zentrum und ω_0 entspricht der Winkelgeschwindigkeit in der Sonnenumgebung. Durch Umformulierung der Hilfswinkelkonstruktion kann die Radialgeschwindigkeit durch

$$v_r = R_0 (\omega_r - \omega_0) \sin l \quad (5.2)$$

bestimmt werden. Zur weiteren Berechnung werden folgende Werte für $r_0 = 8.5 \text{ kpc}$ und $v_0 = 220 \text{ km s}^{-1}$ verwendet. Die Kenntnis über die Winkelgeschwindigkeiten in Abhängigkeit vom Radius ist durch die Rotationskurve (ω_r) gegeben, deren Bestimmung im allgemeinen schwierig ist. Die von Fich et al. (1989, [46]) für einen Bereich zwischen 3 kpc und 17 kpc vom galaktischen Zentrum approximierete Rotationskurve wird durch

$$\omega_r = (221.641 - 0.44286 r) [\text{km s}^{-1}] \quad (5.3)$$

berechnet.

Die Beschreibung des neutralen Wasserstoffs bis zu einer gewünschten Entfernung erfolgt durch Bestimmung der Geschwindigkeitsbeiträge entlang des Sehstrahls anhand der obigen Formeln. Die auftretenden Intensitäten bezüglich der unterschiedlichen Geschwindigkeitsbeiträge werden als gemittelte HI-Strahlungstemperaturen dargestellt. Hierbei ist zu beachten, daß systematische Eigenbewegungen des HI Gases die Verteilung der Strukturen im Bild verfälschen können.

Die Verteilung des neutralen Wasserstoffs ist in zwei unterschiedlichen Entfernungungsintervallen ($d \leq 500$ pc und $500 \text{ pc} < d \leq 1$ kpc) berechnet und mit den entsprechenden Polarisationsdaten verglichen worden. Alle HI-Filamentstrukturen, die in den Kanalkarten besprochenen wurden, lassen sich in den zwei synthetisierten Karten wiederfinden. Die Diskussion der Karte bis 500 pc (Abbildung 5.6) soll eine Abschätzung der Entfernungen der entsprechenden HI-Verteilungen ermöglichen. Die Anzahl der polarisierten Sterne in dem Entfernungintervall (500, 1000) pc (siehe Anhang A.8) ist sehr klein, so daß eine sichere Zuordnung der Entfernung der HI-Strukturen schwer möglich ist.

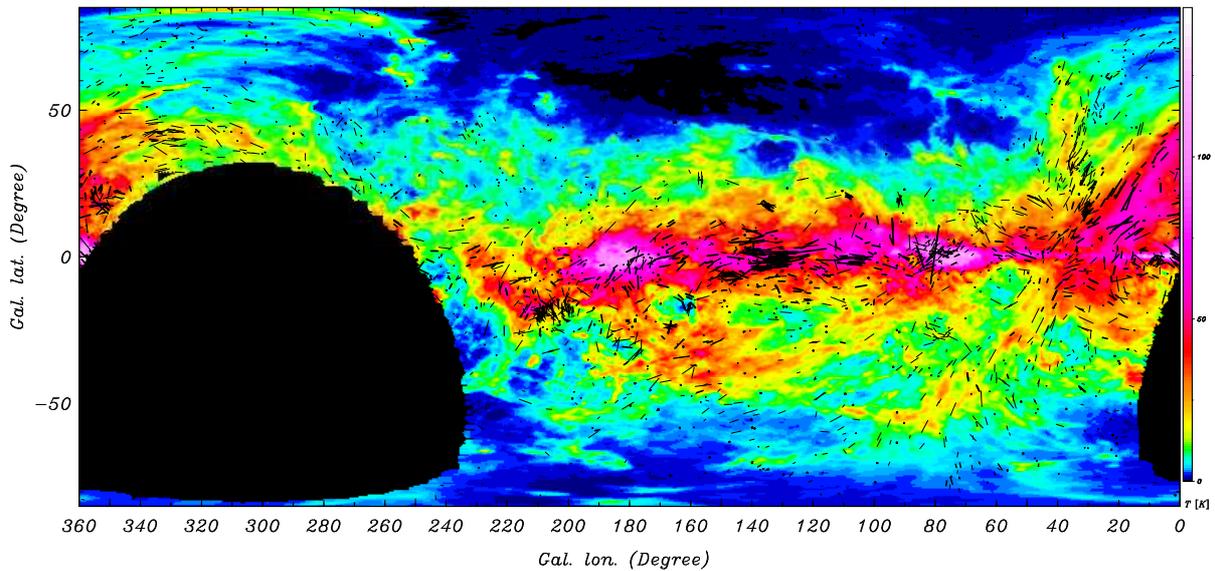


Abbildung 5.6: Sternpolarisation und HI ($d < 500$ pc)

Die großräumigen Strukturen vom “magnetischen Pol” aus, werden durch die eindeutige Zuordnung der Polarisationsvektoren auf eine Entfernung bis maximal 500 pc abgeschätzt. Äquivalent dazu kann die Entfernung der HI-Filamente im Bereich $(l, b) = (l > 300^\circ, b > 0^\circ)$ zu $d < 500$ pc abgeschätzt werden.

Die in beiden HI-Karten auftretende “Eckenstruktur” bei $(40^\circ, -20^\circ)$ verschiebt sich zwischen den beiden Entfernungskarten um 10 Grad galaktische Breite in Richtung der Ebene. In Polarisation ist in beiden Entfernungintervallen diese Struktur zu erkennen, wobei in der Abbildung 5.6 die Anzahl der Polarisationsvektoren deutlich überwiegt. Die Interpretation der “Eckenstruktur” als dreidimensionale Struktur, die durch zwei aufeinander treffende Kugelschalen hervorgerufen würde, könnte ein solches Verhalten erklären. Eine Entfernungsabschätzung für diese Struktur nicht klar bestimmbar, da sie sich über einen weiten Entfernungsbereich erstreckt.

