

**Polarização Interestelar na Região de Interação
entre as Bolhas Local e Loop I**

Fábio Pereira Santos

Março 2009

Fábio Pereira Santos

**Polarização Interestelar na Região de Interação
entre as Bolhas Local e Loop I**

Dissertação submetida à UNIVERSIDADE FEDERAL DE
MINAS GERAIS como requisito parcial para a obtenção do
grau de MESTRE EM FÍSICA.

Área de Concentração: ASTROFÍSICA

Orientador: Prof. Dr. Wagner José Corradi Barbosa (UFMG)

Departamento de Física - ICEX - UFMG

2009

Dedicado à Babi e a meus pais
João Bosco e Vânia

Agradecimentos

- à minha futura esposa Babi, pelo apoio literalmente constante, pelo amor, carinho, compreensão, respeito e tudo mais que o companheirismo perfeito pode proporcionar. Obrigado também por me ajudar a cada dia a crescer como pessoa e por estar disposta a traçar este caminho ao meu lado;
- ao meu cãozinho Max, pelo carinho e pelas lambidas diárias;
- aos meus pais, João Bosco e Vânia, pelo exemplo perfeito de vida, trabalho e realizações e pela enorme influência em moldar minha personalidade e caráter;
- ao meu irmão Marcelo, pela amizade, companheirismo e momentos de descontração ao longo do tempo em que moramos juntos;
- a todos os outros membros da minha família, pelo apoio e pela torcida;
- ao meu orientador Waguinho, por ter me guiado, desde o princípio, nos caminhos da pesquisa acadêmica, pelo apoio e incentivo e também pela competência e rigor científico, qualidades que espero ter herdado com sucesso;
- à minha segunda família: Soraya, Pedro, D. Zuleika e Sr. Vasco, por sempre terem me acolhido com amor e carinho;
- aos companheiros do Laboratório de Astrofísica, por terem me acolhido não somente como colegas de trabalho, mas também como grandes amigos, e de quem sempre recebi incentivo e sugestões valiosas. Obrigado também pelos momentos diários de descontração na “salinha do café” e pela grande diversão nas viagens realizadas juntos;
- aos professores do Dept. de Física, em especial aos docentes do Grupo de Astrofísica, pelos anos de aprendizado e pelo exemplo de sucesso e dedicação. Vale aqui a citação: “Um grande professor tem pouca história pessoal para registrar. Sua vida se prolonga em outras vidas. Homens assim são pilares na estrutura de nossas escolas, mais essenciais que seus tijolos e vigas. Continuarão a ser centelhas e revelações eternamente em nossas vidas”. – do filme *Clube do Imperador*;
- aos funcionários do LNA, pelo espírito de respeito e acolhimento, sempre demonstrando a humildade e simplicidade típica do interior de Minas Gerais. O conforto e a hospitalidade oferecidos nesta unidade de pesquisa são exemplos de competência e seriedade para a astronomia brasileira;
- ao CNPq, pelo apoio financeiro;
- aos demais amigos, que foram igualmente responsáveis por tornar esta jornada agradável e possível.

Sumário

1	Introdução	1
1.1	Polarização Interestelar	1
1.2	O Meio Interestelar Local	2
1.3	Objetivos	5
2	O Meio Interestelar Local	6
2.1	A Nuvem Interestelar Local	6
2.2	A Bolha Local	8
2.2.1	A estrutura da Bolha Local	9
2.2.2	A Bolha Local Quente	11
2.3	O complexo da superbolha Loop I	12
2.3.1	A associação de estrelas OB Scorpio-Centaurus	12
2.3.2	Loop I	14
2.4	Modelos de formação da Bolha Local	16
2.4.1	Modelos do tipo 1	16
2.4.2	Modelos do tipo 2	19
2.4.3	Modelos do tipo 3	21
2.5	A Zona de Interação entre as Bolhas Local e Loop I	22
3	Polarização da Luz pelo Meio Interestelar	26
3.1	Polarização da luz no contexto astrofísico	26
3.2	Descrição da luz polarizada	27
3.2.1	A elipse de polarização	29
3.2.2	Os parâmetros de Stokes	31
3.2.3	A álgebra de Mueller	34
3.3	Polarização Interestelar	35
3.3.1	Extinção por partículas esféricas	35
3.3.2	Extinção por partículas anisotrópicas	35
3.3.3	Eficiência da polarização	37
3.3.4	Dependência espectral da polarização linear	39
3.4	Dinâmica dos grãos	42
3.4.1	Alinhamento de $\vec{\omega}$ com $\vec{\mathbf{J}}$	43
3.4.2	Alinhamento de $\vec{\mathbf{J}}$ com $\vec{\mathbf{B}}$	44
3.4.2.1	Alinhamento paramagnético	45
3.4.2.2	Alinhamento por torques radiativos	47
3.4.3	Alinhamento mecânico	48
3.4.4	Aplicabilidade dos mecanismos de alinhamento	48

4	Polarimetria	51
4.1	Instrumentação	51
4.1.1	Telescópios	51
4.1.2	O polarímetro	52
4.1.3	Detectores	55
4.2	Processamento das imagens CCD	57
4.2.1	Correção dos cabeçalhos das imagens	58
4.2.2	Ganho e ruído de leitura	59
4.2.3	Definição dos arquivos de instrumentos e filtros	60
4.2.4	Combinação das imagens de <i>bias</i> e <i>flat field</i>	61
4.2.5	Tratamento das imagens dos objetos	64
4.3	Tratamento dos dados polarimétricos	64
4.3.1	Cálculo dos parâmetros polarimétricos	65
4.3.2	Processo computacional no cálculo da polarização	70
4.3.2.1	Criação do arquivo de coordenadas	71
4.3.2.2	Alinhamento das imagens	72
4.3.2.3	Fotometria das imagens	73
4.3.2.4	Cálculo computacional dos parâmetros polarimétricos	75
4.3.2.5	Gráfico da amplitude de modulação da polarização	77
4.3.2.6	Correções de ponto zero	78
4.3.3	Transformação para o sistema Galáctico	80
5	Dados Observacionais	82
5.1	Coleta de dados	82
5.2	Dados de catálogo	86
5.2.1	Comparações com os dados de catálogo	87
5.2.2	Objetos Excluídos	88
5.3	Relação entre $P(\%)$ e $E(b - y)$	89
6	Polarização do Meio Interestelar na Região de Interação	91
6.1	Polarização do meio interestelar local	91
6.2	Análise dos vetores polarização na região de interação	95
6.3	Análise da polarização em função da distância	100
6.3.1	Diagramas de $P(\%) \times d(\text{pc})$ em áreas externas ao anel	100
6.3.2	Diagramas de $P(\%) \times d(\text{pc})$ em áreas ao longo do anel	102
6.3.3	Diagramas de $P(\%) \times d(\text{pc})$ em áreas internas ao anel	104
6.4	Discussão dos resultados e comparações com o excesso de cor $E(b - y)$	106
7	Dependência espectral de $P(\%)$ em regiões específicas na direção da interface	110
7.1	Análise da dependência espectral de $P(\%)$ para algumas nuvens escuras na zona de interação	110
7.1.1	A nuvem escura R Corona Australis	111
7.1.2	O Saco de Carvão	114
7.1.3	O filamento interestelar difuso na constelação de Mensa	118
8	Conclusões	122

A	Dados Polarimétricos	125
B	Ajustes da relação de Serkowski usando o IDL	139
C	Lista de Acrônimos e Abreviações	141
	Referências	141

Lista de Figuras

1.1	Representação artística da Nuvem Interestelar Local	2
1.2	Nuvens moleculares ao redor da Bolha Local	3
1.3	A interação da Bolha Local com a superbolha Loop I	4
2.1	A Nuvem Interestelar Local	7
2.2	A Heliosfera	8
2.3	Morfologia da Bolha Local a partir do mapeamento de NaI	10
2.4	Perpendicularidade entre o alongamento norte-sul da BL e o plano do Cinturão de Gould	11
2.5	A associação de estrelas OB Scorpio-Centaurus	13
2.6	Posições dos <i>loops</i> ao redor dos subgrupos de Sco-Cen	14
2.7	Modelo de Wolleben (2007) para o <i>North Polar Spur</i>	15
2.8	Representação da Bolha Local segundo Cox & Reynolds (1987)	17
2.9	Modelos de formação da BL segundo Maíz-Apellániz (2001) e Berghöfer & Breitschwerdt (2002)	18
2.10	Modelo de formação da BL segundo Frisch (1995)	19
2.11	Modelo do meio interestelar local segundo Bochkarev (1987)	20
2.12	Morfologia do meio interestelar local segundo Bruhweiler (1996)	22
2.13	Modelo de Lépine & Sartori (2003) para o meio interestelar local	22
2.14	Simulações da colisão entre duas bolhas interestelares quentes, por Yoshioka & Ikeuchi (1990)	23
2.15	O anel de interação entre as Bolhas Local e Loop I, proposto por Egger & Aschenbach (1995)	24
3.1	A onda eletromagnética	27
3.2	Decomposição do vetor campo elétrico da onda eletromagnética	28
3.3	As formas de polarização	29
3.4	A elipse de polarização	30
3.5	Definição de <i>grau de polarização</i> através da análise da luz passando por um polarizador	33
3.6	Polarização da luz por grãos alongados alinhados no espaço	36
3.7	Correlação entre a polarização e o avermelhamento interestelar	38
3.8	A lei de Serkowski	39
3.9	Exemplo de rotação do ângulo de polarização	41
3.10	Mecanismo físico associado à rotação do ângulo de polarização	42
3.11	Polarização da luz por extinção e emissão de grãos alinhados	43
3.12	Dinâmica dos grãos: alinhamento de $\vec{\omega}$ e \vec{J}	44

3.13	Dinâmica dos grãos: alinhamento de \vec{J} e \vec{B}	45
4.1	Os telescópio Perkin-Elmer (1,60m) e Boller & Chivens (0,6m)	52
4.2	A gaveta polarimétrica IAGPol	52
4.3	A lâmina retardadora e seu efeito sobre a luz	53
4.4	Lâminas retardadoras de meia onda e de $1/4$ de onda	54
4.5	O prisma de Savart da gaveta polarimétrica <i>IAGPOL</i>	55
4.6	Curvas de eficiência quântica para os CCDs 105 e 106	56
4.7	Exemplos de imagens de <i>bias</i> e <i>flat</i>	62
4.8	Exemplo de imagem coletada no LNA para a padrão polarimétrica HD160529	71
4.9	Amplitude de modulação em função do ângulo de posição do retardador	78
4.10	Transformação do sistema equatorial para o sistema Galáctico	81
5.1	Distribuição dos dados polarimétricos na zona de interação	82
5.2	Distribuição das estrelas da amostra em função da distância	83
5.3	Distribuição das nuvens escuras na zona de interação	85
5.4	Comparação entre as distâncias do Hipparcos e de Heiles (2000)	86
5.5	Comparação entre os parâmetros polarimétricos coletados e de Heiles (2000)	87
5.6	Objetos de Heiles (2000) excluídos do conjunto	88
5.7	Correlação entre $P(\%)$ e $E(b - y)$	89
6.1	Mapa de polarização da Via Láctea segundo o catálogo de Heiles (2000)	92
6.2	Modelo de Heiles (1998) para o campo magnético próximo à Bolha Local	93
6.3	Loops observados no contínuo de rádio na direção de Loop 1	94
6.4	Distribuição dos vetores polarização na região de interação	95
6.5	Diagrama de vetores polarização para faixas de distância até 240 pc	98
6.6	Diagrama de vetores polarização para faixas de distância de 240 até 300 pc	99
6.7	Diagramas de $P(\%) \times d(\text{pc})$ em áreas externas ao anel	101
6.8	Diagramas de $P(\%) \times d(\text{pc})$ em áreas ao longo do anel	103
6.9	Diagramas de $P(\%) \times d(\text{pc})$ em áreas internas ao anel	105
6.10	Diagramas de $E(b - y) \times d(\text{pc})$ em áreas ao longo do anel, de acordo com Reis & Corradi (2008)	106
7.1	Imagem da região de R CrA	111
7.2	Polarização interestelar na direção de R CrA	112
7.3	Diagramas de $\theta_{gal} \times \lambda^{-1}$ e $P \times \lambda^{-1}$ para objetos na direção de R CrA	113
7.4	Imagem do céu na região da nuvem escura do Saco de Carvão	115
7.5	Diagrama de vetores polarização na direção do Saco de Carvão	116
7.6	Diagramas de $\theta_{gal} \times \lambda^{-1}$ e $P \times \lambda^{-1}$ para objetos na direção do Saco de Carvão	117
7.7	Diagrama de vetores polarização na direção do filamento interestelar difuso na constelação de Mensa	119
7.8	Diagrama de $P(\%) \times d(\text{pc})$ para a região do filamento interestelar difuso na direção de Mensa	120
7.9	Diagramas de $\theta_{gal} \times \lambda^{-1}$ e $P \times \lambda^{-1}$ para objetos na direção do filamento difuso em Mensa	120

Lista de Tabelas

2.1	Propriedades dos subgrupos de Sco-Cen e suas estruturas em forma de <i>loop</i>	14
3.1	Sumário dos mecanismos de alinhamento de grãos	49
4.1	Especificações técnicas dos CCDs 105 e 106.	57
4.2	Objetos padrão não polarizados	78
4.3	Objetos padrão polarizados	79
5.1	O sistema fotométrico de Johnson/Cousins	85
6.1	Cores utilizadas para diferentes faixas de $P(\%)$	96
6.2	Áreas retangulares para o estudo de $P(\%) \times d(\text{pc})$ na interface	101
A-1	Dados polarimétricos utilizados neste trabalho	125

Resumo

O meio interestelar nas proximidades do Sol, entre 65 e 250 pc de distância, é constituído por uma cavidade bastante irregular de densidade extremamente baixa ($n_{HI} < 0,005 \text{ cm}^{-3}$), conhecida como Bolha Local. A porção desta cavidade preenchida com gás a altas temperaturas (até 10^6 K) é conhecida como a Bolha Local Quente. Na direção do Centro Galáctico, existe uma superbolha vizinha conhecida como Loop I, que foi esculpida pela ação de ventos estelares e explosões de supernova da associação de estrelas OB Scorpio-Centaurus (a cerca de 170 pc).

Visto que a distância até Loop I é próxima do tamanho da Bolha Local, é possível que ambas estejam interagindo. Segundo esta visão, seria formada uma parede de material neutro e denso circundada por uma estrutura em forma de anel na zona de interação.

A partir da análise das colunas de densidade de HI e da absorção de raios-X, foram obtidas evidências da detecção de tal estrutura anular a cerca de 70 pc de distância. A análise mais recente da distribuição do excesso de cor $E(b - y)$ em função da distância ao longo da zona de interação mostrou, no entanto, que o anel é altamente fragmentado e distorcido, com distâncias muito diferentes entre as porções oeste (90 pc) e leste (≥ 280 pc). As diferentes propriedades do avermelhamento interestelar entre a região anular e a parede de interação não dão suporte à existência de uma única estrutura de larga escala.

Para confirmar estas evidências, utilizamos os telescópios IAG 60cm e PE 1,60m do Laboratório Nacional de Astrofísica (LNA, Brasil) equipados com o polarímetro imageador *IAGPol* para coletar dados no filtro V para ≈ 900 estrelas do catálogo Hipparcos. Com esses dados, obtivemos o grau e o ângulo de posição para esses objetos, que, juntamente com os dados disponíveis na literatura, nos permitiram investigar a distância e a extensão da região anular proposta. Através do estudo da polarização em função da distância pudemos mapear de forma consistente a distribuição da poeira e a geometria do campo magnético Galáctico nessas direções.

Os nossos resultados confirmam as indicações da análise fotométrica de que as distâncias até as diferentes partes da estrutura anular são muito discrepantes, sugerindo uma natureza altamente irregular. As orientações dos vetores de polarização ao longo do anel não exibem o padrão esperado para uma única estrutura anular de grande escala. Estas evidências são um argumento forte contra a existência do anel de interação entre as bolhas, sugerindo histórias de formação distintas entre as suas diferentes partes. Assim, parece mais adequado um cenário no qual a Bolha Local seria uma porção da superbolha Loop I, que teria sido formada por diferentes frentes de choque sucessivas associadas a diferentes épocas de formação estelar na associação Scorpio-Centaurus.

Durante este trabalho, coletamos também dados polarimétricos nos filtros UBVRI para estudar a dependência espectral da polarização de três nuvens escuras localizadas na direção da suposta zona de interação. A análise preliminar para R CrA mostra que a direção dos vetores polarização é aproximadamente paralela ao filamento associado à nuvem. Detectamos a rotação do ângulo de polarização com λ^{-1} para uma estrela localizada na linha de visada da parte mais densa da nuvem, sugerindo a presença de sub-condensações nesta direção.

Para o Saco de Carvão, o estudo de nove objetos localizados atrás da nuvem mostrou que a maior parte deles não apresenta a rotação do ângulo de polarização com λ^{-1} , sugerindo a presença de uma única estrutura laminar. Os valores de λ_{max} se concentram predominantemente na faixa $0,58 - 0,62\mu\text{m}$.

O estudo de uma estrutura interestelar difusa na direção da constelação de Mensa mostrou que os vetores de polarização se posicionam aproximadamente perpendiculares à direção do filamento. Encontramos uma distância de ≈ 200 pc para este objeto, consistente com resultados fotométricos anteriores.

Abstract

The interstellar medium in the proximity of the Sun, between 65 and 250 pc, is composed by a quite irregular, low density cavity ($n_{HI} < 0.005 \text{ cm}^{-3}$), known as the Local Bubble. The fraction of this cavity filled with high temperature gas (up to 10^6 K) is known as the Hot Local Bubble. In the direction of the Galactic Center there is a nearby superbubble, known as Loop I, which was sculpted by the action of stellar winds and supernovae explosions from the OB stellar association Scorpio-Centaurus (at a distance of ≈ 170 pc).

Considering that the distance to Loop I is close to the size of the Local Bubble, it is possible that both bubbles may be interacting. According to this view, a wall of neutral and dense material would be formed, surrounded by a ring shaped feature at the interaction zone.

From the HI column density and X-ray absorption analysis, evidence of such annular structure were obtained, at a distance of about 70 pc. The more recent analysis of the color excess $E(b - y)$ distribution as a function of distance along the interaction zone has shown, however, that the ring is highly fragmented and distorted, with very different distances between the western (90 pc) and eastern (≥ 280 pc) portions. The different properties of the interstellar color excess between the annular region and the interaction wall do not support the existence of a unique large-scale feature.

To confirm these evidences, we used the IAG 60cm and PE 1.60m telescopes from “Laboratório Nacional de Astrofísica” (LNA, Brazil), equipped with the *IAGPol* imaging polarimeter to collect V filter data to ≈ 900 stars from the Hipparcos catalogue. From these data, we have obtained the degree and position angle of polarization of these objects, which, taken together with the literature data, allowed us to investigate the distance and the extension of the proposed annular region. Through the study of the polarization as a function of distance we were able to map in a consistent way the dust distribution and the geometry of the Galactic magnetic field in these directions.

Our results confirm the indications from the photometric analysis that the distances to the different parts of the annular structure are very discrepant, suggesting a highly irregular nature. The polarization vectors’ orientation along the ring doesn’t display the expected pattern of a single large-scale annular structure. These evidences are a strong argument against the existence of the interaction ring between the bubbles, suggesting distinct formation histories among its different parts. Thus, it seems more plausible a scenario in which the Local Bubble would be a portion of the Loop I superbubble, which would have been created by different successive shock fronts associated to different epochs of star formation in the Scorpio-Centaurus association.

During this work, we have also collected polarimetric data at the UBVRI filters to study the spectral dependence of the polarization towards three dark clouds situated in the direction of the supposed interaction zone. The preliminary analysis for R CrA shows that the polarization vectors’ direction is approximately parallel to the filament associated to the cloud. We detected the rotation of polarization angle with λ^{-1} for a star located in the line-of-sight of the denser part of the cloud, suggesting the presence of sub-condensations in this direction.

For the Southern Coalsack, the study of nine objects located behind the cloud indicated that most of them do not show the rotation of polarization angle with λ^{-1} , suggesting the presence of a single sheet structure. The λ_{max} values concentrate mostly in the $0.58 - 0.62\mu\text{m}$ band.

The study of a diffuse interstellar structure in the direction of the Mensa constellation showed that the polarization vectors are located approximately perpendicular to the direction of the filament. We found a distance of ≈ 200 pc to this object, consistent with previous photometric results.

Capítulo 1

Introdução

1.1 Polarização Interestelar

A radiação proveniente dos objetos astronômicos normalmente apresenta algum nível de polarização. Apesar desta polarização usualmente representar apenas uma fração da radiação total, normalmente carrega um conjunto valioso de dados a respeito do estado físico e da geometria do objeto emissor além de informações referentes ao material atravessado pela luz. O espalhamento e a absorção promovidos pela poeira interestelar na luz das estrelas tem sido há algum tempo reconhecidos como uma importante fonte de polarização linear (Hall, 1949; Hiltner, 1949; Davis & Greenstein, 1951). A análise destes efeitos sobre a radiação é fundamental para a maior parte das pesquisas em astrofísica moderna.

As observações do material interestelar na Via Láctea cobrem cerca de dez ordens de grandeza em escalas espaciais. No contexto do meio interestelar local (até ≈ 300 pc do Sol), o estudo da polarização da luz das estrelas fornece um método de se verificar a distância até as estruturas de gás e poeira. Ao passar através de uma condensação do meio interestelar (MI), dependendo das propriedades e da configuração dos grãos de poeira na nuvem, a luz de uma estrela mais distante é polarizada. Portanto, se conhecemos com precisão as distâncias até um conjunto de estrelas localizadas ao longo da mesma direção da nuvem, espera-se que os objetos posicionadas “atrás” desta sejam mais polarizadas que aqueles localizadas entre nós e a nuvem. Desta maneira, quando estudado em função da distância, o aumento do grau de polarização das estrelas delimita a posição da estrutura interestelar em questão.

O mecanismo de introdução de uma componente polarizada na radiação das estrelas distantes só é possível se dois critérios fundamentais forem obedecidos: (1) se as partículas não forem esféricas, ou seja, apresentarem um formato pelo menos levemente alongado em uma determinada direção; (2) se a direção do eixo mais alongado das partículas estiver preferencialmente alinhado em relação a uma determinada direção no espaço. Os processos físicos associados à natureza e dinâmica dos grãos de poeira têm sido alvo de muito debate por várias décadas (Davis & Greenstein, 1951; Gold, 1952; Jones & Spitzer, 1967; Harwit,

1970; Dolginov & Mytrophanov, 1976; Purcell, 1979; Draine & Weingartner, 1996, 1997; Lazarian, 1995a,b, 2007). No entanto, acredita-se atualmente que a maior parte dos mecanismos físicos atuantes nos grãos de poeira ocorrem no sentido de alinhar seu eixo maior perpendicularmente ao campo magnético. Desta maneira, o sistema dos grãos de poeira alinhados em conjunto atua como um meio diacrótico, e a luz estelar é polarizada paralelamente à direção do campo magnético.

Os campos magnéticos desempenham um papel crucial em vários processos astrofísicos, incluindo formação estelar, acreção de matéria, processos de transporte (de calor ou matéria), raios cósmicos etc. A análise dos vetores polarização fornece um método simples e direto de medida da direção do campo magnético.

A polarização interestelar possui uma dependência com o comprimento de onda. De maneira geral, a poeira interestelar gera uma maior polarização na faixa do visível e a polarização diminui gradativamente ao nos afastarmos desta banda espectral, na direção do infravermelho ou ultravioleta (Davis & Greenstein, 1951; Behr, 1959; Gehrels, 1960; Martin, 1974; Serkowski et al., 1975; Wilking et al., 1980; Whittet et al., 1992; Martin et al., 1999). Ao passar por mais de uma nuvem interestelar cujas direções de alinhamento (e consequentemente do campo magnético) variam entre si, a luz também apresentará uma dependência espectral do ângulo do vetor polarização (Treanor, 1963; Gehrels & Silvester, 1965; Coyne, 1974; Messenger et al., 1997). Assim, a detecção deste efeito (a “rotação do ângulo de polarização”), revela as variações da direção do campo magnético e a existência de múltiplas componentes interestelares ao longo da linha de visada.

1.2 O Meio Interestelar Local

O Sistema Solar atualmente reside no interior de uma nuvem interestelar morna ($T \approx 6300$ K), parcialmente ionizada e de baixa densidade ($n_{HI} \sim 0,1 \text{ cm}^{-3}$), a Nuvem Local (Frisch, 1981, 2008a; Lallement et al., 1995; Lallement, 1998; Redfield & Linsky, 2000; Cox & Helenius, 2003; Slavin, 2008). Esta pequena nuvem possui um diâmetro de aproximadamente 5 pc, sendo encontradas diversas outras pequenas condensações mornas em seus arredores (≤ 15 pc) (Lallement, 1998). Uma representação artística é mostrada na figura 1.1.

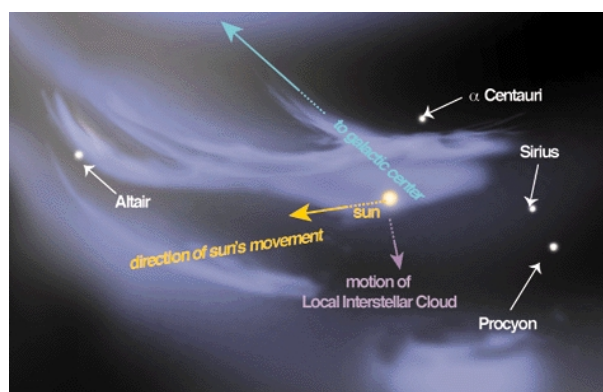


Figura 1.1: Representação artística da Nuvem Interestelar Local, em uma visão acima do plano Galáctico, mostrando também a posição das estrelas mais próximas do Sol. Fonte: <http://astro.uchicago.edu/~frisch/visualization.html>

interestelares observadas. A associação OB Scorpio-Centaurus é o conjunto de estrelas massivas mais próximo do Sol (~ 170 pc), localizada no centro da superbolha Loop I, e é responsável por gerar esta cavidade (Iwan, 1980; de Geus, 1992; Heiles, 1998; Wolleben, 2007; Preibisch & Mamaĵek, 2008). Esta enorme estrutura, localizada na direção aproximada do centro Galáctico, ocupa quase 1/4 de toda a esfera celeste.

Acredita-se que, devido à proximidade de Loop I com a Bolha Local, ambas as estruturas estejam interagindo (figura 1.3). Analisando dados de raios-X e Hidrogênio neutro na direção de Loop I, Egger & Aschenbach (1995) afirmaram ter identificado a zona de interação entre as bolhas, sendo que esta estaria limitada por um anel de gás neutro e denso. Neste cenário, a colisão entre as bolhas teria ocorrido devido à expansão das respectivas *shells* de ambos os lados da interface.

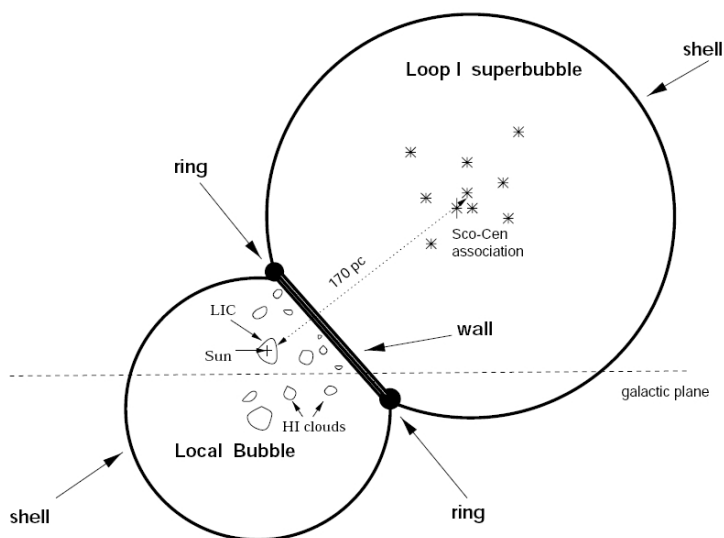


Figura 1.3: Representação esquemática da interação entre as bolhas Local e Loop I, na visão de Breitschwerdt et al. (2000). Neste corte perpendicular ao plano Galáctico, passando pelo Sol e pelo centro de Loop I, observa-se a formação de uma parede de material interestelar, limitada por um anel denso na zona de interação (Egger & Aschenbach, 1995). As nuvens locais seriam resultantes do desprendimento de pequenos aglomerados de gás e poeira da zona de interação, de acordo com Breitschwerdt et al. (2000).

Supostamente o anel se localizaria a uma distância de ~ 70 pc do Sol (Egger & Aschenbach, 1995). No entanto, diversos autores sugeriram diferentes distâncias até a zona de interação: Centurion & Vladilo (1991) propuseram que a parede de interação se localiza a uma distância de 40 ± 25 pc do Sol; Breitschwerdt et al. (2000) refinaram a análise de Egger & Aschenbach (1995) usando dados do Hipparcos, encontrando uma distância de $\sim 80-100$ pc para o anel de interação; Corradi et al. (1997, 2004) sugerem que a zona de interação é dobrada e retorcida, localizada a cerca de $120-150$ pc na direção do Saco de Carvão, Chamaeleon e Musca; Welsh & Lallement (2005) identificaram a presença de uma nuvem na direção $l \approx 330^\circ$ e $b \approx +18^\circ$, a cerca de 90 pc, sugerindo que esta seria uma parte da interface entre as bolhas Local e Loop I.

A análise da distribuição do excesso de cor em função da distância ao longo de toda

a região da interface ($250^\circ \leq l \leq 50^\circ$ e $-60^\circ \leq b \leq +60^\circ$), realizada por Reis & Corradi (2008), revelou, no entanto, que existem diversas discrepâncias entre as distâncias até as estruturas densas do meio interestelar nesta direção. A parte oeste do anel se localiza a 110 ± 20 pc de distância, ao passo que a parte leste não é claramente observada antes de 280 ± 50 pc. Além disso, no interior da zona de interação, diversas estruturas são encontradas a distâncias variando de ~ 100 a ~ 180 pc. As diferenças observadas no avermelhamento entre a região interna e sobre o anel não dão suporte à existência desta estrutura.

1.3 Objetivos

Pretendemos analisar a distribuição da polarização interestelar ao longo da zona de interação utilizando um conjunto de dados polarimétricos (filtro V) coletados no Laboratório Nacional de Astrofísica (LNA), entre Agosto/2007 e Dezembro/2008, utilizando a gaveta polarimétrica *IAGPol* em conjunto com os telescópios IAG 60cm e PE 1,60m. Incluímos também os dados polarimétricos disponíveis no catálogo de Heiles (2000).

A redução dos dados foi realizada usando os procedimentos usuais do IRAF para o tratamento das imagens astronômicas e os parâmetros polarimétricos foram calculados usando o pacote *PCCDPACK*, desenvolvido pelo Prof. Antônio Mário Magalhães e sua equipe no IAG/USP. Para garantir a precisão nas distâncias, observamos estrelas do catálogo Hipparcos (ESA, 1997) com erro relativo na paralaxe menor que 30%.

A partir daí, realizamos a análise da polarização em função da distância para diversas áreas localizadas na direção da zona de interação. Investigamos também a direção dos vetores polarização sobre o suposto anel de interação, com o objetivo de procurar alguma correlação entre eles que indicasse a existência de uma única estrutura de larga escala.

Além disso, coletamos dados polarimétricos em diferentes bandas espectrais (filtros UBVRI) para estrelas localizadas atrás de três nuvens escuras distribuídas sobre a área em questão: R CrA, Saco de Carvão e um filamento interestelar difuso na constelação de Mensa. Através de ajustes da relação de Serkowski ($P \times \lambda^{-1}$), e da análise da dependência espectral do ângulo de polarização, pretendemos caracterizar a possível existência de múltiplas sub-condensações ao longo destas linhas de visada, além de realizar um estudo do tamanho dos grãos interestelares nestas nuvens.

Primeiramente, no capítulo 2, realizamos uma descrição das estruturas do meio interestelar local. O capítulo 3 trata dos aspectos físicos da luz polarizada, bem como dos mecanismos responsáveis por gerar a polarização interestelar. No capítulo 4, fazemos uma descrição detalhada do processo de medida da polarização da luz, além de delinear o processo de redução dos dados e de obtenção dos parâmetros polarimétricos. O capítulo 5 expõe uma descrição dos dados observacionais coletados e de catálogo, realizando comparações entre valores calculados e da literatura de maneira a garantir a confiabilidade dos resultados. Finalmente, nos capítulos 6 e 7, apresentamos a interpretação dos resultados para a distribuição da polarização interestelar na zona de interação e dos resultados da dependência espectral da polarização na direção das três nuvens escuras mencionadas, respectivamente. As conclusões finais são expostas no capítulo 8.

Capítulo 2

O Meio Interestelar Local

2.1 A Nuvem Interestelar Local

O Sol está viajando através de uma nuvem interestelar morna, parcialmente ionizada e de baixa densidade ($n_{HI} \sim 0,1 \text{ cm}^{-3}$) conhecida como Nuvem Interestelar Local (NIL). Esta nuvem difusa, também conhecida como Nuvem Local ou “Local Fluff” faz parte do Complexo de Nuvens Interestelares Locais (CNIL, veja a figura 2.1 à esq.), contendo pelo menos outros 5 pequenos aglomerados difusos (cada um com diâmetro aproximado de 5 pc) dentro de um raio de cerca de 15 pc do Sol (Lallement, 1998; Slavin, 2008). O CNIL, por sua vez se localiza no interior de uma estrutura de escala bem maior ($\sim 100 \text{ pc}$) e baixíssima densidade ($n_{HI} < 0,01 \text{ cm}^{-3}$), a Bolha Local.

A existência destas pequenas quantidades de material interestelar na vizinhança solar é comprovada através da detecção de linhas de absorção na direção de estrelas próximas. Redfield & Linsky (2000) propuseram um modelo geométrico tridimensional para a NIL, baseado nas colunas de densidade do material observado na direção destes objetos (figura 2.1 à dir.). Quando vista a partir do Pólo Norte Galáctico, possui o formato de um elipsóide alongado, com eixo de simetria apontando na direção de $l \approx 315^\circ$ e próximo ao plano Galáctico. Como a direção do centro da associação OB Sco-Cen é de $l \approx 320^\circ$, este formato poderia estar associado ao fluxo de gás quente vindo desta direção. A NIL possui diâmetro mínimo de 4,7 pc e diâmetro máximo de 6,8 pc, correspondendo a um volume de 93 pc^3 . Estima-se que a massa total da nuvem seja de cerca de $0,32 M_\odot$.

A velocidade da Nuvem Local é bem estabelecida em coordenadas heliocêntricas como sendo de $25,7 \text{ km s}^{-1}$ no sentido de $(l,b) \approx (186^\circ, -16^\circ)$ (Lallement et al., 1995). Em relação ao padrão de repouso local (LSR - *Local Standard of Rest*)¹, a velocidade da nuvem é da ordem de $15 - 20 \text{ km s}^{-1}$ vindo de uma longitude entre 320° e 350° , próximo ao Plano Galáctico (Cox & Helenius, 2003).