Die Entfernung der kreisrunden Schale bei $(60^\circ, -10^\circ)$ kann zu $d < 500$ pc abgeschätzt

werden, da diese bei größeren Entfernungen nicht beobachtet wird. Für die übrigen Assoziationen kann eine Entfernung nicht abgeschätzt werden, da sie in entweder in beiden Entfernungskarten noch zu beobachten sind oder die Anzahl der Polarisationsvektoren zu gering ist.

Abschließend wurden die HI- und Polarisationsstrukturen in Verbindung mit den von Berkhuijsen (1971, [47]) untersuchten Supernovaüberresten innerhalb unserer Sonnenumgebung verglichen. Die geometrischen Eigenschaften und Entfernungen dieser Supernovae sind aus Kontinuumsbeobachtungen gewonnen und sind der folgenden Tabelle zu entnehmen, die eine Zusammenfassung der Werte aus Berkhuijsen et al. (1971,[47]) und (1973, [48]) darstellt. Hierbei gibt d_{Zentrum} die Entfernung und z_{Zentrum} die Skalenhöhe des Zentrums der Supernovae an, der Durchmesser der Supernovaüberreste wird mit \mathbf{D} bezeichnet.

Objekt	l [°]	b [°]	\mathbf{D} [°]	\mathbf{D} [pc]	d_{Zentrum} [pc]	z_{Zentrum} [pc]
<i>Loop I</i>	329 ± 1.5	17.5 ± 3	116 ± 4	230 ± 135	130 ± 75	40 ± 25
<i>Loop II</i>	100 ± 2	-32.5 ± 3	91 ± 4	175 ± 65	110 ± 40	-60 ± 25
<i>Loop III</i>	124 ± 2	15.5 ± 3	65 ± 3	200 ± 65	150 ± 50	40 ± 15
<i>Loop IV</i>	315 ± 3	48.5 ± 1	39.5 ± 2	210 ± 75	250 ± 90	190 ± 70

Tabelle 5.1: Die galaktischen Supernovaüberreste *Loops*.

Die Bereiche der *Loops* werden durch die spezielle Darstellung in der Abbildung 5.7 verdeutlicht.

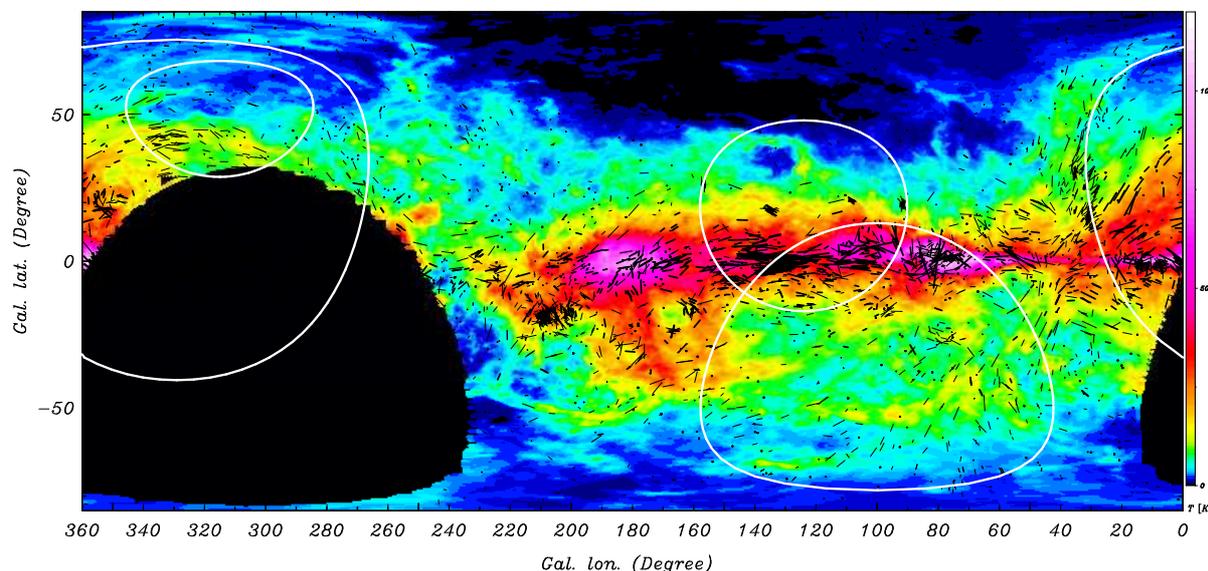


Abbildung 5.7: Polarisation ($d \leq 1$ kpc), HI ($-11 \leq v_{\text{LSR}} \leq 11$ km s $^{-1}$) & *Loops* (I, II, III, IV)