Nosso Sol está atualmente localizado no interior da NIL bem próximo à sua borda, na direção do centro Galáctico e em direção ao Pólo Norte Galáctico (Redfield & Linsky,

¹sistema de coordenadas centrado no Sol, no qual sua velocidade é tal que a velocidade média das estrelas próximas é nula.

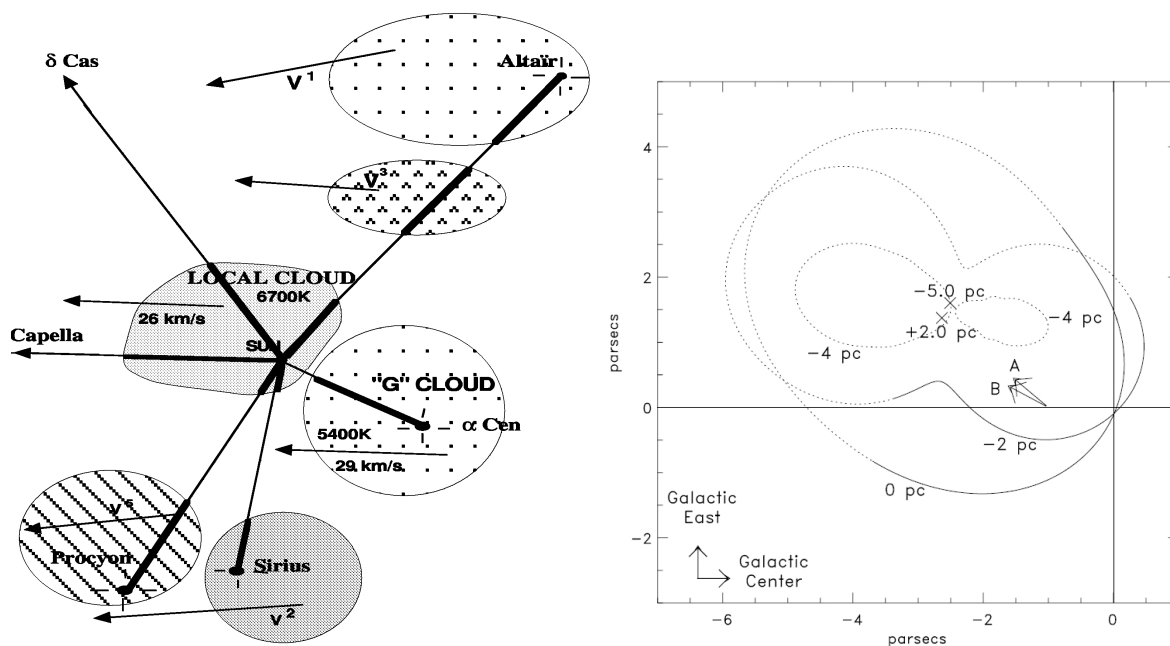


Figura 2.1: *Esquerda:* diagrama esquemático do CNIL, em uma visão a partir do Pólo Norte Galáctico, de acordo com Lallement (1998). As velocidades mostradas são tomadas em relação a um referencial fixo no Sol. Todas as nuvens exibem uma tendência a se afastar da direção correspondente ao centro da associação OB Sco-Cen. *Direita:* modelo tridimensional elaborado por Redfield & Linsky (2000), mostrando as bordas da NIL vista do Pólo Norte Galáctico em vários cortes paralelos ao Plano Galáctico. O corte em 0 pc passa pela posição do Sol, localizado em $(x, y) = (0, 0)$. A seta indicada por “A” vem do centro da associação Sco-Cen e a seta indicada por “B” mostra a direção do movimento da nuvem em relação ao LSR.

2000). Na direção geral do centro Galáctico observa-se a presença de uma nuvem difusa vizinha conhecida como Nuvem G, no interior da qual encontra-se α Cen, o sistema estelar mais próximo do Sol. A inexistência de linhas de absorção associadas à NIL na direção deste objeto indica que estamos extremamente próximos à borda da NIL nesta direção, a menos de 0,05 pc, de tal maneira que o Sol deve atravessar a fronteira entre a NIL e a Nuvem G em menos de 3000 anos. A proximidade entre ambas as nuvens levou alguns autores a imaginar que estas poderiam fazer parte de uma única estrutura, separadas por uma fraca onda de choque (Lallement, 1998). No entanto, diferenças nas abundâncias de Fe II e Mg II entre ambas as nuvens, detectadas por Linsky & Wood (1996), não poderiam ser explicadas em termos de uma onda de choque, sugerindo que são entidades distintas.

O vento solar gera uma cavidade no interior da NIL, denominada Heliosfera, que possui formato assimétrico devido ao movimento relativo entre o Sol e a nuvem (figura 2.2). Seu tamanho é determinado por um equilíbrio entre as pressões (internas) de radiação e plasma solares e da pressão (externa) da nuvem ao redor da cavidade. O movimento da Heliosfera através de NIL gera um fluxo de átomos neutros (principalmente He) em direção ao seu interior, ao passo que íons são defletidos em sua superfície. A análise deste fluxo de hélio neutro fornece os melhores valores para a temperatura da NIL, cerca de 6300 K (Frisch, 2008a).

Os cálculos mais recentes (Slavin, 2008) da densidade eletrônica da nuvem revelam que $n_e = 0,07 \pm 0,01 \text{ cm}^{-3}$. Diversos estudos mostraram que o hélio está superionizado

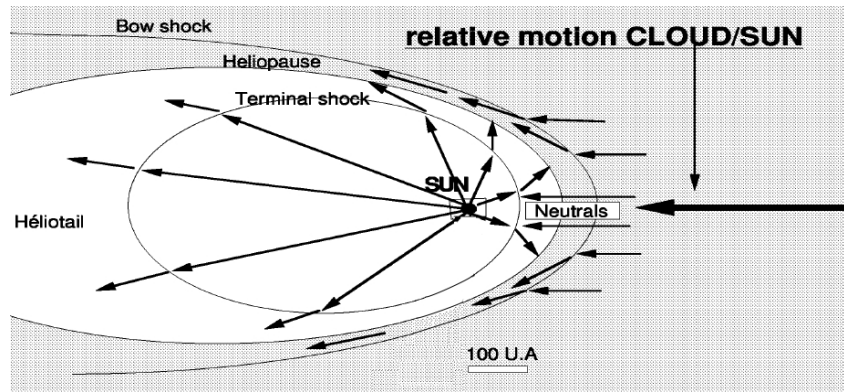


Figura 2.2: Representação da Heliosfera ao redor do Sol e seu movimento relativo à nuvem local, segundo Lallement (1998).

em relação ao hidrogênio na Nuvem Local, o que poderia ser um indicativo de uma falta de equilíbrio de ionização. Isto sugere que recentemente teria ocorrido algum evento ionizante próximo da NIL, possivelmente associado a uma explosão de supernova (Cox & Reynolds, 1987). No entanto, análises mais recentes mostram que o gás está pelo menos próximo de um equilíbrio de ionização (Slavin, 2008). Além disso, Slavin & Frisch (1998) mostraram que a ionização observada é naturalmente explicada em termos de uma fronteira evaporativa entre a NIL e o gás quente da Bolha Local.

Diversos cenários de formação para a NIL e nuvens próximas foram propostos (veja por exemplo, Frisch (1981); Breitschwerdt et al. (1999, 2000); Cox & Helenius (2003); Slavin (2008)). A maior parte destes modelos associa a origem da NIL aos processos de formação da própria Bolha Local e outras estruturas vizinhas. Alguns destes cenários serão mencionados na seções 2.4 e 2.5.

2.2 A Bolha Local

As características detalhadas associadas à morfologia, composição, formação e evolução da Bolha Local (BL) têm sido alvo de muito debate por cerca de três décadas. Esta ampla região (65 – 250 pc de raio) na qual o Sol (juntamente com o CNIL) está inserido, também conhecida como Cavidade Local, ou “Local Void”, é preenchida por gás interestelar muito rarefeito ($n_{HI} < 0,01 \text{ cm}^{-3}$) e é praticamente livre da presença de aglomerados densos e frios de gás neutro. Acredita-se que uma porção considerável do volume da BL seja ocupado por gás quente ($\sim 10^6 \text{ K}$), como sugerido pelo estudo da radiação de fundo de raios-X de baixa energia (SXR) nos trabalhos de Snowden et al. (1990) e Snowden (1998). Esta porção de gás quente da cavidade local é conhecida como Bolha Local Quente (BLQ).

A BL é um ambiente de rica investigação, e diversas técnicas já foram utilizadas para se entender a sua estrutura, analisando a radiação em diferentes faixas de comprimentos de onda. Listamos alguns dos principais estudos abaixo:

- Análise da polarização interestelar (óptico) de estrelas próximas (Tinbergen, 1982; Reiz & Franco, 1998; Heiles, 1998; Leroy, 1999; Heiles, 2000) e da emissão síncrotron polarizada em rádio (Wolleben, 2007);

- Distribuição do excesso de cor ($E(b - y)$ ou $E(B - V)$) para o estudo da poeira e nuvens escuras nas bordas da BL (Franco, 1990; Corradi et al., 1997; Reiz & Franco, 1998; Penprase et al., 1998; Corradi et al., 2004; Frisch, 2007; Reis & Corradi, 2008);
- Estudo da absorção de radiação ultravioleta (UV) e ultravioleta extremo (EUV) na direção de estrelas próximas, sendo este um bom indicativo da presença de gás neutro (Frisch, 1981; Frisch & York, 1983; Paresce, 1984; Centurion & Vladilo, 1991; Welsh et al., 1994; Redfield & Linsky, 2000; Sallmen et al., 2008; Welsh & Lallement, 2005);
- Medidas da coluna de densidade de HI ao longo de diversas direções (Paresce, 1984; Fruscione et al., 1994);
- Análise da absorção de Na I e Ca II para estrelas com distâncias menores que 250 pc (Crawford, 1991; Welsh et al., 1994; Sfeir et al., 1999; Lallement et al., 2003; Corradi et al., 2004);
- Análise da emissão de raios-X de baixa energia (0,25 keV) do gás quente da BL e de Loop I (Snowden et al., 1990; Snowden, 1998; Egger & Aschenbach, 1995; Freyberg et al., 1999; Breitschwerdt et al., 2000);
- Estudo da emissão em rádio de estruturas do meio interestelar (Heiles, 1998; Mebold et al., 1998; Wolleben, 2007), além de sinais de rádio de pulsares como um meio de analisar a turbulência do gás nas bordas da BL (Bhat & Gupta, 2002);
- Análise da emissão no infravermelho (IV) da poeira associada a nuvens escuras e outras estruturas densas do meio interestelar (Penprase et al., 1998; Mebold et al., 1998).

2.2.1 A estrutura da Bolha Local

A detecção de gás interestelar predominantemente frio e neutro normalmente pode ser feita através da análise das linhas de absorção de NaI ($< 5,1$ eV), CI ($< 11,3$ eV) e CII ($< 13,0$ eV), onde o valor entre parênteses é o potencial de ionização. Como o potencial de ionização do hidrogênio neutro (HI) é de 13,6 eV, se as linhas de absorção de tais elementos são encontradas na direção de uma determinada nuvem interestelar, então espera-se que o HI não esteja ionizado nesta região. Por isso, o baixo potencial de ionização do NaI, por exemplo, faz com que este seja encontrado geralmente apenas em nuvens frias ($T < 1000$ K) e neutras, e sua detecção pode ser um indicativo da quantidade total de material interestelar neutro ao longo de uma direção Galáctica específica.

Baseado nestes princípios, diversos trabalhos (Welsh et al., 1994; Sfeir et al., 1999; Lallement et al., 2003) utilizaram as colunas de densidade de NaI para estrelas localizadas em diversas direções e distâncias próximas ($d < 250$ pc) para mapear as fronteiras associadas à BL (supostamente formadas por gás frio e neutro), gerando uma imagem tridimensional para tal estrutura. A figura 2.3 mostra o resultado da análise de Sfeir et al. (1999), esboçando os contornos da BL a partir de diferentes pontos de vista (o contorno escuro mais interno corresponde à BLQ). Estes mapas mostram que a cavidade local é bastante assimétrica, alongada na direção norte-sul e aberta nestas extremidades, como uma espécie de “chaminé” que liga o gás interno da BL às regiões do halo Galáctico

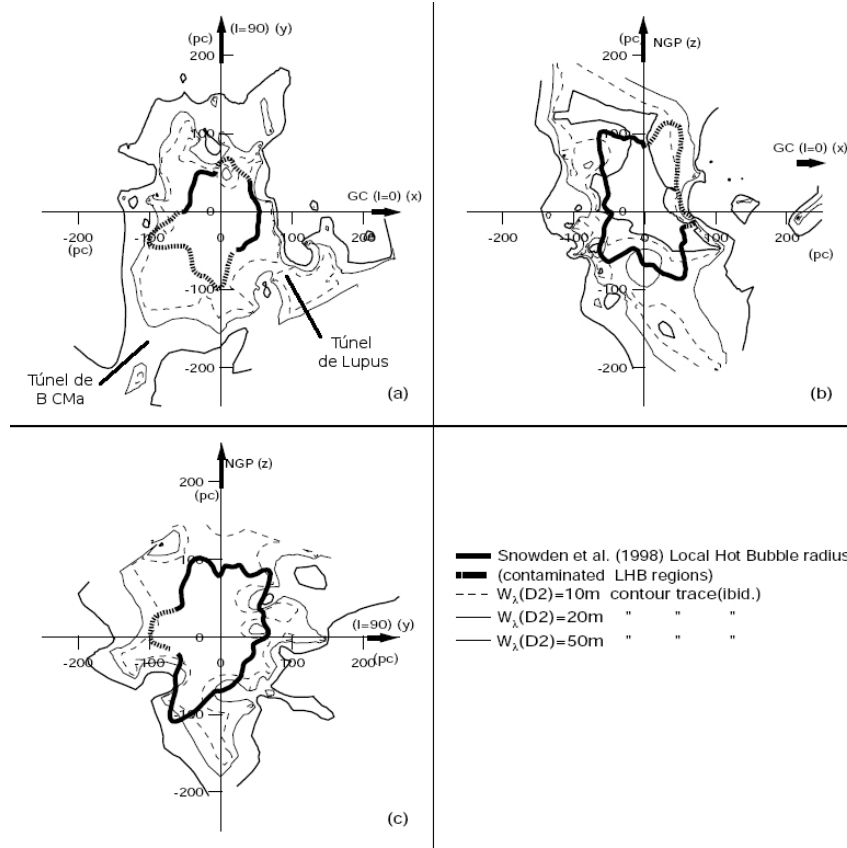


Figura 2.3: Contorno da BL (linha contínua mais externa, correspondente a uma coluna de densidade de HI dada por $N(HI) = 10^{20} \text{ cm}^{-2}$) obtido a partir do mapeamento de NaI de Sfeir et al. (1999), superposto ao contorno da BLQ (linha contínua interna, mais escura) obtido por Snowden (1998), analisado a partir de diferentes pontos de vista: a) corte paralelo ao plano Galáctico, visto a partir do pólo norte; b) corte sobre o plano meridiano, passando pelas posições do Sol, do centro Galáctico e do pólo norte; c) corte sobre o plano rotacional, perpendicular a ambos os cortes anteriores.

interno. Além disso, a BL é conectada às bolhas interestelares vizinhas através de diversos “túneis” de baixa densidade de gás neutro. Em particular, dois túneis são vistos na figura 2.3a: o túnel de Lupus, na direção de $l \approx 335^\circ$, que conecta a BL com a cavidade de Loop I; o túnel centrado na direção de β CMa, em $l \approx 235^\circ$, formando uma passagem de diâmetro de cerca de 50 pc e se estendendo além de 500 pc.

Sfeir et al. (1999) e Lallement et al. (2003) observaram que aparentemente o alongamento norte-sul da BL é direcionado perpendicularmente à estrutura conhecida como o Cinturão de Gould (CG). Este consiste em um grande complexo de estrelas jovens e massivas (tipos O e B) circundando a localização solar na Galáxia, posicionadas em um plano inclinado a aproximadamente 20° em relação ao Plano Galáctico. A direção do plano do CG e sua perpendicularidade em relação à “chaminé” norte-sul da BL pode ser vista na figura 2.4. A relação entre o CG e a morfologia da BL é ainda motivo de bastante controvérsia.

Há um estreitamento da cavidade local na direção do centro Galáctico. Seu formato geral sugere que a BL está sendo comprimida pela expansão das bolhas adjacentes mais jovens, cuja pressão é maior em relação à pressão do gás no interior da cavidade local.

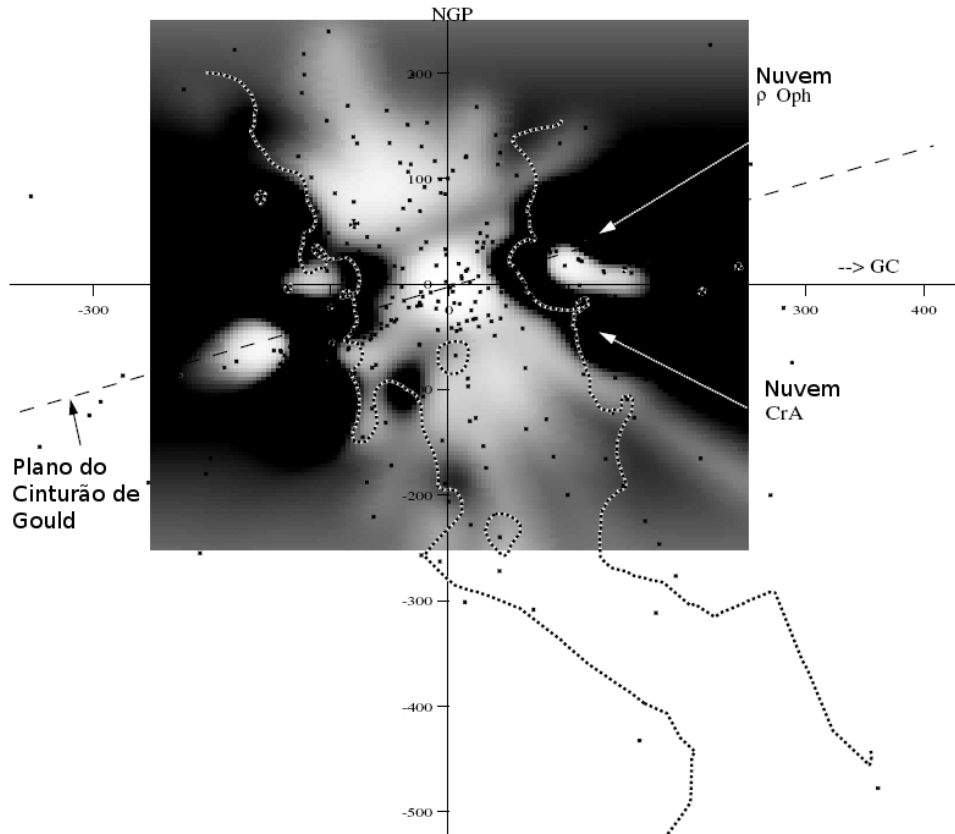


Figura 2.4: Corte ao longo do plano meridiano passando pelo Sol, no mapeamento de NaI feito por Lallement et al. (2003). O sombreado da imagem e o contorno traçado referem-se às bordas da BL, obtidas através de dois métodos diferentes. Note a perpendicularidade entre o alongamento norte-sul da BL e o plano do CG.

Existem também diversas concentrações de nuvens mornas e difusas (5.000–10.000 K) no interior desta região, análogas às nuvens do CNIL, a maioria delas se movendo no sentido de se afastar da direção de Loop I (Welsh & Lallement, 2005).

2.2.2 A Bolha Local Quente

Os dados de SXR disponíveis atualmente parecem sugerir que uma porção da cavidade local é preenchida por gás de baixíssima densidade, altamente ionizado e a altas temperaturas (10^6 K), definindo a BLQ. Snowden (1998) analisou esta região utilizando dados de raios-X (0,25 keV) do satélite alemão “ROSAT”, revelando que o céu é totalmente dominado por esta emissão difusa. Este tipo de radiação é altamente absorvida ao passar pelo material interestelar, de maneira que se uma determinada nuvem interestelar gera “sombras” sobre a emissão observada, isto implica que parte desta radiação deve ter sua origem em alguma região atrás da nuvem.

A origem da emissão difusa observada pode ser separada em três componentes: (1) emissão local, até um raio de 100 pc a partir do Sol; (2) emissão proveniente do halo Galáctico; (3) emissão de fontes extragalácticas. Para analisar apenas o gás emissor interior à BLQ, é preciso separar as componentes externas, preservando apenas a componente de origem local. A partir desta idéia, Snowden (1998) obteve as intensidades do SXR de

origem nas proximidades, e supondo que a emissividade do gás quente é constante, obteve as distâncias até as fronteiras da BLQ, construindo assim mapas que delimitam a região. Estes contornos são mostrados na figura 2.3 (linha interna mais escura), em superposição aos contornos de gás neutro do mapeamento de NaI. Note que a cavidade delimitada pela fronteira de gás neutro ocupa um volume bem maior que a porção preenchida pelo gás quente e emissor de raios-X, que por sua vez se estende apenas de ~ 40 a ~ 130 pc, dependendo da direção. Snowden et al. (1990) e Snowden (1998) argumentam ainda que a emissão de SXR é anticorrelacionada com a emissão da linha de 21 cm de HI, devido ao efeito de deslocamento entre gases quentes e frios (quanto maior a emissão de SXR, maior a extensão da BLQ e menor a coluna de densidade de HI).

Os problemas com este modelo surgiram com a descoberta de que em algumas regiões até 50% da emissão de SXR observada é proveniente do halo Galáctico ou de fontes extragalácticas (Moritz et al., 1998). Grande parte destes problemas foram levados em conta por Snowden (1998); no entanto, cálculos mais recentes (Robertson et al., 2001) mostraram que até 50% da emissão observada pode ter sua origem em uma região bem próxima do Sol, devido à interação do vento solar com o fluxo de gás interestelar neutro proveniente da NIL. Estes problemas aumentam a controvérsia a respeito da real natureza da BLQ.

2.3 O complexo da superbolha Loop I

Observações no contínuo de rádio indicaram a presença de uma grande estrutura do meio interestelar conhecida como Loop I, centrada em ($l = 329^\circ$; $b = +17,5^\circ$) e localizada a uma distância aproximada de 130 pc (Heiles, 1998). O pico da emissão de rádio traça um anel quase completo ao redor deste ponto central e possui um diâmetro de $\sim 115^\circ$ (Berkhuijsen et al., 1971). Acredita-se que esta superbolha foi formada pela ação coletiva de ventos estelares e diversas explosões de supernova (SN) consecutivas originárias da associação de estrelas OB Scorpio-Centaurus (Sco-Cen), causando assim a expansão do gás interestelar ao redor. O interior da cavidade da superbolha, por sua vez, é preenchido por gás quente a uma temperatura de $T \sim 10^{6,5}$ K e corresponde a uma fonte de emissão intensa de SXR (Egger & Aschenbach, 1995).

2.3.1 A associação de estrelas OB Scorpio-Centaurus

A associação Sco-Cen é a região de formação recente de estrelas massivas mais próxima do Sol (figura 2.5 à esq.), sendo subdividida em três subgrupos jovens e não ligados, isolados por posição, idade e movimento espacial (Blaauw, 1964): Upper Scorpius (US), Upper Centaurus-Lupus (UCL) e Lower Centaurus-Crux (LCC), como mostrado na figura 2.5 à direita. O subgrupo US é o mais jovem ($\sim 4 - 5$ Manos), ao passo que os subgrupos LCC ($\sim 11 - 12$ Manos) e UCL ($\sim 14 - 15$ Manos) são mais antigos (de Geus, 1992). A análise de Sartori et al. (2003) forneceu idades significativamente diferentes de 8 – 10 Manos para US e 16 – 20 Manos para UCL e LCC. A associação possui pelo menos 150 estrelas do tipo B e um objeto do tipo O conhecido (a estrela ζ Oph, do tipo O9V).

As regiões vizinhas à Sco-Cen demonstram um amplo espectro evolutivo de formação estelar, incluindo: nuvens escuras exibindo pouca atividade de formação estelar (Musca,

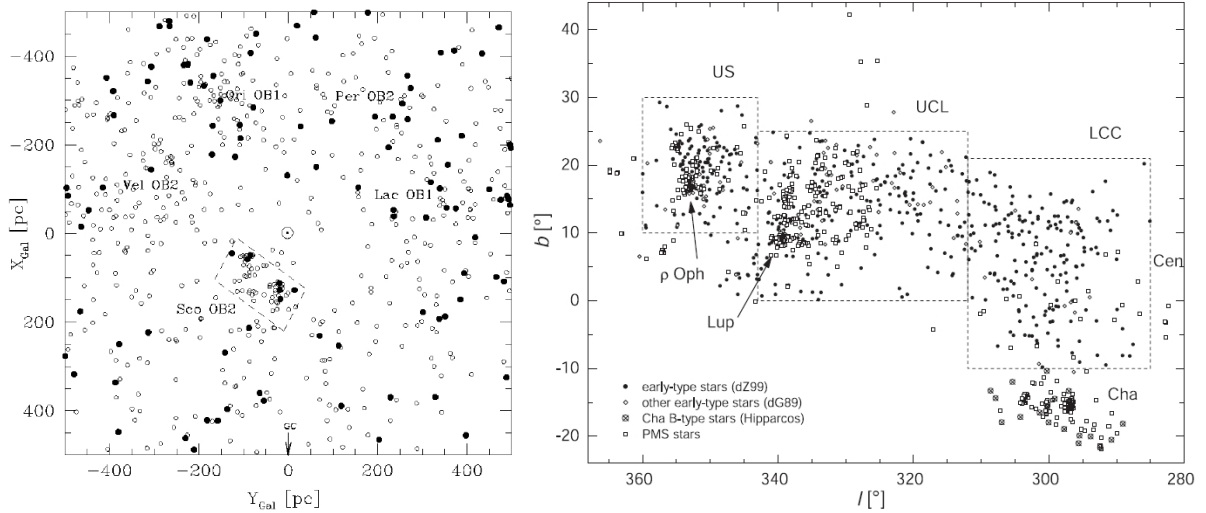


Figura 2.5: *Esquerda:* Visão das estrelas dos tipos O-BO (círculos fechados) e B1-B2 (círculos abertos) nas proximidades do Sol, a partir de um ponto sobre o Plano Galáctico. A direção do Centro Galáctico é para baixo, e o Sol está localizado na origem. A associação Sco-Cen (Sco OB2) é a concentração de estrelas dos tipos O e B mais próxima do Sol. O diagrama acima foi obtido de Preibisch & Mamajek (2008). *Direita:* Mapa da região de Sco-Cen e seus subgrupos, mostrando as posições de diversos tipos de membros de cada subgrupo (Sartori et al., 2003).

Saco de Carvão, Cha III, por exemplo); complexos de nuvens moleculares que estão atualmente em processo de formação estelar (Cha I e II, RCrA, B59 da Pipe Nebula - Alves & Franco (2007)); diversos grupos de estrelas jovens com poucos traços das nuvens escuras progenitoras, ou seja, cuja formação estelar está praticamente finalizada (Preibisch & Mamajek, 2008). As nuvens associadas a sítios de formação em Oph, CrA e Cha I exibem morfologias cometárias, com as “cabeças” apontando na direção de Sco-Cen, indicando que a atividade de formação estelar nestes pequenos grupos próximos de Sco-Cen pode ter sido provocada pelo evento de formação de estrelas massivas nos subgrupos mais antigos de Sco-Cen.

Em particular, acredita-se que o evento de formação estelar (há cerca de 5 Manos) no subgrupo US tenha sido provocado pela onda de choque da superbolha em expansão ao redor do subgrupo UCL, causada pelos ventos de estrelas massivas e explosões de SN que teriam começado a ocorrer cerca de 12 Manos atrás (de Geus, 1992). Depois disso, há $\sim 1,5$ Manos atrás, a estrela mais massiva gerada em US teria explodido como uma SN e criado uma forte onda de choque, dispersando grande parte do restante das nuvens moleculares em US. Esta onda de choque deve ter atravessado a região da nuvem molecular de ρ Oph há no máximo 1 Mano. Alguns autores sugerem que a forte atividade de formação estelar observada atualmente nesta região pode ter sido provocada pela passagem desta onda de choque (Motte et al., 1998; Preibisch & Zinnecker, 1999; Preibisch & Mamajek, 2008), representando a terceira geração na sequência de formações estelares induzidas no complexo de Sco-Cen-Oph.

2.3.2 Loop I

A área na qual Sco-Cen se localiza é essencialmente livre de distribuições densas de gás e poeira. Isto é provavelmente uma consequência dos ventos de estrelas massivas e explosões de SN, que limpam a região do material difuso e criaram um enorme sistema de estruturas de HI com formato de *loop* (*shell*) ao redor da associação. Todos os três subgrupos de Sco-Cen são relacionados a estruturas em forma de loop (figura 2.6), sendo que as velocidades de expansão de ambas as *shells* de US e UCL são de aproximadamente 10 km/s. Estas estruturas têm uma massa total de $3 \times 10^5 M_{\odot}$ e parecem ser os remanescentes da nuvem molecular gigante original da qual os subgrupos se formaram (de Geus, 1992).

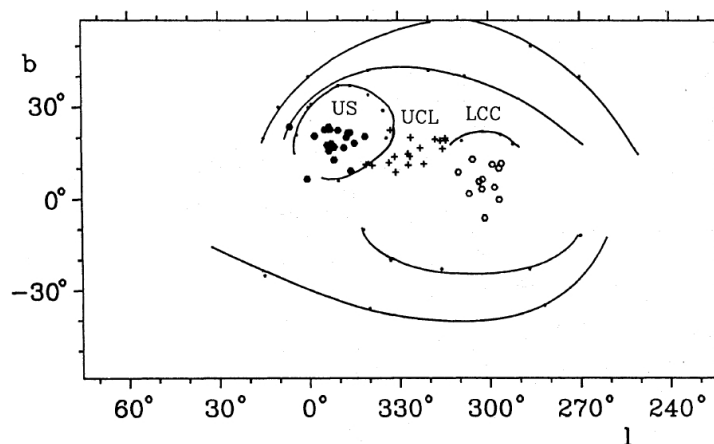


Figura 2.6: Posições dos *loops* ao redor dos subgrupos de Sco-Cen, representados pelas estrelas mais brilhantes ($<B3$) de cada grupo (de Geus, 1992).

A tabela 2.1 lista diversas grandezas associadas a cada subgrupo da associação, e suas respectivas estruturas de *loop*, segundo a visão de de Geus (1992).

Tabela 2.1: Propriedades dos subgrupos de Sco-Cen e suas estruturas em forma de *loop*, de acordo com de Geus (1992). As colunas da tabela indicam, respectivamente: (1) nome do subgrupo, (2) a posição do centro em coordenadas Galácticas, (3) a distância até o centro, (4) o raio aproximado das *shells* associadas a cada subgrupo, (5) a massa das estruturas de HI associadas, (6) a idade de cada subgrupo e (7) número total de explosões de supernova que devem ter ocorrido em cada subgrupo.

Subgrupo	Centro (l, b)	d_{centro} (pc)	R (pc)	M ($10^5 M_{\odot}$)	Idade (Manos)	N_{SN}
UCL	$320^{\circ} \pm 3^{\circ}, 10^{\circ} \pm 3^{\circ}$	140 ± 20	110 ± 10	3 ± 1	14 – 15	6 ± 3
US	$347^{\circ} \pm 2^{\circ}, 21^{\circ} \pm 2^{\circ}$	160 ± 22	40 ± 4	$0,8 \pm 0,3$	4 – 5	1 ± 1
LCC	$300^{\circ} \pm 5^{\circ}, 8^{\circ} \pm 5^{\circ}$	130 ± 24	35 ± 10	$1,0 \pm 0,5$	11 – 12	3 ± 2

Um cenário evolutivo para a formação de grandes estruturas como a superbolha Loop I começa com os ventos de estrelas dos tipos O e B recém-formadas, que expulsam o

material ao redor, gerando bolhas de gás e poeira ao redor de cada objeto (Weaver, 1979). Estas bolhas se expandem e se fundem, de maneira a formar bolhas maiores ao redor de um grupo maior de estrelas. Poucos milhões de anos após a formação da associação, SN começarão a explodir no interior das cavidades, depositando mais energia sobre as *shells*. Durante os primeiros 5 milhões de anos, os ventos e explosões de SN de estrelas do tipo O dominam a adição de energia à estrutura em expansão. Mais tarde, as explosões de SN de estrelas do tipo B desempenham este papel.

A estrutura mais proeminente nas observações do contínuo de rádio emitido de Loop I corresponde à *North Polar Spur* (NPS), um filamento brilhante que se estende até $b \sim 80^\circ$ (próximo ao Pólo Norte Galáctico). Esta emissão é altamente polarizada (Berkhuijsen et al., 1971), e portanto deve ser causada pela radiação síncrotron de elétrons espiralando ao redor de linhas de um campo magnético ordenado. A partir de observações de SXR da região, Iwan (1980) sugeriu que tal estrutura deve ser uma antiga remanescente de SN reaquecida pelo choque de uma segunda remanescente ocorrido há cerca de 2 Manos.

Em um modelo mais recente, Wolleben (2007) propôs que a NPS pode ser explicada através da interação de duas *shells* emissoras de radiação síncrotron (figura 2.7). Neste cenário, estas duas estruturas, identificadas como S1 (correspondente à bolha gerada pelo subgrupo LCC) e S2 (que corresponde à bolha Loop I recentemente inflada pela atividade estelar de US), possuem diferentes idades (6 Manos e 1 – 2 Manos, respectivamente) e se expandem com diferentes velocidades. O Sol estaria localizado no interior de S1, mas próximo à sua borda. A frente de choque de S1 teria atingido S2 há menos de 10^4 anos, dando origem à emissão de raios-X observada na direção de NPS.

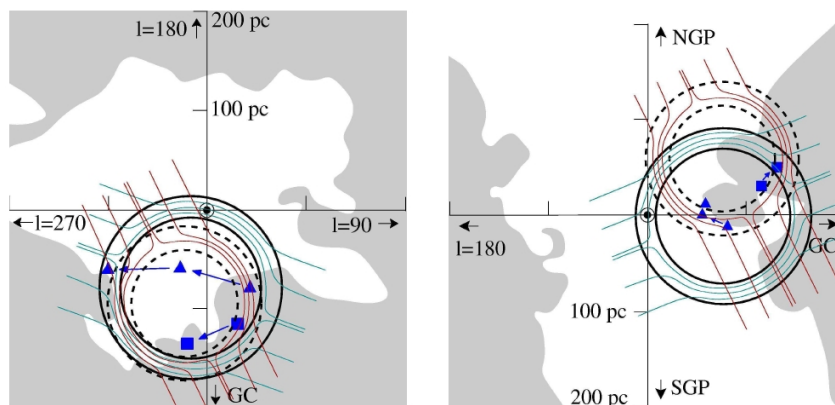


Figura 2.7: Modelo de Wolleben (2007), mostrando a posição de ambas as esferas emissoras de radiação síncrotron S1 (linha sólida) e S2 (linha tracejada), sobrepostas ao contorno da BL (parte sombreada, de Sfeir et al. (1999)), a partir de dois pontos de vista: corte paralelo ao Plano Galáctico (*esquerda*) e corte sobre o plano meridional (*direita*), ambos centrados na posição do Sol. Os triângulos e quadrados correspondem à posição dos centros de LCC e US, respectivamente, consecutivamente há 10 Manos, há 5 Manos e nos dias atuais (Maíz-Apellániz, 2001).