Die hierbei betrachtete HI-Verteilung entspricht dem gesamten untersuchten Geschwindigkeitsintervall von $-11 < v_{LSR} < +11 \text{ km s}^{-1}$. Ausgehend vom "magnetischen Pol" können die Filamente bei positiven Breiten durch *Loop I* (**NPS**²) erklärt werden. Hierbei handelt es sich um einen Supernovaüberrest, der als kugelförmige Blase zu verstehen ist. An dessen Oberfläche wird das ISM verdichtet und so die Bildung von Staub ermöglicht. Die Bildung beziehungsweise die Existenz von Staub innerhalb dieser Blase ist durch die, bei der Supernovaexplosion entstandene, Schockfront nicht möglich. Daher müssen die zu erkennenden Filamente in Polarisierung sowie in HI als Strukturen auf einer Kugeloberfläche interpretiert werden. Die Filamentstrukturen in Richtung der galaktischen Länge $> 270^\circ$ und Breite $> 50^\circ$ können, entsprechend dieser Interpretation, auch mit *Loop I* und *Loop III* assoziiert werden. Die Untersuchungen von Berkhuijsen et al. (1971, [47]) stützen diese Aussagen, da Zusammenhänge des HI mit den *Loop*-Strukturen *Loop I* und *IV* gefunden wurden. Untersuchungen von *Loop III* durch Heiles (1967, [49]) ergaben, daß dünne HI-Schalen, die sich mit 15 km s^{-1} relativ zueinander bewegen, mit dem *Loop* assoziiert sind. Eine der angegebenen Interpretationen ist, daß diese Strukturen die Vorder- und Rückseite einer expandierenden Kugel bilden. In der gewählten Darstellung kann keine entsprechende Struktur in Polarisation mit HI assoziiert werden. Es ist aber eine deutliche Unterbrechung der parallelen Ausrichtungen der Polarisationsvektoren bei $l \sim 100^\circ$ und $\sim 160^\circ$ am Rand von *Loop III* zu erkennen. Entsprechend der Interpretation als Kugelschale würde die Polarisation des Sternlichts in Richtung des Beobachters zeigen, so daß in diesen Bereichen keine Polarisation zu beobachten wäre. Im Bereich von *Loop II* wurde von McGee (1963, [50]) kein assoziiertes HI beobachtet. In der Abbildung 5.7 liegt das Filament vom "magnetischen Pol" zu negativen Breiten im Bereich vom *Loop II*, es wird in Gegensatz zum *Loop I* keine Beeinflussung des HI und der Polarisation gesehen, so daß diese Struktur nicht assoziiert erscheint. Durch Projektionseffekte auf eine Kugeloberfläche könnten sich diese Strukturen in der dargestellten Form ausbilden, der explizite Nachweis wird hierbei allerdings schwierig sein.

Untersuchungen von Röntgenstrahlung und HI von Egger und Aschenbach (1995, [51]) zeigen einen Wechselwirkungsbereich der lokalen Blase mit dem *Loop I*, der in HI als Berührungsring zu beobachten ist. Werden die vier *Loops* unter dem Gesichtspunkt betrachtet, daß eine Wechselwirkungszone besteht, so fallen zwei Bereiche auf, die als solche gedeutet werden könnten.

Innerhalb der Bereiche des *Loop II* und *III* fällt eine erhöhte Konzentration der Polarisationsvektoren bei $(l, b) = (\sim 140^\circ, \sim 0^\circ)$ auf, diese könnte auf eine Wechselwirkung der *Loops* untereinander hindeuten. Hierbei würde sich an der Berührungsfläche eine erhöhte HI- und Staubkonzentration bilden. Ein grober Vergleich dieses Gebietes mit Infrarotbeobachtungen durch den IRAS-Satelliten sollte eine erhöhte Staubkonzentration³ zeigen.

²*North Polar Spur*

³Der Staub in unserer Milchstraße wird durch das allgemeine Strahlungsfeld auf $\sim 50 \text{ K}$ erwärmt. In Umgebungen von OB-Sternen (Ultraviolettstrahlung) oder HII-Regionen ist sogar eine Erwärmung von

Die Untersuchung der Infrarot-Beobachtungen bei $12\ \mu\text{m}$ und $100\ \mu\text{m}$ zeigen im untersuchten Gebiet bei $133^\circ < l < 138.5^\circ$ und $0.5^\circ < b < 1.7^\circ$, eine erhöhte Intensität, bei $60\ \mu\text{m}$ wird nur noch geringe Intensität innerhalb des Bereichs beobachtet, hingegen ist bei $25\ \mu\text{m}$ eine ausgedehnte Emission nicht mehr zu beobachten. Diese Beobachtungen könnten auf Staubkonzentrationen mit unterschiedlicher Größe und Temperatur hindeuten. Die entsprechenden Karten sind im Anhang A aufgeführt. Beobachtungen dieser Region durch Kontinuumsuntersuchungen bei 408 MHz (Haslam et al., 1982, [52]) und 21cm (Reich et al., 1997, [53]) zeigt ausgedehnte Emissionsstrukturen, so daß es sich bei diesem Gebiet eher um einen Supernovaüberrest als um eine Kontaktstelle zwischen *Loop I* und III handeln könnte.

Die Entstehung der “Eckenstruktur” bei $l = 35^\circ$, $b = -20^\circ$ könnte durch die Wechselwirkung von *Loop I* und *Loop II* gebildet worden sein. Bedingt durch unsere Position in der Galaxis, würde der Sehstrahl entlang der Berührungfläche verlaufen. Dadurch ließe sich die Änderung bezüglich der galaktischen Breite für unterschiedlichen Entfernungen dieser Ecke erklären. Untersuchungen durch Infrarot-Beobachtungen im Frequenzbereich des IRAS-Satelliten zeigten keine signifikanten Strukturen. Mit Hilfe des COBE-Satelliten⁴, der Beobachtungen bis $240\ \mu\text{m}$ (Hauser et al., [54]) zuläßt, konnte bei dieser Frequenz eine schwach signifikante “Eckenstruktur” gefunden werden (Abbildung 5.8).