Frisch (2008a) argumenta que além do modelo de Wolleben (2007) explicar naturalmente a cinemática do MI dentro de um raio de 30 pc a partir do Sol, também prevê

corretamente a direção do campo magnético interestelar na heliosfera, consistente com as polarizações ópticas observadas na direção de estrelas próximas.

2.4 Modelos de formação da Bolha Local

Diversos cenários de formação e evolução para a Bolha Local já foram propostos até os dias atuais. Dada a diversidade de estruturas e a complexidade da dinâmica associada ao material interestelar nas proximidades do Sol, a interpretação dos dados observacionais muitas vezes leva a conclusões bastante distintas em relação à origem das estruturas de larga escala existentes. De maneira geral, pode-se dividir as idéias propostas dentro deste contexto em três grandes grupos:

1. A visão de que a BL juntamente com a cavidade emissora de SXR (a BLQ) teriam sido geradas pela explosão de uma ou mais supernovas nas proximidades do Sol (Cox & Smith, 1974; Cox & Anderson, 1982; Cox & Reynolds, 1987; Gehrels & Chen, 1993; Smith & Cox, 2001; Maíz-Apellániz, 2001; Berghöfer & Breitschwerdt, 2002; Fuchs et al., 2006). Dessa maneira a cavidade local seria uma entidade independente, não havendo uma conexão entre a sua formação e a presença de outras estruturas do MI na vizinhança da BL;
2. A visão na qual diversas épocas sucessivas de formação estelar na associação Sco-Cen teriam gerado diferentes frentes de choque de tal maneira que a BL corresponde ao espaço entre tais estruturas, que se expandiram assimetricamente na região de baixa densidade entre os braços da Galáxia. Assim, a BL seria apenas um anexo da superbolha Loop I (Frisch, 1981; Frisch & York, 1983; Bochkarev, 1987; Frisch, 1995; Wolleben, 2007);
3. Algumas visões alternativas sugerem que a cavidade local não seria uma “bolha” propriamente dita, não tendo se originado em associação à atividade estelar (Brueweiler, 1996; Mebold et al., 1998; Lépine & Sartori, 2003).

Faremos uma breve descrição de cada uma das propostas associadas aos grupos acima.

2.4.1 Modelos do tipo 1

Dentro desse contexto, estudando a taxa de explosões de SN na Galáxia, Cox & Smith (1974) mostraram que uma fração significativa do MI deve ser composto por remanescentes de supernovas (RSN). Na região da BL, no entanto, a dúvida residia no número de SN necessário para gerar a cavidade e reproduzir as condições de densidade e temperaturas observadas. Cox & Anderson (1982) propuseram que se a densidade inicial do meio na vizinhança solar fosse baixa ($n \approx 0,004 \text{ cm}^{-3}$) apenas uma explosão de SN seria suficiente para gerar as condições atuais. Um possível candidato para o progenitor de tal evento seria o pulsar Geminga, uma fonte de raios- γ com idade entre 320 e 340 mil anos (Gehrels & Chen, 1993). No entanto, existem muitas incertezas a respeito da distância até este objeto, e Frisch (1995) afirma que o mais provável é que ele tenha se originado na região da associação de Órion, estando assim bem distante das estruturas locais.

Por outro lado, se a densidade inicial na vizinhança solar fosse de $n \approx 0,1 \text{ cm}^{-3}$, uma sequência de explosões de SN seriam necessárias para expulsar o material, gerar a cavidade e aquecer seu interior, dando origem à emissão de SXR da BLQ (Cox & Snowden, 1986; Cox & Reynolds, 1987; Edgar & Cox, 1993; Smith & Cox, 1998). Desta maneira, o material deslocado poderia interagir com outras estruturas vizinhas, como por exemplo a superbolha Loop I. Uma representação deste cenário é mostrado na figura 2.8, de acordo com a visão de Cox & Reynolds (1987).

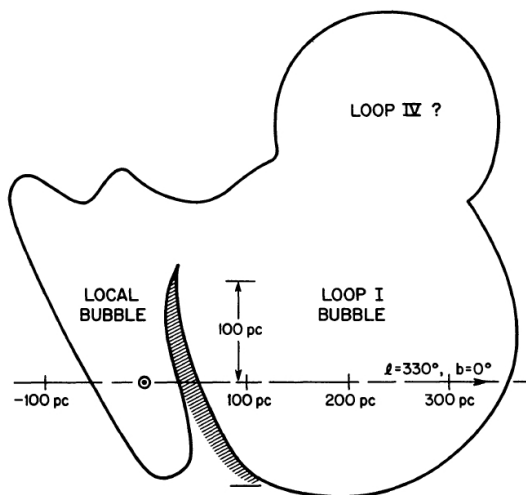


Figura 2.8: Representação da Bolha Local segundo Cox & Reynolds (1987). Esta visão corresponde a um corte perpendicular ao plano Galáctico passando pelo Sol e pelo centro de Loop I. De acordo com Cox & Reynolds (1987), na direção do Plano galáctico há uma “parede” de HI na direção de Loop I, mas ambas as bolhas podem estar conectadas em regiões de maior altura em relação a este plano.

Um grande problema associado aos modelos que consideram que a BL teria sido criada pela ação de SN em seu interior se refere à inexistência de aglomerados ativos de estrelas massivas (O e B) próximos ao Sol. As componentes de tais grupos estelares seriam bons candidatos à fontes de SN. Mesmo assim, foram encontradas evidências diretas de que uma SN explodiu próximo à localidade do Sol há cerca de 5 milhões de anos atrás, através da análise da abundância de $\text{Fe}_{(60)}$ na crosta de ferromanganês nas profundezas do oceano (Knie et al., 1999).

Smith & Cox (2001) argumentam que dadas condições iniciais de densidade e temperatura de $\sim 0,2 \text{ cm}^{-3}$ e $2,2 \times 10^4 \text{ K}$, respectivamente, duas ou três explosões aleatórias de SN (ou seja, resultante de estrelas O e B independentes de associações OB) na vizinhança solar reproduziriam as condições da cavidade observada hoje em dia. Estas explosões deveriam ocorrer em um período de 3 milhões de anos há 2 – 5 milhões de anos atrás. Neste modelo, a origem das SN seria aleatória, desvinculada da presença de grandes associações de estrelas massivas nos arredores da BL, que normalmente são consideradas progenitoras de SN.

Por outro lado, Maíz-Apellániz (2001) sugere que as SN que criaram a cavidade local tiveram a mesma origem daquelas que formaram a superbolha vizinha Loop I, ou seja,

as estrelas da associação OB Sco-Cen, particularmente aquelas ligadas ao subgrupo LCC. Esta conclusão foi obtida ao se calcular as trajetórias dos centros dos subgrupos de Sco-Cen até 10 milhões de anos atrás, revelando que há 5 milhões de anos o centro de LCC se localizava no interior do contorno atual da BL (figura 2.9 à esq.). Acredita-se que aproximadamente 6 SN provenientes de LCC teriam sido responsáveis pela formação da cavidade local, ao passo que Loop I fora criada pela ação conjunta das explosões de SN de UCL e LCC. Seguindo esta mesma linha de pensamento, Fuchs et al. (2006) traçaram as localizações dos subgrupos de Sco-Cen até 30 milhões de anos atrás, inferindo que componentes dos subgrupos LCC e UCL teriam entrado na região atual da bolha há 10–15 milhões de anos, sendo que cerca de 14–20 explosões de SN teriam sido responsáveis por inflar a estrutura observada atualmente.

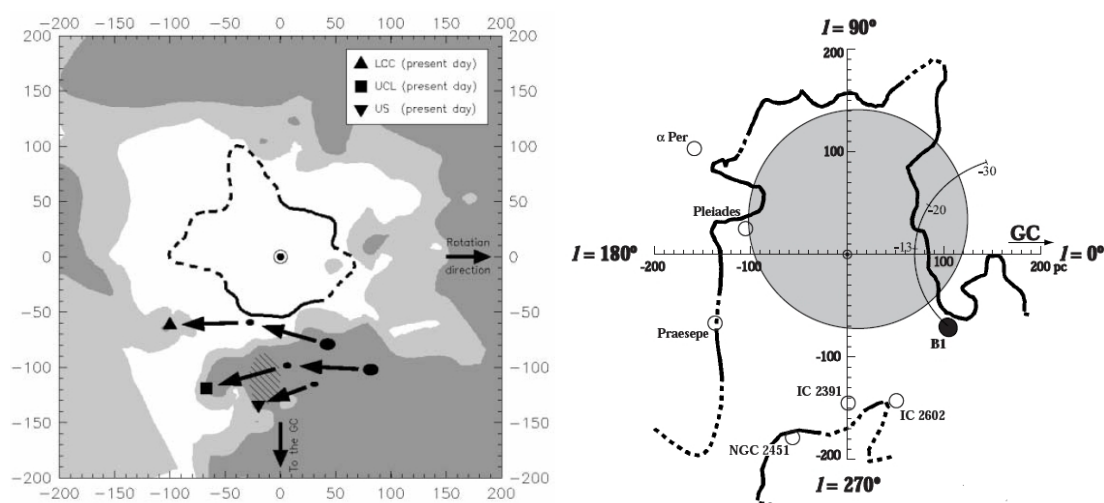


Figura 2.9: *Esquerda:* Modelo de formação da BL segundo Maíz-Apellániz (2001). Neste corte paralelo ao Plano Galáctico, centrado no Sol, o contorno preenchido corresponde ao mapeamento de Na I da BL (Sfeir et al., 1999) e a linha interna corresponde ao contorno da BLQ, a partir das observações de SXR (Snowden, 1998). Os símbolos triângulo, quadrado e triângulo invertido correspondem às posições atuais de LCC, UCL e US, respectivamente. Os pontos e setas indicam as posições dos subgrupos há 5 milhões de anos e há 10 milhões de anos (apenas para UCL e LCC). Note que há 5 milhões de anos atrás o centro do subgrupo LCC estava localizado no interior do contorno da BL, mais próximo à localização do Sol. *Direita:* Modelo de formação da BL segundo Berghöfer & Breitschwerdt (2002). A trajetória de 30 Manos do subgrupo B1 das Plêiades é indicado, juntamente com sua posição atual. Note que há cerca de 13 Manos o centro deste subgrupo passou dentro do contorno de Na I da BL.

Outra possível origem para a BL foi proposta por Berghöfer & Breitschwerdt (2002). Neste caso o provável progenitor das explosões de SN teria sido o subgrupo mais jovem (B1) do grupo móvel das Plêiades, cuja trajetória dentro de um período de 30 milhões de anos mostra que há cerca de 13 milhões de anos atrás seu centro se posicionava no interior da atual localização da cavidade local, mas próximo à sua borda (figura 2.9 à dir.). Berghöfer & Breitschwerdt (2002) sugerem que a BL teria então sido criada devido às explosões de 10 a 20 SN provenientes deste subgrupo, ocorridas entre 10 e 20 milhões de anos atrás. Baseando-se neste mesmo cenário, Breitschwerdt & de Avillez (2006)

calcularam uma idade de $\approx 14,5$ milhões de anos para a BL, tendo sido gerada pela ação de 19 SN do subgrupo B1.

2.4.2 Modelos do tipo 2

No modelo proposto por Frisch (1981); Frisch & York (1983); Frisch (1995), a BL é parte da superbolha vizinha Loop I. De acordo com esta visão, diferentes épocas sucessivas de formação estelar em Sco-Cen teriam gerado diferentes frentes de choque que se expandiram assimetricamente na região de baixa densidade entre os braços espirais da Galáxia. Uma representação destas idéias é mostrada na figura 2.10.

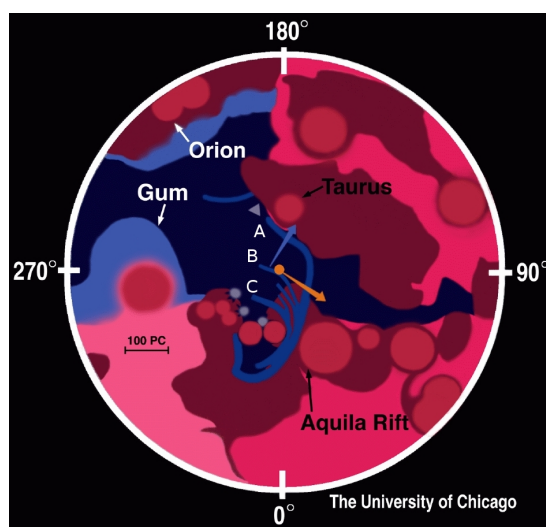


Figura 2.10: Representação esquemática do modelo de formação da BL segundo Frisch (1995), em um corte paralelo ao Plano Galáctico. A imagem, com raio de 500 pc, mostra três frentes de choque de épocas sucessivas de formação estelar em Sco-Cen, se expandindo assimetricamente na região de baixa densidade entre os braços espirais. A estrutura do braço espiral é evidenciada pelas nuvens moleculares, de acordo com o mapeamento de CO de Dame et al. (1987). O Sol se localiza na interseção entre as duas setas, sendo que a azul indica o sentido de movimento da nuvem local e a laranja representa o sentido do movimento do Sol. As curvas “A”, “B” e “C” representam, respectivamente: o limite mais externo da *shell* de Sco-Cen, que já teria passado pela posição atual do Sol; A *shell* fragmentada na qual o Sol está atualmente imerso; A *shell* associada às explosões de SN mais recentes de Sco-Cen.

De acordo com de Geus (1992), o surgimento dos três subgrupos de Sco-Cen está relacionado a três diferentes épocas de formação estelar nesta associação: há 14 – 15 milhões de anos atrás (UCL), há 11 – 12 milhões de anos (LCC) e há 4 – 5 milhões de anos (US), veja a tabela 2.1. Cada uma destas épocas de formação estelar deve ter dado origem a estrelas massivas que geraram fortes ventos estelares e conseqüentemente evoluíram para explosões de SN, cujas frentes de choque expulsaram o material interestelar em suas proximidades e se expandiram no interior das cavidades formadas pelos eventos anteriores. De acordo com Frisch (1996), a expansão teria sido facilitada na direção do anticentro Galáctico, onde as frentes de choque encontraram a região de baixa densidade

entre os braços espirais da Galáxia. Na direção de rotação e do centro Galáctico, no entanto, tal expansão foi inibida pela presença de um ambiente interestelar mais denso ($n \approx 10^4 \text{ cm}^{-3}$), associado à presença de nuvens moleculares (por exemplo, a região de “Aquila Rift”).

A frente de choque associada à primeira época de formação estelar em Sco-Cen já teria passado pela posição atual do Sol, dando origem à nuvem vista a cerca de 70 pc na direção de Órion. A segunda época de explosões de SN teria expandido e reaquecido a cavidade anterior. Já a terceira época de formação estelar, associada ao subgrupo US, deu origem à remanescente de SN na qual o Sol estaria atualmente imerso. Este cenário é consistente com o fato de que o fluxo de gás interestelar na vizinhança solar, associado à NIL, possui uma velocidade de $15 - 20 \text{ km s}^{-1}$ vindo de uma direção de $l \approx 320^\circ - 350^\circ$ e $b \approx 0^\circ$ (Cox & Helenius, 2003), ou seja, a direção geral do centro de Sco-Cen. Além disso, o ferro e o cálcio da NIL são uma ordem de grandeza mais abundantes que em nuvens difusas mais distantes, sugerindo que uma forte onda de choque passou recentemente pela região, destruindo os grãos de poeira interestelar e enriquecendo o ambiente gasoso (Frisch, 1981). Frisch (1981) sugere ainda que o CNIL seriam fragmentos da *shell* em expansão da superbolha Loop I.

Frisch (2008a,b) argumenta que seu modelo é consistente com a visão de Wolleben (2007), que propôs duas *shells* emissoras de radiação síncrotron (S1 e S2) centradas em diferentes pontos sobre a associação Sco-Cen e com diferentes velocidades de expansão, para reproduzir os dados polarimétricos no rádio (1,4 GHz e 23 GHz) observados na direção de Loop I. De acordo com este modelo o Sol estaria de fato imerso no interior da remanescente de SN de S1 (veja a figura 2.7).

Um modelo alternativo dentro deste mesmo contexto foi proposto por Bochkarev (1987). De acordo com esta visão (figura 2.11), o sistema solar está próximo à borda de uma região de baixa densidade ($n \approx 1 \times 10^{-3} - 4 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-3}$) preenchida com gás a altas temperaturas (10^6 K), nomeada Caverna Local.

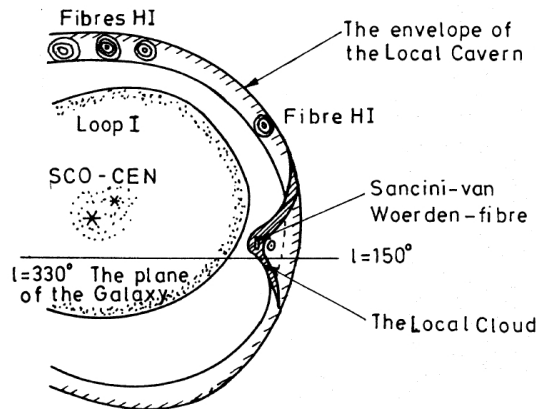


Figura 2.11: Modelo do meio interestelar local segundo Bochkarev (1987). O Sol estaria na borda do envelope da região de baixa densidade conhecida como Caverna Local, centrada na região de Sco-Cen. O envelope da Caverna Local seria constituído de diversos filamentos de HI. A representação simplificada acima foi extraída de Kosarev et al. (1994).

A Caverna Local estaria centrada na região da associação OB Sco-Cen, envolvida por um envelope de gás constituído de diversos filamentos de HI (cada um com massa da ordem de $10^6 M_{\odot}$). A distância entre o centro da associação e o envelope seria de 150 – 200 pc. A presença da nuvem local (a protuberância vista próxima ao Sol na figura 2.11) separa o sistema solar do gás quente da Caverna Local. Esta nuvem morna ($T \approx 7000 - 13000$ K) e homogênea, de densidade $n_{HI} < 0,2 \text{ cm}^{-3}$, se estende até distâncias de 3 a 10 pc do Sol, dependendo da direção. Nesta visão, a bolha Loop I se expande no interior do espaço da Caverna Local com velocidade entre 530 e 580 km s^{-1} , apresentando um raio de ~ 140 pc.

Uma dificuldade associada aos modelos que consideram a BL como um anexo da superbolha Loop I é explicar a existência de uma parede de gás neutro, separando a BL de Loop I (Centurion & Vladilo, 1991; Egger & Aschenbach, 1995), já que as primeiras épocas de formação estelar em Sco-Cen teriam expulsado todo o material em suas proximidades. Mesmo assim, Frisch (1998) argumenta que não existem evidências da existência da suposta parede de gás neutro, com $N_H \sim 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ entre 40 e 70 pc do Sol, na direção de Loop I. A inexistência de tal estrutura de gás neutro a distâncias dentro desta faixa foi confirmada por Reis & Corradi (2008) na análise do excesso de cor ao longo de toda a região.

2.4.3 Modelos do tipo 3

Alguns modelos propõem que a origem da BL não está diretamente associada à atividade estelar, como explosões de SN ou ventos de estrelas massivas, não sendo assim uma “bolha” propriamente dita. Bruhweiler (1996), que prefere o termo “local void” para a BL, sugere que os contornos desta cavidade são definidos pela interseção de grandes estruturas Galácticas, como as *shells* dos Loops I, II, III e IV, a nebulosa de Gum, Eridanus etc. Um esquema deste cenário é mostrado na figura 2.12.

As estruturas das bolhas vizinhas provavelmente são formadas por explosões de SN e efeitos de ventos estelares, sendo que cada uma contém gás quente e ionizado, limitado por frentes de choque de gás neutro e denso. O “local void”, onde o Sol se encontra, é portanto visto como uma região assimétrica do espaço entre o volume definido por estas *shells* interagentes. Welsh et al. (1994) argumentam, no entanto, que é difícil explicar a presença de gás quente e ionizado no interior da cavidade local a partir deste modelo. Mesmo assim, esta evidência poderia ser explicada pelo “vazamento” de gás quente a partir do interior das estruturas vizinhas.

Seguindo esta mesma linha de pensamento, Mebold et al. (1998) sugerem que a explicação mais plausível para a cavidade local é que este é apenas um local típico entre os braços espirais da Galáxia.

Lépine & Sartori (2003) argumentam que o choque de um braço espiral da Galáxia com o meio interestelar poderia gerar as estruturas laminares de gás e poeira observadas nas proximidades do Sol. Este choque causaria a ejeção de material interestelar na direção perpendicular ao Plano Galáctico, como mostrado na figura 2.13. Isto poderia explicar o formato de “chaminé” da BL na direção Norte-Sul. Além disso, o choque poderia fornecer uma explicação para o alinhamento das nuvens moleculares vizinhas ao Sol, quando vistas a partir de cima do Plano Galáctico, como mostrado na figura 1.2.

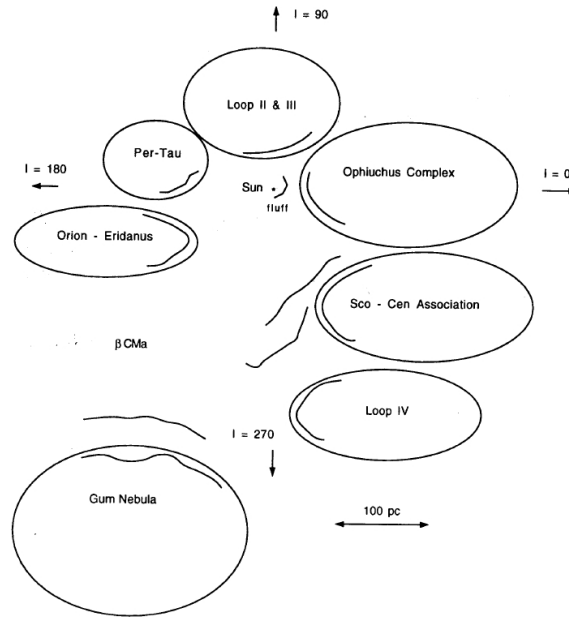


Figura 2.12: Representação esquemática da morfologia do meio interestelar local, indicando as fronteiras da cavidade local sendo construídas pela interseção de diversas estruturas Galácticas vizinhas, de acordo com a visão de Bruhweiler (1996). A imagem foi extraída de Welsh et al. (1994).

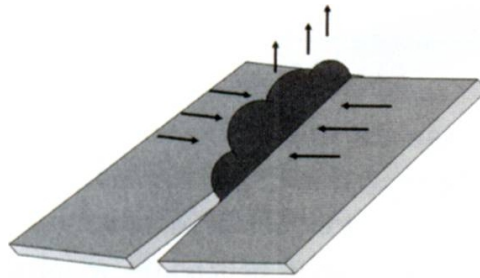


Figura 2.13: Modelo de Lépine & Sartori (2003) para o meio interestelar local. A ejeção de material interestelar na direção perpendicular ao Plano Galáctico é causado pela colisão de duas lâminas de gás e poeira no Plano Galáctico.

2.5 A Zona de Interação entre as Bolhas Local e Loop I

Os estudos da morfologia da cavidade local indicaram que o raio da bolha local quente varia de 40 a 130 pc, dependendo da direção (Snowden et al., 1990; Snowden, 1998). A distância do Sol até a associação OB Sco-Cen, localizada no centro de Loop I, é de ~ 150 pc, sendo que as *shells* de material em expansão associadas a seus respectivos subgrupos podem estar até cerca de 110 pc da associação (de Geus, 1992). Dado este cenário de proximidade da BLQ com Loop I, Egger & Aschenbach (1995) argumentam que é bem provável que ambas as bolhas estejam sofrendo algum tipo de interação.

Simulações da colisão entre duas frentes de choque esféricas (para bolhas extragalácticas) foram realizadas por Yoshioka & Ikeuchi (1990). Dentro deste contexto as frentes de onda

corresponderiam às camadas em expansão da BL e de Loop I, que supostamente estariam colidindo. Inicialmente, as *shells* geradas pelas explosões de SN varrem o meio ao redor, aquecendo-o. A remanescente de SN em expansão diminui sua velocidade gradativamente à medida que encontra o material interestelar mais distante e aumenta a sua densidade. O aumento da densidade gera uma casca fina e densa de gás e poeira e neste momento a expansão passa a resfriar o gás mais do que aquecê-lo, dando início ao *estágio de resfriamento radiativo* da remanescente de SN. Yoshioka & Ikeuchi (1990), concluíram que se pelo menos uma das bolhas já tiver atingido seu estágio de resfriamento radiativo antes da interação, o interior de ambas as bolhas não se misturariam, mas uma parede densa se formaria na zona de interação (figura 2.14). Além disso, um anel de material neutro e denso se formaria nos limites da zona anular de interação.

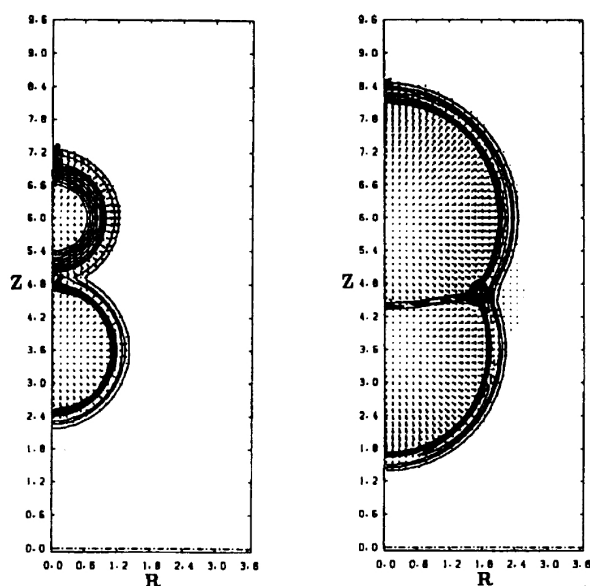


Figura 2.14: Simulações da colisão entre duas bolhas interestelares quentes, por Yoshioka & Ikeuchi (1990). À esquerda, a bolha mais antiga (abaixo) já formou uma *shell* densa no instante antes da colisão. Direita: após a colisão, uma parede limitada por um anel denso e neutro se formou na área de interação.

Analisando imagens de raios-X de baixa energia (0,25 keV) do ROSAT, Egger & Aschenbach (1995) identificaram sombras na direção de Loop I, que foram associadas à presença do anel de interação entre esta bolha e a BL. Supostamente, as sombras são geradas pela presença de material neutro e denso ($N_{HI} \approx 7 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$), que é opaco nesta banda de energia, levando à conclusão que qualquer emissão nesta faixa de comprimentos de onda, gerada além do anel de interação, será absorvida. Além disso, Egger & Aschenbach (1995) argumentam que há uma anticorrelação entre a posição das sombras nas imagens de raios-X e as regiões de maior brilho nos mapeamentos de HI. Na figura 2.15 mostramos as imagens de raios-X (à esq.) e da distribuição de HI (à dir.) na direção da zona de interação. As observações mostram que diversas partes do anel estão aparentemente distorcidas e incompletas, o que pode ser explicado por desvios na simetria esférica da BL e/ou de Loop I.

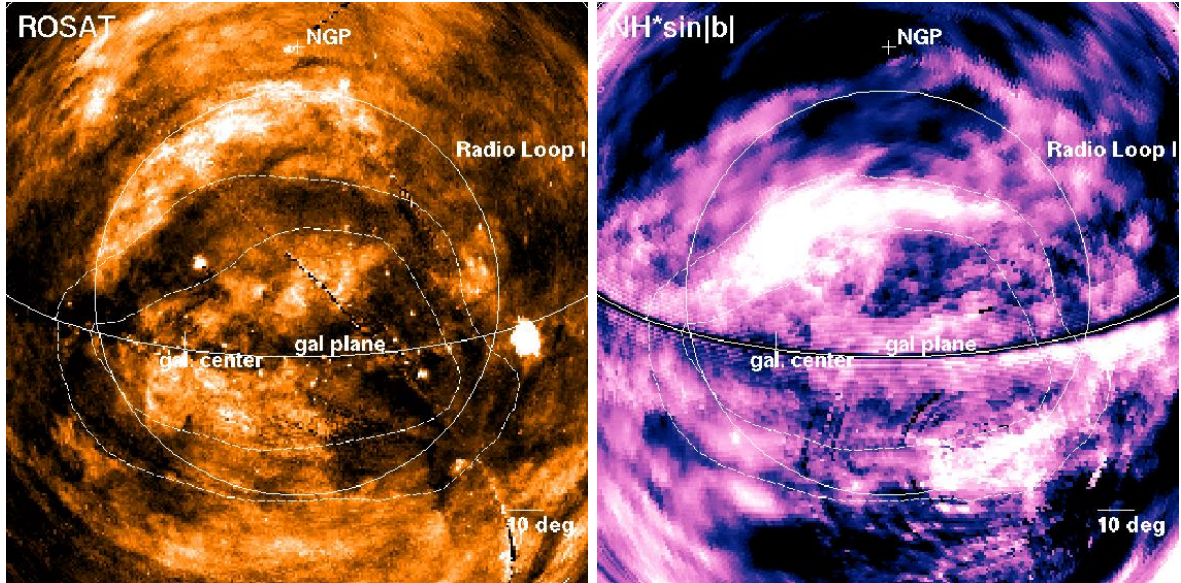


Figura 2.15: Imagens da zona de interação entre as bolhas Local e Loop I em raios-X ($\sim 0,08 - 0,28$ keV, à esquerda) e da distribuição de HI (à direita). O contorno do anel proposto por Egger & Aschenbach (1995) é indicado. O círculo de 58° segue o loop observado no contínuo de rádio. Egger & Aschenbach (1995) argumentam que de maneira geral há uma anticorrelação entre as sombras na imagem de raios-X e as regiões de maior brilho na distribuição de HI.

A distância até a zona de interação é alvo de grande controvérsia. Através da análise dos espectros no ultravioleta de oito estrelas na região definida pelas coordenadas Galácticas $315^\circ < l < 330^\circ$ e $15^\circ < b < 25^\circ$, Centurion & Vladilo (1991) sugerem que a parede de gás neutro se localiza a uma distância de 40 ± 25 pc do Sol. Utilizando as colunas de densidade de hidrogênio neutro de Fruscione et al. (1994), Egger & Aschenbach (1995) propõem que o anel se localiza a aproximadamente 70 pc do Sol, já que é observado um salto em N_H de $\leq 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ para $\geq 7 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ a partir deste ponto. Utilizando este resultado, Egger & Aschenbach (1995) calcularam que a densidade de partículas no interior do anel excede a densidade do ambiente ao redor por um fator de 25, em boa concordância com os resultados das simulações de Yoshioka & Ikeuchi (1990).

Usando dados de excesso de cor de fotometria Strömgren ($E(b - y)$) e espectroscopia de alta resolução na direção das nuvens Saco de Carvão, Chamaeleon e Musca, Corradi et al. (1997, 2004) sugerem que a zona de interação é dobrada e retorcida, localizada a cerca de 120 – 150 pc. Como havia sido notado anteriormente por Dame et al. (1987), as nuvens escuras ρ Oph, Lupus, R CrA, G317-4, Saco de Carvão, Chamaeleon e Musca estão todas localizadas a uma distância média de 150 pc do Sol, na direção de Loop I. De acordo com Corradi et al. (2004), estas nuvens podem estar associadas à zona de interação entre as bolhas. Por outro lado, Welsh & Lallement (2005) identificaram a presença de uma nuvem na direção $l \approx 330^\circ$ e $b \approx +18^\circ$, a cerca de 90 pc, sugerindo que esta seria uma parte da interface entre as bolhas Local e Loop I.

Reis & Corradi (2008) utilizaram dados fotométricos do GCPD (*General Catalogue of Photometric Data*) para analisar o excesso de cor $E(b - y)$ em função da distância para estrelas distribuídas ao longo de toda a região de interação ($250^\circ \leq l \leq 50^\circ$ e $-60^\circ \leq b \leq +60^\circ$). A análise mostra que a transição esperada de $E(b - y) \approx 0,070 - 0,100$ ocorre na região oeste do anel a 110 ± 20 pc ao passo que na região leste tal transição

não é claramente observada antes de 280 ± 50 pc. Próximo ao Plano Galáctico, as nuvens escuras se distribuem no interior do contorno anular a distâncias que variam de 100 a 180 pc. Reis & Corradi (2008) argumentam que a distribuição do excesso de cor indica que se o anel realmente existe, este é altamente fragmentado e distorcido. No entanto, as diferentes características do avermelhamento entre o interior e sobre a região anular colocam em dúvida a existência do anel.

Bhat & Gupta (2002) investigaram a distribuição do plasma no meio interestelar local na direção geral de Loop I através de observações de rádio de um conjunto de pulsares conhecidos nas proximidades da BL. Sinais de rádio de pulsares são muito afetados pelo espalhamento no meio interestelar, permitindo analisar o grau de espalhamento associado a lâminas de gás e poeira. Bhat & Gupta (2002) realizaram uma comparação entre dois modelos: o primeiro considera apenas a presença das *shells* de ambas as bolhas Local e Loop I e o segundo leva em conta a presença de uma zona de interação entre as duas bolhas. Concluiu-se que o segundo modelo de certa maneira é menos satisfatório que o primeiro, já que o nível de turbulência na zona de interação teria que ser muitas vezes maior que nas *shells* do primeiro modelo para explicar as observações.

Utilizando dados de ultravioleta do FUSE (*Far Ultraviolet Spectroscopic Explorer*) para analisar a emissão de O VI ao longo de duas linhas de visada na direção de Loop I, Sallmen et al. (2008) mostraram que as condições na interface entre a região de interação e a BL são significativamente diferentes da interface entre a região de interação e Loop I. Essas diferenças devem ser devidas a diferentes condições de temperatura e pressão entre a BL e Loop I.

Breitschwerdt et al. (1999, 2000) sugerem que devido à maior pressão na região de Loop I, instabilidades magnetohidrodinâmicas seriam geradas na região da parede de interação, e seriam responsáveis pela ejeção de fragmentos desta parede, dando origem ao conjunto de nuvens locais observado. Breitschwerdt et al. (2000) argumentam que na região da parede de onde os fragmentos foram ejetados devem ser observadas aberturas, causando diminuições na coluna de densidade de HI e aumento da emissão de raios-X de baixa energia, proveniente do interior da bolha Loop I. Utilizando fotometria Strömgren *uvbyH β* , Franco (2002) observou uma região de menor densidade na direção de Lupus e sugere que esta abertura possa estar associada à ejeção de material da parede a partir daquela região. Este modelo não deixa claro, no entanto, como estes fragmentos teriam viajado por cerca de 3,5 milhões de anos se afastando da suposta parede localizada a 70 pc do Sol, ao passo que esta permaneceu aparentemente intacta (Slavin, 2008).