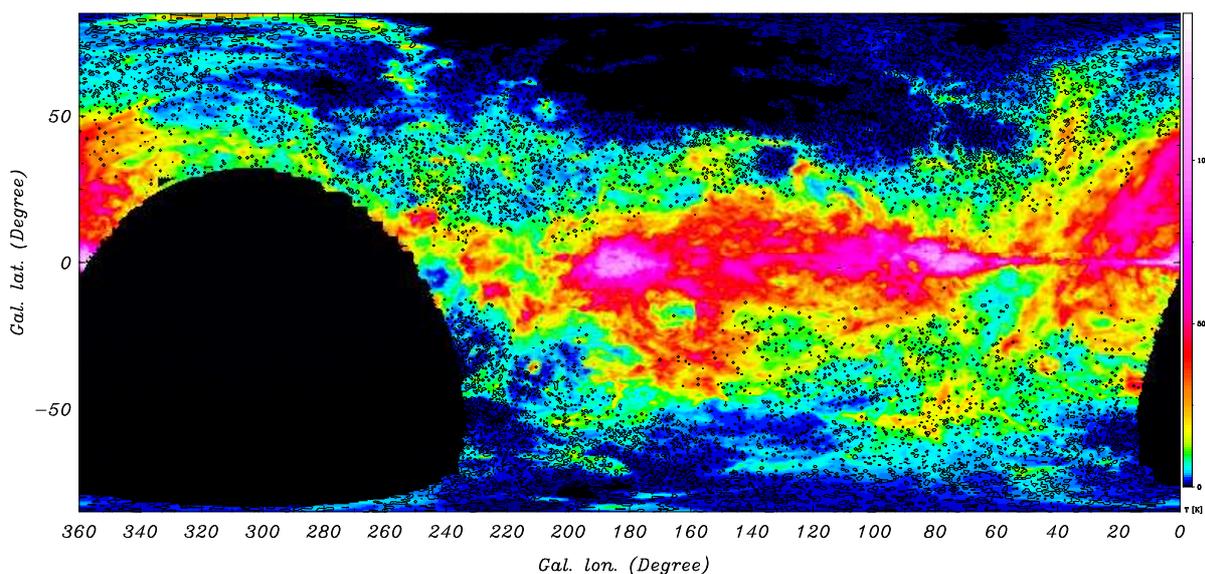


Abbildung 5.8: Konturen bei $240\ \mu\text{m}$ und HI ($0 \leq v_{LSR} \leq 1\ \text{km s}^{-1}$)

In der Abbildung 5.8 ist die Verteilung des neutralen Wasserstoffs überlagert mit Konturlinien (im Bereich von 0 bis $20\ \text{MJy sr}^{-1}$) der COBE-Beobachtungen zu sehen. Untersuchungen von Reach et al. (1998, [55]) der einen Vergleich des Dwingeloo *Survey* mit

bis zu $\sim 100\ \text{K}$ möglich. Diese Energie wird im fernen Infraroten wieder abgestrahlt.

⁴Cosmic Background Explorer

Beobachtungen von COBE durchgeführt hat, kamen zu dem Ergebnis, daß HI schwach mit den Beobachtungen bei $240 \mu\text{m}$ korreliert sind. Die hierbei aus dem Verhältnis von 240 zu $140 \mu\text{m}$ -Beobachtungen abgeleiteten Temperaturen liegen für einzelne Wolken bei $\leq 20 \text{ K}$. Die untersuchten und besprochenen HI-Filamente sind nicht in Verbindung mit diesen Wolken zu sehen und werden durch die schwach angedeuteten Strukturen der Konturlinien einer Temperatur von $\geq 20 \text{ K}$ entsprechen.

Kapitel 6

Vergleich der RM mit neutralem Wasserstoff

Der neutrale Wasserstoff und das Magnetfeld, bestimmt mittels des Rotationsmaßes, sind verschiedene Komponenten des ISM, deren Verteilung in der Galaxis auf den ersten Blick nicht vergleichbar erscheint. Wird indes von einem konstanten Ionisationsgrad des Wasserstoffs durch das allgemeine Strahlungsfeld ausgegangen, so könnte ein Zusammenhang zwischen der Variation des Rotationsmaß und des Wasserstoffs entlang der Sichtlinie bestehen. Hierfür ist eine Ionisation des neutralen Wasserstoffs mit $n_e \sim 4 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^{-3}$ nötig um eine Kopplung an das Magnetfeld hervorzurufen (Parker, 1969, [30]).

Zum Vergleich der Magnetfeldeigenschaften mit der Verteilung des neutralen Wasserstoffs über die lokale Sonnenumgebung hinaus (Entfernung $> 1 \sim 2 \text{ kpc}$), wurden Rotationsmaße von extragalaktischen Quellen (Galaxien, Quasare, ...) sowie Rotationsmaße von galaktischen Quellen (Pulsare) mit dem, auf der Sichtlinie integrierten, neutralem Wasserstoff verglichen. Die Integration des neutralen Wasserstoffs über das gesamte Geschwindigkeitsfeld entspricht der Säulendichte, so daß die Strahlungstemperatur des gesamten neutralen Wasserstoffs im Dwingeloo *Survey* entsprechend

$$\frac{N_{HI}}{[\text{cm}^{-2}]} = 1.8224 \times 10^{18} \int_{-450}^{400} \frac{T(v)}{[K]} \frac{dv}{[\text{km s}^{-1}]} \quad (6.1)$$

umgerechnet wird (Rohlfs und Wilson, 1996, [7]). Wie im vorherigen Kapitel erfolgte der Vergleich zwischen der Säulendichte und den Rotationsmaßen im ersten Schritt durch Darstellung in Karten mit rechtwinkligen Koordinatensystem bezüglich der galaktischen Koordinaten l und b .

Die Rotationsmaße in den Katalogen wurden optisch und numerisch mit der HI-Säulendichte verglichen. Zum optischen Vergleich wurden die Rotationsmaße in (l, b) -Darstellung durch Kreise, deren Flächeninhalt proportional zur Größe des RM ist, dargestellt. Abhängig vom Vorzeichen der RM wurden sie ausgefüllt ($RM \geq 0$) oder in Form eines Rahmens offen gezeichnet ($RM < 0$). Diese Darstellung entspricht der in Pu-

blikationen gewählten Form, als Beispiel sind die Rotationsmaße aus dem Katalog von Simard-Normandie et al. (1981, [56]) in der Abbildung 6.1 dargestellt.

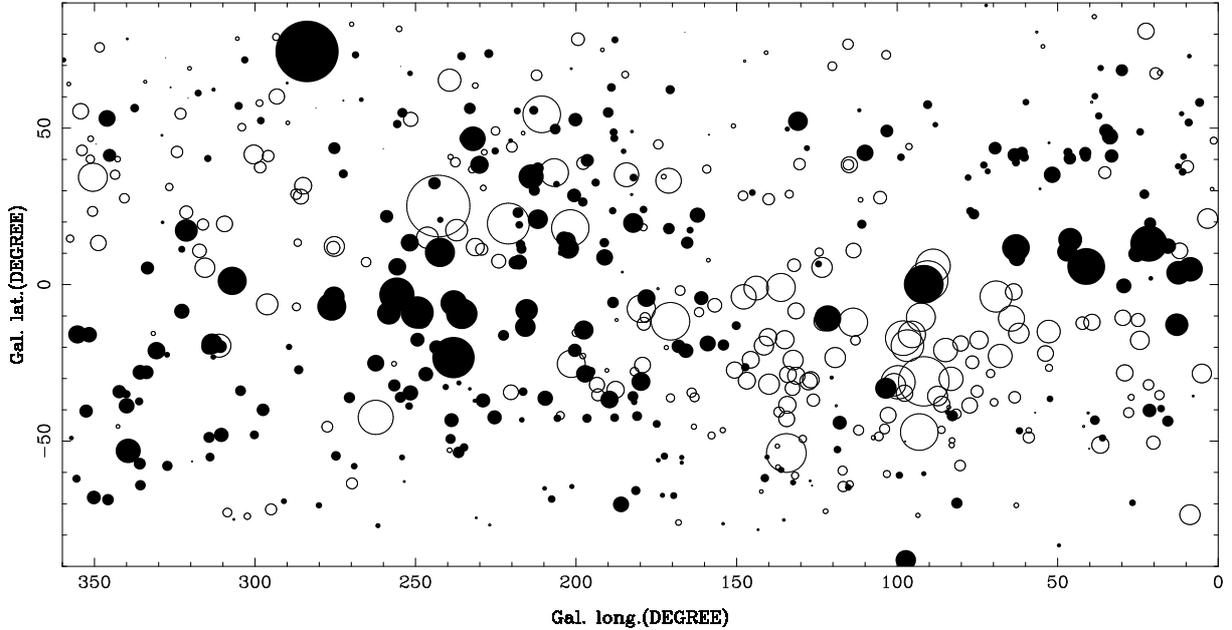


Abbildung 6.1: Rotationsmaße (Simard-Normandie et al., 1981, [56])

Eine offensichtlich systematische Verteilung der positiven oder negativen RM —und damit die Ermittlung einer Magnetfeldrichtung— ist schwierig oder gar nicht zu bestimmen. Im Bereich von $0 < l < 180^\circ$ deutet sich in diesem Katalog ein überwiegendes Auftreten positiver Vorzeichen der RM im Nordhimmel und negativer im Südhimmel an. Der Vergleich dieser Darstellung mit den übrigen Katalogen der extragalaktischen Quellen lassen eine explizite Differenzierung entsprechender Bereiche, in denen ein Vorzeichen überwiegt, nicht zu. Die Unterschiede der jeweiligen Kataloge werden im einzelnen nicht besprochen, sondern sind durch die gleiche Darstellung der Kataloge im Anhang B sofort ersichtlich. Bei den Rotationsmaßen galaktischer Quellen kommt erschwerend hinzu, daß die Verteilung der Pulsare zum größten Teil auf die Ebene beschränkt ist und dadurch die Statistik bei hohen galaktischen Breiten beeinflusst. Diese Verteilung ergibt sich dadurch, daß Pulsare hauptsächlich innerhalb der Spiralarme und nur zum geringen Maß in hohen galaktischen Breiten zu finden sind¹.

Der numerische Vergleich der unterschiedlichen Daten erfolgte, indem für eine gegebene Richtung in l und b die Säulendichte gegen die Rotationsmaße aufgetragen wird. Diese Untersuchung zeigte keinen funktionalen Zusammenhang zwischen Rotationsmaßen und

¹Pulsare wurden bei hohen Breiten primär in Kugelsternhaufen detektiert, bei denen es sich um Sternansammlungen, die sphärisch um das galaktische Zentrum verteilt sind, handelt.

den HI-Säulendichten auf. Die Abbildung 6.2 zeigt, daß die dargestellte Beziehung zwischen den Rotationsmaßen unterschiedlicher Quellen (Ordinate) und der Säulendichte (Abszisse) symptomatisch eine Streuung der Werte um $RM = 0$ für alle Kataloge ergibt.