Capítulo 3

Polarização da Luz pelo Meio Interestelar

3.1 Polarização da luz no contexto astrofísico

O primeiro passo no sentido de tornar a polarimetria uma técnica astronômica efetiva foi dado pelo astrônomo Bernard Lyot durante a década de 1920, quando este dedicou grande parte de seus estudos à medida da polarização da luz do Sol refletida na superfície da Lua e dos planetas. No contexto astrofísico, o grau de polarização da luz pode variar bastante, dependendo do ambiente e do efeito polarizador. No entanto, sabe-se que luz polarizada por *dicroísmo*, neste caso associado à poeira interestelar, de maneira geral corresponde apenas a uma pequena porcentagem da radiação total. De acordo com Tinbergen (1996), alguns dos valores máximos de polarização da luz conhecidos hoje em dia em diferentes ambientes de investigação astronômica são:

- $\sim 10\%$ (polarização linear), associado à poeira interestelar agindo na luz estelar (na região da Pipe Nebula são encontrados valores de cerca de 19% - Alves & Franco (2007));
- $> 20\%$, da radiação solar refletida na superfície dos planetas;
- $\sim 50\%$, correspondendo à polarização da radiação síncrotron proveniente da Nebulosa do Caranguejo;
- $\sim 20\%$, da polarização observada na direção do pulsar do Caranguejo;
- 100% , a partir do efeito Zeeman observado em manchas solares.

A luz da maioria das estrelas não é polarizada, pois a radiação de corpo negro emergente de uma fotosfera estelar é intrinsecamente despolarizada. Em regiões isoladas na superfície do Sol, por exemplo, polarizações lineares da ordem de $0,04\%$ são observadas, mas as regiões apresentam diversos ângulos de posição diferentes, de maneira que na média a polarização resultante da luz solar deve ser menor que $0,000001\%$ (Gehrels, 1974). Assim, devido à grande distância até as outras estrelas, estas se apresentam como fontes pontuais,

e qualquer grau de polarização devido a alguma região específica na superfície das estrelas é normalmente eliminada quando a média é tomada sobre o disco esférico visível do objeto.

De maneira geral, podemos afirmar que a polarização fornece informações sobre assimetrias ou anisotropias inerentes em alguma configuração astronômica, ou seja, sempre que há algum tipo de assimetria, caracterizada por um desvio da simetria esférica, é provável que a luz observada seja polarizada. Tais assimetrias podem estar associadas à própria fonte, ao meio existente entre a fonte e o observador, ou ambos. As principais assimetrias que dão origem à polarização astronômica estão associadas a campos magnéticos e a distribuição assimétrica da radiação espalhada. De fato, polarimetria é uma das técnicas mais diretas de detecção de campos magnéticos, cuja intensidade neste contexto pode ir desde $10\mu\text{G}$ no meio interestelar difuso a 10^{15-16}G em *magnetars*.

A faixa de comprimentos de onda observável no estudo da radiação polarizada vai desde raios- γ até ondas de rádio, sendo que a frequência da luz escolhida para análise depende das características do objeto de estudo.

No caso do efeito polarizador do meio interestelar sobre a luz estelar, não existe dúvida que sua origem está na poeira interestelar, já que a maioria das estrelas afetadas são mais avermelhadas, um efeito que também é atribuído à passagem da luz através da poeira. Supondo que estas partículas de poeira não são esféricas, e além disso estão alinhadas em relação a uma determinada direção preferencial no espaço, então a distribuição dos grãos de poeira é anisotrópica, fazendo com que a luz estelar seja mais absorvida na direção paralela aos eixos maiores dos grãos, caracterizando o *dicroísmo linear* responsável por introduzir uma componente polarizada na radiação total. Este mecanismo será estudado em detalhes na seção 3.3.

3.2 Descrição da luz polarizada

A luz é representada por uma onda eletromagnética (OEM), que por sua vez consiste de uma combinação entre um campo elétrico (\vec{E}) e um campo magnético (\vec{B}), ambos se propagando na mesma direção e sentido, porém em planos ortogonais entre si e entre a direção de propagação (figura 3.1). O mecanismo de propagação da onda se baseia em uma relação mútua entre os campos \vec{E} e \vec{B} , no qual uma variação do campo elétrico induz o surgimento de um campo magnético, e vice versa. De maneira usual, pode-se descrever a onda apenas através do campo \vec{E} , dado que \vec{B} segue diretamente do primeiro a partir das equações de Maxwell.

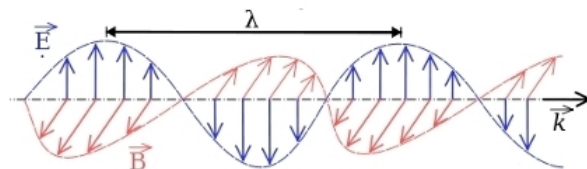


Figura 3.1: Representação de uma onda eletromagnética, que consiste de uma relação de mutualidade entre os campos elétrico (\vec{E}) e magnético (\vec{B}). Fonte: http://en.wikipedia.org/wiki/Electromagnetic_wave.

Naturalmente, duas OEMs indistinguíveis podem se propagar separadamente através de um meio, sem que haja interferência entre elas. Dessa maneira o vetor campo elétrico instantâneo da onda pode ser decomposto em duas componentes independentes ortogonais entre si (e ortogonais em relação à direção de propagação), como mostrado na figura 3.2 para uma OEM viajando ao longo da direção z . Se a onda é tal que ambas as componentes do campo elétrico (E_x e E_y) variam aleatoriamente, sem nenhuma correlação de fase ou amplitude entre elas, então a luz é dita **não polarizada** (também conhecida como **luz natural** ou **aleatoriamente polarizada**). Este tipo de radiação surge quando a fonte é composta por um grande número de emissores orientados aleatoriamente no espaço, de tal maneira que cada emissão atômica é polarizada, mas quando um grande número de emissões são observadas em conjunto, o resultado é uma onda luminosa cujas relações de fase entre as componentes variam rápida e aleatoriamente.

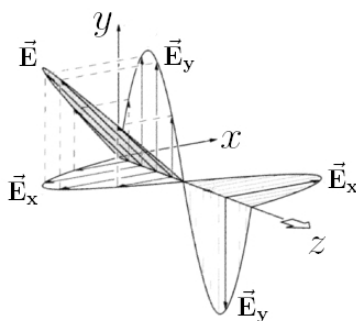


Figura 3.2: Decomposição do vetor campo elétrico de uma onda se propagando ao longo da direção z nas componentes E_x e E_y . Fonte: Hecht (2002).

No entanto, para uma onda observada em uma determinada faixa de frequências, se alguma relação de fase ou amplitude existe entre as componentes, que persiste por um tempo longo quando comparado com o período de vibração da onda, a luz resultante é mais organizada, sendo assim **parcialmente polarizada**. Neste caso, temos uma situação em que uma fração da luz consiste de um vetor campo elétrico variando de maneira totalmente regular no espaço (correspondendo à parte **totalmente polarizada** da luz) superposta a uma fração da luz na qual a variação de \vec{E} é totalmente irregular e aleatória (associada à parte não polarizada da luz). A variação do vetor campo elétrico resultante não é nem totalmente regular, nem totalmente irregular. Se apenas a porção polarizada da luz é analisada ao passar por um ponto fixo no espaço, veremos que o vetor campo elétrico traça uma linha reta (**polarização linear**), um círculo (**polarização circular**) ou uma elipse (**polarização elíptica**), como esquematizado na figura 3.3. Ao mesmo tempo, superposto a este padrão, o campo \vec{E} da fração despolarizada da luz descreve um movimento completamente aleatório.

A parte polarizada da onda pode ser uma função do comprimento de onda, tempo ou direção de chegada e de maneira geral a dependência funcional nestas variáveis será diferente para a parte não polarizada da onda. É possível caracterizar esta dependência em termos do *grau de polarização*, que representa a fração polarizada do feixe luminoso em relação à intensidade total. A maior parte da informação astronômica sobre a polarimetria

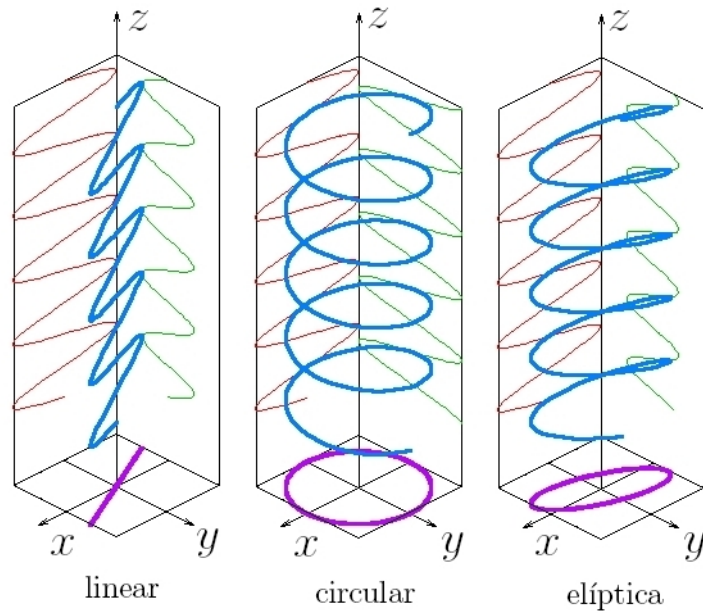


Figura 3.3: As componentes de $\vec{\mathbf{E}}$ ao longo dos eixos x (vermelho) e y (verde) se combinam de tal maneira que suas relações de fase e amplitude podem dar origem a um campo elétrico resultante contendo uma das três formas possíveis de polarização de uma onda luminosa: polarização linear, circular ou elíptica (esta última constituindo a forma mais geral). Fonte: <http://en.wikipedia.org/wiki/Polarization>.

está contida nesta quantidade, como veremos mais adiante.

Uma fonte típica é constituída de um grande conjunto de átomos irradiando com fases e frequências diferentes. Assim, de maneira geral a luz resultante será policromática. Considere que tal radiação seja passada por um filtro da banda estreita, de tal forma que a largura $\Delta\lambda$ da banda seja pequena em relação ao comprimento de onda médio $\bar{\lambda}$ da mesma. A radiação emergente deste filtro é conhecida como “quase-monocromática”, sendo representada por uma estreita faixa de frequências, e o comprimento de onda é tomado como sendo igual ao valor médio de λ . Qualquer radiação policromática pode ser vista como uma superposição de várias ondas quase-monocromáticas, cada uma com diferentes frequências médias e diferentes relações de fase e amplitude. Usando esta aproximação, vemos que basta descrevermos fisicamente ondas quase-monocromáticas, já que a radiação policromática de maneira geral pode ser representada por uma soma das primeiras.

3.2.1 A elipse de polarização

A forma mais geral da luz polarizada é a condição *elípticamente polarizada*, de tal maneira que as formas *circulares* e *lineares* representam apenas casos especiais. Considere uma OEM quase-monocromática viajando na direção z (figura 3.2), sendo que as componentes ortogonais do campo elétrico nas direções x e y podem ser representadas por ondas planas:

$$E_x = E_{0x} \cos(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t + \psi_x) \quad \text{e} \quad E_y = E_{0y} \cos(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t + \psi_y) \quad (3.1)$$

onde $\vec{r} = (x, y, z)$, ω é a frequência angular, \vec{k} é o vetor de onda ($\vec{k} = k\hat{z}$, onde $k = 2\pi/\lambda$, ou seja, $\vec{k} \cdot \vec{r} = kz = 2\pi z/\lambda$) e ψ_x e ψ_y são as constantes de fase nas direções x e y , respectivamente. Definindo a diferença de fase $\psi = \psi_y - \psi_x$ podemos manipular as equações acima de maneira a eliminar a dependência com $(kz - \omega t)$. Inicialmente, reescrevemos a equação de E_y como:

$$E_y = E_{0y}(\cos(kz - \omega t + \psi_x) \cos \psi - \sin(kz - \omega t + \psi_x) \sin \psi) \quad (3.2)$$

Em seguida, usando a equação de E_x , substituímos na equação acima as quantidades $\cos(kz - \omega t + \psi_x) = E_x/E_{0x}$ e $\sin(kz - \omega t + \psi_x) = \sqrt{1 - (E_x/E_{0x})^2}$. O resultado é a equação de uma elipse, rotacionada em relação ao sistema de coordenadas E_x, E_y (figura 3.4):

$$\frac{E_x^2}{E_{0x}^2} + \frac{E_y^2}{E_{0y}^2} - 2\frac{E_x}{E_{0x}}\frac{E_y}{E_{0y}}\cos\psi = \sin^2\psi \quad (3.3)$$

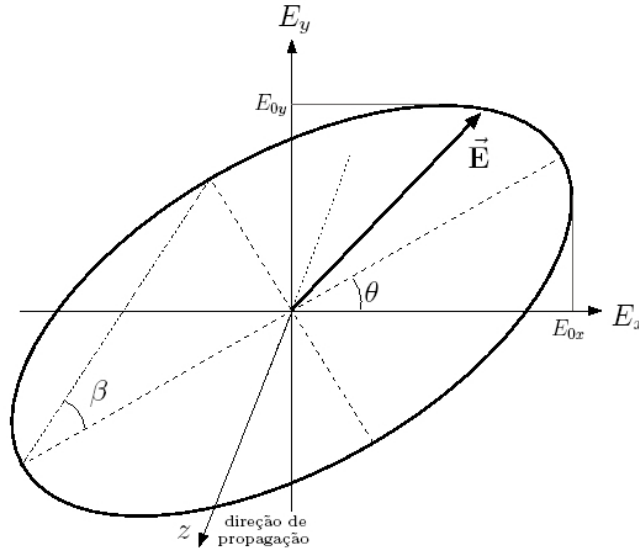


Figura 3.4: Luz elipticamente polarizada viajando na direção z . Em um plano xy fixo no espaço, o vetor \vec{E} descreve uma elipse, correspondendo ao caso mais geral na descrição da luz totalmente polarizada.

A inclinação θ da elipse em relação ao sistema E_x, E_y pode ser obtida realizando uma transformação de coordenadas na equação acima para um outro sistema, alinhado com os eixos maior e menor da elipse (um tratamento matemático adequado pode ser encontrado em Hecht (2002)). O resultado é:

$$\tan 2\theta = \frac{2E_{0x}E_{0y}\cos\psi}{E_{0x}^2 - E_{0y}^2} \quad (3.4)$$

O caso limite de polarização circular é obtido quando $\psi = \pm(2n + 1)\pi/2$, onde $n = 0, 1, 2, \dots$ (isso faz com que a elipse fique alinhada com os eixos E_x, E_y) e ainda exigindo que $E_{0x} = E_{0y} = E_0$. Assim, encontramos a equação de um círculo:

$$E_x^2 + E_y^2 = E_0^2 \quad (3.5)$$

O caso especial associado à polarização linear surge quando $\psi = n\pi$, onde $n = 0, 1, 2, 3, \dots$. Assim encontramos as equações de reta:

$$E_y = \frac{E_{0y}}{E_{0x}} E_x \rightarrow n = 0, 2, 4, \dots \quad E_y = -\frac{E_{0y}}{E_{0x}} E_x \rightarrow n = 1, 3, 5, \dots \quad (3.6)$$

3.2.2 Os parâmetros de Stokes

Para descrever as características de polarização associada a um feixe luminoso, precisamos conhecer a geometria da elipse de polarização. Para lidar com OEMs em que as informações sobre a fase são irrelevantes (podendo assim tratar feixes incoerentes), basta a descrição do formato da elipse. Apesar dos quatro parâmetros E_{0x} , E_{0y} , ψ_x , ψ_y descreverem totalmente a elipse, este não é o conjunto mais conveniente, já que todos estes parâmetros possuem uma relação com o sistema de coordenadas. De maneira qualitativa, podemos imaginar que a *forma* e o *tamanho* da elipse poderiam ser definidas sem fazer referência ao sistema de coordenadas. No entanto, para definir completamente a elipse ainda seria necessário estabelecer mais dois parâmetros, que dependem do sistema de coordenadas escolhido: a *orientação* da elipse e o *sentido de circulação* do vetor campo elétrico. Note que segundo este novo ponto de vista, ainda são necessários 4 parâmetros.

Vamos então definir quatro parâmetros, todos possuindo unidade de fluxo radiante (energia de radiação por unidade de tempo, intervalo de frequência e área do detector):

$$\begin{aligned} I &= \langle E_{ox}^2 \rangle + \langle E_{oy}^2 \rangle \\ Q &= \langle E_{ox}^2 \rangle - \langle E_{oy}^2 \rangle \\ U &= \langle 2E_{ox}E_{oy} \cos \psi \rangle \\ V &= \langle 2E_{ox}E_{oy} \sin \psi \rangle \end{aligned} \quad (3.7)$$

onde $\langle \rangle$ representam médias temporais. Esta representação da luz polarizada foi inventada por George Gabriel Stokes em 1852 e reintroduzida no contexto astrofísico por Chandrasekhar em 1946, quando este previu a polarização linear gerada pelo espalhamento por elétrons da luz estelar em binárias eclipsantes. É possível mostrar (apêndice A de Alves (2004)) que estes parâmetros estão diretamente relacionados a β e θ , as variáveis geométricas que descrevem a elipse da figura 3.4, através de:

$$\begin{aligned} Q &= I \cos 2\theta \cos 2\beta \\ U &= I \sin 2\theta \cos 2\beta \\ V &= I \sin 2\beta \end{aligned} \quad (3.8)$$

O parâmetro I é a intensidade total, e não depende dos parâmetros geométricos da elipse. Note que nesta representação a fase absoluta da onda não aparece explicitamente, de maneira que a adição dos parâmetros de Stokes de feixes de radiação representam a superposição incoerente destes feixes. De fato, é válido o *princípio da equivalência óptica*: os parâmetros de Stokes de uma mistura de muitos feixes de luz incoerente são iguais a soma dos parâmetros de Stokes dos feixes individuais. Assim, se duas misturas diferentes de diversos feixes incoerentes geram os mesmos parâmetros de Stokes, é impossível experimentalmente realizar uma distinção entre elas.