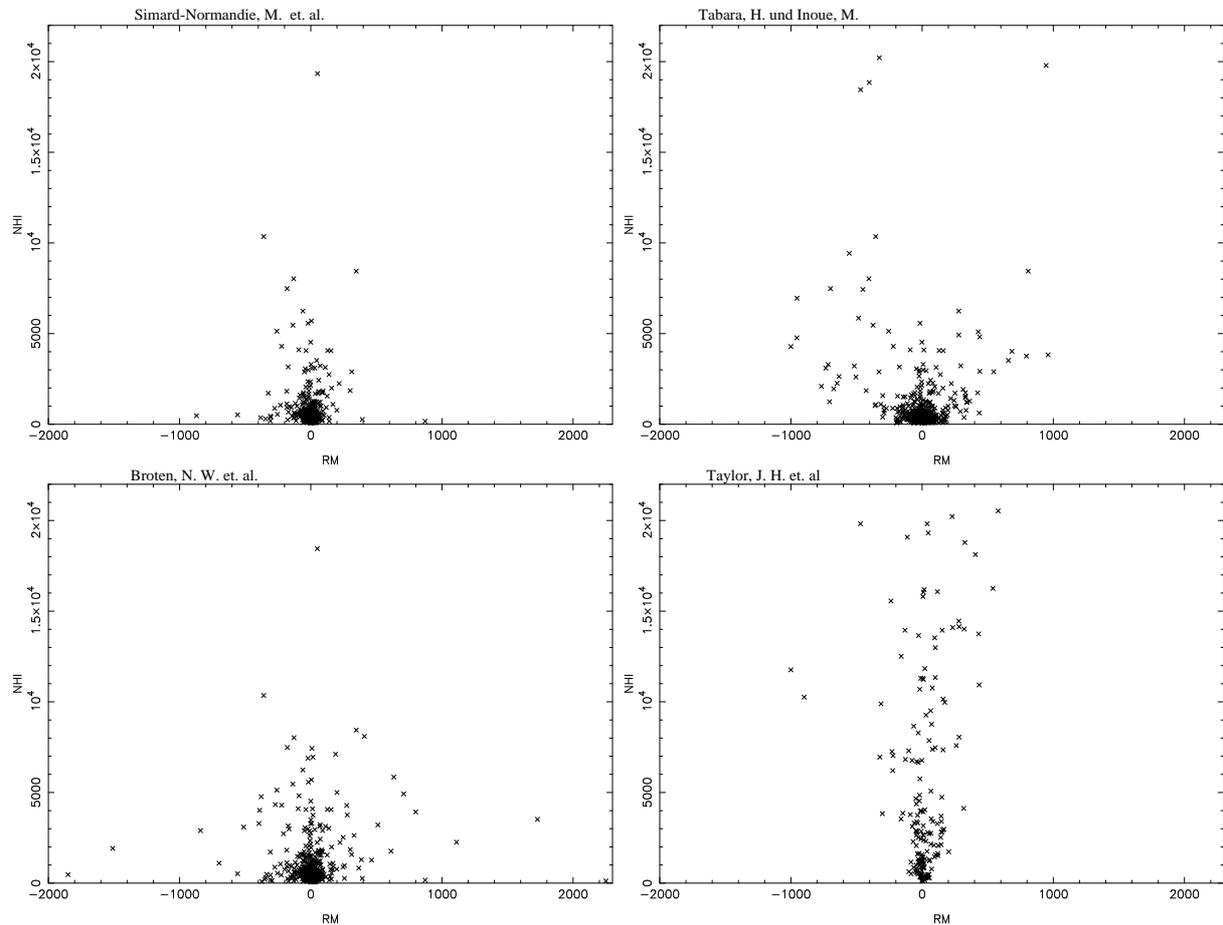


Abbildung 6.2: $N_{HI} \times 10^{18} [\text{cm}^{-2}]$ versus $RM [\text{rad m}^{-2}]$

In der Abbildung 6.2 wird auf die Darstellung von Fehlern verzichtet, da zur Bestimmung der RM , der Fehler als Maß für die Güte der ermittelten RM miteingegangen ist. Dadurch liegen die auftretenden Fehler der Rotationsmaße in der Größenordnung der dargestellten Kreuze. Die Streuung der Verteilung der Datenpunkte um den Nullpunkt ist durch das wechselnde Vorzeichen der RM zu erklären. Die Vermutung, daß ein Zusammenhang der Daten durch diesen Vorzeichenwechsel unterdrückt wird, hat sich nicht bestätigt. Hierzu wurde der Betrag der Rotationsmaße gebildet und erneut der Vergleich durchgeführt. Um Aussagen über einen eventuellen Zusammenhang der Daten in verschiedenen Gebieten am Himmel machen zu können, sind der galaktische Halo (für $|b| \geq 8^\circ$), die galaktische

Ebene (für $|b| < 8^\circ$) und ein speziell ausgewählter Streifen (siehe weiter unten) getrennt untersucht worden. In allen drei Gebieten wurde wiederum kein signifikanter Zusammenhang zwischen den Daten gefunden (siehe Anhang B). Der Streifen zu $30^\circ \leq l \leq 270^\circ$ und $b = 25 \pm 5^\circ$ ist so gewählt worden, daß eine starke Änderung beider Werte (RM & N_{HI}) zu erwarten gewesen wäre. Da in diesem Bereich das Magnetfeld entlang der Sichtlinie seinen maximalen Wert, durch den Beitrag der Tangentialkomponente des großräumigen Magnetfelds, besitzt (siehe Abbildung 3.5) und zusätzlich dort in den HI und n_e Dichten eine Zentrum–Antizentrumasymmetrie existiert (Pietz et al., 1998, [57]; Manchester und Taylor, 1977, [58]). Infolgedessen wäre mit einem konstanten Magnetfeld ($\sim 1 - 2 \mu\text{G}$) ein systematischer Anstieg in der $N_{HI}(RM)$ –Darstellung, in den Richtungen von $l \sim 70^\circ$ und $\sim 250^\circ$, zu erwarten gewesen. Dieses Verhalten, das auf ein nicht–turbulentes, großskaliges Magnetfeld hingedeutet hätte, kann durch diese Untersuchungsmethode nicht bestätigt werden.

Eine Nord-Süd Asymmetrie der Daten würde auf eine lokale Beeinflussung hinweisen, wie sie sich im neutralen Wasserstoff durch das *Lockman Hole* zeigt. Hierzu sind die Rotationsmaße durch Bildung des Mittelwerts in der entsprechenden Hemisphäre untersucht worden. Die Bildung des Mittelwerts erfolgt zum einen über die Rotationsmaße unter Beachtung der entsprechenden Vorzeichen und zum anderen über den Betrag der Rotationsmaße.

		Simard-N.	Tabara	Broten	Taylor
$ RM $	Nord	47.47 ± 7.01	97.63 ± 6.72	80.73 ± 8.44	100.96 ± 12.38
	Süd	51.35 ± 7.51	105.09 ± 7.14	80.01 ± 7.64	103.48 ± 12.93
$\pm RM$	Nord	2.87 ± 7.01	-6.95 ± 6.72	-0.45 ± 8.44	37.26 ± 12.38
	Süd	-11.04 ± 7.51	9.87 ± 7.14	11.7 ± 7.64	-26.26 ± 12.93

Die sich aus der Berechnung ergebenden Werte für die unterschiedlichen Kataloge lassen in ihrer Gesamtheit keinen Zusammenhang mit lokalen Strukturen erkennen. Werden dagegen nur die Werte der Kataloge von Simard-Normandin et al. (extragalaktischer Quellen) und von Taylor et al. (galaktischer Quellen) betrachtet, so ergibt sich ein schwach signifikanter Unterschied zwischen Nord- und Südhimmel, der als Trend innerhalb der Fehlergrenzen erscheint.

Kapitel 7

Zusammenfassung und Ausblick

Der in dieser Arbeit durchgeführte Vergleich des neutralen Wasserstoffs mit Magnetfeldstrukturen in Sonnenumgebung und großräumigen Magnetfeldkonfigurationen in der Galaxis weist auf Zusammenhänge dieser physikalisch verschiedenen Strukturen in unserer Milchstraße hin. Hierbei ist - auch bei geringer Ionisation des Wasserstoffs ($< 0.1\%$) - durch die hohe elektrische Leitfähigkeit eines aus Ionen, Elektronen und neutralem Wasserstoff bestehenden Plasmas, ein einmal entstandenes, Magnetfeld in dem Gas “eingefroren” und folgt dessen Bewegungen.

Assoziationen des lokalen Magnetfelds mit dem neutralem Wasserstoff sind mit Kanalkarten in einem Geschwindigkeitsintervall von -11 bis $+11 \text{ km s}^{-1}$ gefunden worden. Die Felddarstellungen des lokalen Magnetfelds sind mit Hilfe von linear polarisiertem Sternlicht bestimmt worden. Die Polarisation des Sternlichts erfolgt durch interstellaren Staub, der mit dem neutralem Wasserstoff korreliert erscheint. Ein Zusammenhang zwischen neutralem Wasserstoff und interstellarem Staub wird auch durch verschiedene Autoren gezeigt (z.B. Burton et al., 1991, [44] und Reach et al., 1998,[55]). Die systematischen Ausrichtungen der Polarisationsvektoren zeigen großskalige Magnetfeldstrukturen, die mit HI-Filamenten korreliert sind.

Die Entfernungen der gefundenen HI-Strukturen konnten durch berechnete HI-Verteilungen mit Hilfe der Sterne, aufgrund deren Entfernungen, abgeschätzt werden. Synthetisierte HI-Karten in Entfernungsintervallen von $(0, 500) \text{ pc}$ und $(500, 1000) \text{ pc}$ wurde unter Verwendung der Rotationskurve von Fich et al. (1989, [46]) berechnet. Die Entfernung der HI-Strukturen, die in den Kanalkarten gefunden wurden, konnten mit Hilfe der Entfernungsinformation der Sterne bis zu 500 pc abgeschätzt werden.

Großräumige Strukturen mit signifikanter Korrelation der Magnetfeldrichtungen und HI-Filamente wurden in den Bereichen der lokalen Supernovaüberreste gefunden. Durch die spezielle Struktur, der ursprünglich durch Synchrotronstrahlung gefundenen, *Loops*, ist ein Großteil der in Kapitel 1 besprochenen “Magnetfeld-Indikatoren” beobachtbar. Das Ausbilden von Strukturen innerhalb der Bereiche der *Loops* läßt sich folgendermaßen

erklären: Die durch Supernovaexplosionen in radialer Richtung entstehenden Schalenstrukturen bilden sich aus, indem das ISM durch das expandierende Gas zusammengesoben wird. Hierbei wird das kalte, neutrale HI-Gas an der Grenzfläche komprimiert und bei einem normalen Staub-zu-Gas Verhältnis erhöht sich die Staubkonzentration äquivalent dazu. Die auftretenden Bewegungen des HI innerhalb unserer Galaxis ergeben sich durch Überlagerung der Geschwindigkeitsfelder von den Supernovaexplosionen und der galaktischen Rotation. Das Geschwindigkeitsfeld beeinflusst durch die Anbindung des Magnetfelds an den Wasserstoff die Richtung der Magnetfeldlinien. Infolgedessen sind Bewegungsrichtungen des HI senkrecht zu den Magnetfeldlinien nicht möglich. Die so ausgebildeten HI-Strukturen entlang der Magnetfeldlinien lassen somit eine Interpretation der HI-Filamente als Feldlinien zu. Die beobachteten Strukturen entsprechen den Tangentialkomponenten der Magnetfelder auf der Kugeloberfläche. Der Zusammenhang der *Loops* mit den gefundenen Strukturen wird durch die ermittelte Entfernungen der *Loops* von Berkhuijsen et al. (1971, [47]) bestätigt. Beobachtungen mit dem COBE-Satelliten bei $240 \mu\text{m}$ zeigen eine schwache Signifikanz im Bereich $l \sim 35^\circ$, $b \sim -20^\circ$, die durch IRAS nicht beobachtet wurde. Dies weist, mit den von Reach et al. (1998, [55]) gefundenen Ergebnissen, auf Temperaturen der diskutierten HI-Filamente von $> 20 \text{ K}$ hin. Diese Temperaturabschätzung entspricht der Forderung von Spitzer (1978, [14]), der für eine effektive Ausrichtung der Staubkörner am dem Magnetfeld unterschiedliche Temperaturen von Staub und neutralen Wasserstoff fordert.

Die Untersuchung des Zusammenhangs der globalen Magnetfelder mit dem neutralem Wasserstoff unserer Galaxis erfolgte über den Vergleich von Rotationsmaßen mit der Säulendichte (N_{HI}) des Wasserstoffs. Diese Daten entsprechen dem Magnetfeld und dem gesamten Wasserstoff in Richtung des Sehstrahls. Die hierbei verglichenen Größen müßten bei einem konstanten Ionisationsgrad des Wasserstoffs und konstantem Magnetfeld entlang der Sichtlinie einen Zusammenhang erwarten lassen (Parker, 1969, [30]). Der numerische Vergleich der Daten, innerhalb spezieller Bereiche und bezüglich des gesamten Himmels, zeigt diesen Zusammenhang nicht. Die Untersuchungen liefern hierbei keinerlei systematische Unterschiede bezüglich des galaktischen Halos oder der galaktischen Scheibe. Zusätzlich wurden Bereiche ausgewählt, in denen ein globaler Zusammenhang zwischen N_{HI} und RM durch eine Zentrum-Antizentrum Asymmetrie zu erwarten gewesen wäre. Diese Asymmetrie sind in N_{HI} (Pietz et al., 1998, [57]) und der Elektronendichte (Manchester und Taylor, 1977, [58]) beobachtbar, aber mit dem hier verwendeten Verfahren nicht nachzuweisen. Auf eine lokale Beeinflussung beziehungsweise Korrelation der Daten würde eine Nord-Süd Asymmetrie hindeuten die nicht gefunden wurde, wohl aber ist ein Trend zu erkennen.

Die zur Untersuchung benutzte Methode vergleicht Wertepaare, die in den Beobachtungen immer entlang des Sehstrahls integriert werden, so daß eine Korrelation nur bei einem homogenen \mathbf{B} -Feld zu erwarten wäre. Vielmehr zeigte die Verteilung in der $N_{HI}(RM)$ Darstellung, daß es sich hierbei um turbulente Gebiete handelt, deren Größen einige pc

betragen, dadurch wird wegen der Mittelung über die Sichtlinie kein Zusammenhang ersichtlich. Hierbei variiert die Magnetfeldrichtung — im Gegensatz zur immer größer werdenden Säulendichte — entlang des Sehstrahls, so daß auf längeren Sichtlinien eine Korrelation nicht zustande kommen kann.

Die durch diese Arbeit aufgeworfenen Fragen oder Ansätze lassen sich in zwei Kategorien unterteilen, zum einen in Untersuchungen innerhalb unserer Galaxis und zum anderen in die Beobachtung extragalaktischer Quellen.

Das in der Arbeit verwendete Verfahren zum Vergleich von HI-Filamenten mit Polarisationsdaten von Sternen, sollte innerhalb extragalaktischer Quellen angewendet werden. Hierbei würden sich die Galaxien M31 und M33, in denen Sterne einzeln aufgelöst werden können, anbieten. Die so gemessenen Polarisationsinformationen sollten mit interferometrischen HI Beobachtungen, die einzelne HI-Filamentstrukturen auflösen können, verglichen werden.

Die Untersuchungen innerhalb der Milchstraße, in denen Beobachtungen im Ferninfraroten mit Sternpolarisation und HI-Filamentstrukturen verglichen wurden, stellen die Frage nach der Temperatur des Staubs, der für die Polarisation des Sternlichts verantwortlich ist.

Der in dieser Arbeit versuchte Vergleich der Rotationsmaße mit der Verteilung des gesamten Wasserstoffs entlang des Sehstrahls, sollte unter Verwendung eines statischen Modells der Milchstraße nochmals untersucht werden. Das Magnetfeld und die Verteilung der Elektronendichte sollte mittels eines hydrostatischen Modells mit der HI-Verteilung untersucht werden. Die für jeden Sehstrahl ermittelten Rotationsmaße würden durch die Wahl der Skalenhöhe des HI beeinflußt und einen Vergleich der HI-Verteilung mit der beobachteten Rotationsmaßverteilung ermöglichen.

Die momentane Durchmusterung der HI-Verteilung am Südhimmel ($\delta < -30^\circ$) (Parkes *Survey*) kann in Verbindung mit den Dwingeloo *Survey* eine vollständige Himmelsabdeckung erzielen, so daß ein Vergleich der optischen Polarisation der Sterne über den gesamten Himmel möglich wäre.

Anhang A

Sternpolarisation & HI

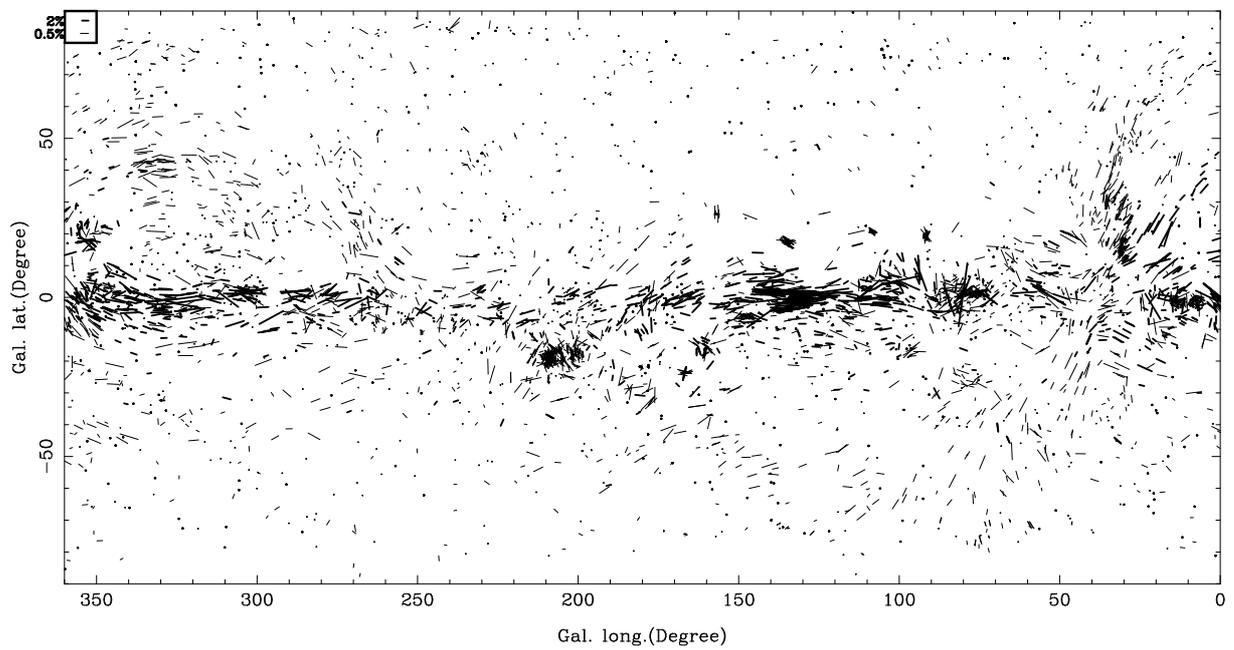


Abbildung A.1: Sternpolarisation ($d \leq 1$ kpc)