A orientação da elipse, ou *ângulo de polarização*, é dado por:

$$\theta = \frac{1}{2} \tan^{-1} U/Q \quad (3.9)$$

No sistema equatorial, este ângulo é medido a partir do Pólo Norte Celeste e seu aumento ocorre na direção de aumento da ascensão reta.

Em termos dos parâmetros qualitativos para a descrição da elipse citados no início desta seção, a associação com os parâmetros de Stokes (ver Clarke & Grainger (1971)) é feita através das seguintes condições:

- O *tamanho* da elipse é medido pelo parâmetro I ;
- A *orientação* é medida pela razão U/Q , de acordo com a equação 3.9;
- O *formato* é medido pela razão $|V|/I$, pois $\frac{|V|}{I} = |\sin 2\beta| = \frac{2 \tan \beta}{1 + \tan^2 \beta}$. O valor de $\tan \beta$ está diretamente associado à excentricidade da elipse, dada por $e = \sqrt{1 - \tan^2 \beta}$, que por sua vez fornece uma medida do “formato” da elipse;
- O *sentido da circulação* é definido pelo sinal de V .

A independência dos parâmetros de Stokes com a fase permite descrever luz não polarizada, já que para este tipo de radiação a fase varia de maneira aleatória com o tempo. Desta maneira, podemos descrever a forma mais geral da luz, ou seja, a luz *parcial e elipticamente polarizada*, que pode ser decomposta em 2 feixes: um feixe *despolarizado* de intensidade $I_d = I(1 - P_e)$ e um feixe *total e elipticamente polarizado* de intensidade $I_p = IP_e$, de tal forma que a intensidade total seja $I_d + I_p = I$. Definimos aqui o *grau de polarização*, que corresponde à razão entre a intensidade da parte polarizada da luz e a intensidade total:

$$P_e = \frac{I_p}{I_p + I_d} = \frac{(Q^2 + U^2 + V^2)^{1/2}}{I} \quad (3.10)$$

Definimos ainda o *grau de polarização linear* $P = P_e \cos 2\beta$ e o *grau de polarização circular* $P_v = P_e \sin 2\beta$ (positivo para polarização elíptica à *direita* e negativo para polarização elíptica à *esquerda*). Neste caso, os parâmetros de Stokes para a descrição da luz *parcial e elipticamente polarizada* são dados por:

$$\begin{aligned} Q &= IP_e \cos 2\theta \cos 2\beta = IP \cos 2\theta \\ U &= IP_e \sin 2\theta \cos 2\beta = IP \sin 2\theta \\ V &= IP_e \sin 2\beta = IP_v \end{aligned} \quad (3.11)$$

Os graus de polarização linear e circular podem ser obtidos a partir destes parâmetros através de:

$$P = \frac{(Q^2 + U^2)^{1/2}}{I} \quad \text{e} \quad P_v = \frac{V}{I} \quad (3.12)$$

Por exemplo, se $\beta = 0^\circ$, de tal maneira que a elipse colapse em uma reta, $P_v = 0$, e assim a luz é parcial e linearmente polarizada na direção θ , com grau de polarização linear dado por P .

Outra maneira de entender o significado físico do grau de polarização linear é a seguinte: imagine a luz parcialmente polarizada de uma estrela sendo estudada pela sua

passagem através de um analisador que permite apenas a passagem da componente luminosa paralela ao seu eixo, ou seja, a luz resultante é totalmente polarizada. Um esquema desta situação está exibido na figura 3.5.

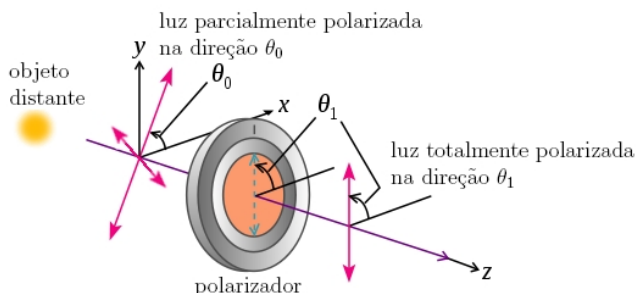


Figura 3.5: Um polarizador posicionado no caminho da luz entre a estrela e o observador permitirá apenas a passagem da componente paralela a seu eixo. Girando o polarizador notaremos assim que a intensidade máxima ocorre quando $\theta_1 = \theta_0$ e a intensidade mínima quando $\theta_1 = \theta_0 \pm 90^\circ$.

Se o analisador for girado, notaremos que a intensidade da luz transmitida passa por valores máximos (quando o eixo do polarizador for paralelo ao eixo da elipse de polarização) e por valores mínimos, na direção ortogonal à primeira. O grau de polarização linear é então definido (em porcentagem) como:

$$P = 100 \left(\frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} \right) \quad (3.13)$$

Se a luz do objeto fosse totalmente plano-polarizada, então teríamos $I_{min} = 0$, e assim $P = 100\%$. Uma definição alternativa é da polarização linear em magnitudes (por convenção, expresso com símbolo minúsculo):

$$p = 2,5 \log (I_{max}/I_{min}) \quad (3.14)$$

Esta representação está atualmente em desuso, mas pode ser útil dependendo da análise a ser realizada. Considerando que os graus de polarização astronômicos normalmente são bem pequenos, podemos usar a seguinte aproximação:

$$\frac{I_{max}}{I_{min}} = e^{(\ln 10/2,5)p} \simeq 1 + \left(\frac{\ln 10}{2,5} \right) p \quad (3.15)$$

Aplicando na equação 3.13 com $I_{max} \simeq I_{min}$, encontramos a seguinte relação de proporcionalidade entre a polarização em porcentagem e em magnitude:

$$P \simeq 46,05p \quad (3.16)$$

3.2.3 A álgebra de Mueller

Os 4 parâmetros de Stokes podem ser agrupados em um vetor de 4 elementos denominado *vetor de Stokes*, dado por $\vec{\mathbf{S}} = [I \ Q \ U \ V]$. De maneira geral quando um feixe luminoso descrito por um determinado estado de polarização passa por um meio material (considerado aqui como um elemento óptico), seu estado de polarização pode ser alterado, e uma alteração correspondente nos parâmetros de Stokes poderá ocorrer, dando origem a um novo vetor de Stokes $\vec{\mathbf{S}}'$. Esta modificação pode ser descrita em termos de uma matriz \mathbf{M} de dimensões 4×4 , denominada **Matriz de Mueller**, característica de cada elemento óptico. Assim, o efeito de um elemento óptico sobre o vetor de Stokes é dado pela operação matricial $\vec{\mathbf{S}}' = \mathbf{M} \cdot \vec{\mathbf{S}}$. O efeito de um conjunto de n elementos ópticos sobre o estado de polarização da luz é determinado através de:

$$\vec{\mathbf{S}}' = \mathbf{M}_1 \cdot \mathbf{M}_2 \cdot \mathbf{M}_3 \cdots \mathbf{M}_n \cdot \vec{\mathbf{S}} \quad (3.17)$$

onde a operação matricial deve ser realizada de acordo com a ordem correta da passagem da luz pelos elementos ópticos.

Vamos demonstrar a utilidade prática da álgebra de Mueller através de um exemplo simples. Imagine que a luz de uma fonte distante é não polarizada, ou seja, o grau de polarização P_e , definido na equação 3.10, é nulo. Isto implica que $Q = U = V = 0$, de tal forma que o vetor de Stokes representado por este feixe luminoso é $\vec{\mathbf{S}} = [I \ 0 \ 0 \ 0]$. Se colocamos um *polarizador ideal* no caminho do feixe luminoso, a luz emergente deve ser linearmente polarizada com ângulo de posição na mesma direção do eixo óptico do cristal, análogo à situação exposta na figura 3.5. A matriz de Mueller de um polarizador ideal cujo eixo óptico está posicionado com ângulo θ em relação ao Pólo Norte Celeste é dada por (Tinbergen, 1996):

$$\mathbf{M}_{polariz} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & \cos 2\theta & \sin 2\theta & 0 \\ \cos 2\theta & \cos^2 2\theta & \frac{1}{2} \sin 4\theta & 0 \\ \sin 2\theta & \frac{1}{2} \sin 4\theta & \sin^2 2\theta & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (3.18)$$

Realizando a operação matricial $\vec{\mathbf{S}}' = \mathbf{M}_{polariz} \cdot \vec{\mathbf{S}}$, encontramos

$$\vec{\mathbf{S}}' = \begin{pmatrix} I' \\ Q' \\ U' \\ V' \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} I \\ I \cos 2\theta \\ I \sin 2\theta \\ 0 \end{pmatrix} \quad (3.19)$$

Como esperado, este é o vetor de Stokes de um feixe luminoso linearmente polarizado na direção θ , com grau de polarização linear dado por $P = \sqrt{Q'^2 + U'^2}/I' = 1 = 100\%$.

3.3 Polarização Interestelar

No âmbito do efeito polarizador das partículas de poeira interestelar normalmente o resultado é que apenas uma pequena fração da luz resultante é polarizada (no máximo $\sim 10\%$), isto é, a maior porção do feixe luminoso permanece não polarizado. O tratamento matemático envolvendo os parâmetros de Stokes, introduzidos na seção anterior, é essencial no estudo da luz parcialmente polarizada, pois permite trabalhar com a superposição de feixes luminosos incoerentes, tais como a fração não polarizada da luz estelar afetada pelos grãos de poeira. Daí a sua ampla difusão como ferramenta principal nas técnicas de análise polarimétrica.

Nesta seção estudaremos em detalhes o efeito físico associado à polarização da luz pelos grãos de poeira interestelar.

3.3.1 Extinção por partículas esféricas

Vamos imaginar a luz de uma estrela distante atravessando uma região do meio interestelar preenchida uniformemente por grãos de poeira esféricos (raio a) com densidade numérica n_d ao longo da linha de visada. Considerando que a distância até o objeto é L , a coluna de densidade ao longo da linha de visada é $N_d = n_d L$. A diminuição na intensidade da luz que passa por um elemento dL é:

$$\frac{dI}{I} = -n_d C_{ext} dL \quad \rightarrow \quad I = I_0 e^{-\tau} \quad (3.20)$$

onde C_{ext} é a seção de choque da extinção, I_0 é a intensidade inicial da luz (em $L = 0$) e τ é a profundidade óptica da extinção devido à poeira, i.e., $\tau = n_d C_{ext} L = N_d C_{ext}$. Como as partículas são esféricas, não há nenhuma dependência direcional associada a C_{ext} e assim nenhuma polarização é introduzida na radiação resultante. Definimos o *fator de eficiência da extinção* como $Q_{ext} = C_{ext}/\sigma$, onde σ é a área de seção reta dos grãos de poeira (neste caso, $\sigma = \pi a^2$). Expressando a redução na intensidade em magnitudes, a extinção total em um determinado comprimento de onda λ é:

$$A_\lambda = -2,5 \log \left(\frac{I}{I_0} \right) = 1,086 \tau = 1,086 N_d C_{ext} = 1,086 N_d \sigma Q_{ext} \quad (3.21)$$

3.3.2 Extinção por partículas anisotrópicas

A descoberta do efeito de polarização linear introduzido na luz de objetos distantes pelo meio interestelar foi feita inicialmente por Hall (1949) e Hiltner (1949). Sabe-se hoje que um feixe luminoso inicialmente despolarizado transmitido através de um meio contendo uma certa distribuição de poeira se tornará parcialmente polarizado se duas condições forem satisfeitas: (i) se as partículas de poeira individuais forem opticamente anisotrópicas e (ii) se existir algum tipo de alinhamento preferencial dos eixos de anisotropia. Na maioria dos casos, a fonte da anisotropia está associada ao próprio formato dos grãos de poeira. Os mecanismos físicos responsáveis pelo alinhamento serão discutidos mais adiante.

Partículas interestelares reais podem assumir uma imensa variedade de formas e estruturas, no entanto, para que se possa criar um modelo referente ao efeito polarizador do meio, algum tipo de generalização é inevitável, na maioria das vezes aproximando as partículas por esferóides oblatos ou cilindros infinitos. Os fatores de extinção Q_{ext}

(agora possuindo uma dependência direcional) podem ser calculados utilizando estas aproximações em conjunto com uma extensão da teoria de Mie (Bohren & Hoffman, 1983), que trata do espalhamento e absorção da luz por partículas esféricas, a partir da solução das equações de Maxwell dos campos eletromagnéticos na superfície destas partículas.

Suponha que a luz de uma fonte distante atravessa uma região contendo um conjunto de grãos alongados, tal que o eixo maior de cada grão esteja alinhado perpendicularmente à direção de propagação da luz. Como veremos na seção 3.4 na maioria das situações a direção de alinhamento é perpendicular ao campo magnético presente no meio. Podemos então facilmente prever que mais luz será absorvida ao longo da direção de alinhamento do que na direção perpendicular a esta (figura 3.6a). Isto implica que o fator de extinção deve variar com a direção do campo elétrico incidente.

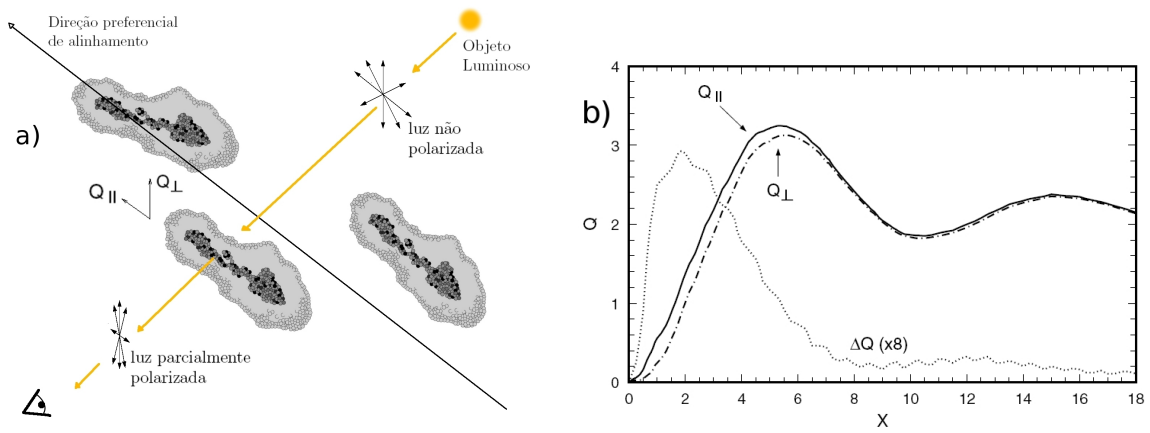


Figura 3.6: a) Efeito da polarização da luz estelar devido ao alinhamento preferencial de grãos alongados. b) Dependência dos fatores de extinção com $x = 2\pi a/\lambda$, para um modelo que aproxima o formato dos grãos para cilindros longos de índice de refração $1,33 - 0,05i$. Note que a condição $Q_{\parallel} > Q_{\perp}$ é satisfeita para todos os valores de λ . A quantidade $\Delta Q = Q_{\parallel} - Q_{\perp}$ (escalada por um fator de 8, para visualização) é uma medida do grau de polarização linear resultante.

Definimos então as quantidades Q_{\parallel} e Q_{\perp} como sendo os fatores de eficiência da extinção para o campo \vec{E} paralelo e perpendicular à direção de alinhamento dos grãos, respectivamente. Obviamente devemos ter $Q_{\parallel} > Q_{\perp}$, já que o campo elétrico “enxerga” um grão maior na direção paralela ao alinhamento. Isto pode ser visto através do gráfico da figura 3.6b para um modelo de cilindros longos de raio a (Whittet, 2003), mostrando a dependência de Q_{\parallel} e Q_{\perp} com a quantidade adimensional $x = 2\pi a/\lambda$. Considerando um meio com partículas perfeitamente alinhadas de coluna de densidade N_d , as extinções associadas às direções paralelas e perpendiculares do campo \vec{E} são dadas respectivamente por:

$$A_{\parallel} = 1,086N_d\sigma Q_{\parallel} \quad \text{e} \quad A_{\perp} = 1,086N_d\sigma Q_{\perp} \quad (3.22)$$

A extinção total é

$$A = \frac{A_{\parallel} + A_{\perp}}{2} = 1,086N_d\sigma \left(\frac{Q_{\parallel} + Q_{\perp}}{2} \right) \quad (3.23)$$

O grau de polarização linear, expresso em magnitudes, é dado pela diferença entre estas duas quantidades:

$$p = A_{\parallel} - A_{\perp} = 1,086N_d\sigma(Q_{\parallel} - Q_{\perp}) \quad (3.24)$$

Portanto a quantidade $\Delta Q = Q_{\parallel} - Q_{\perp}$ (que também é exposta na figura 3.6, escalonada por um fator de 8) é uma medida do grau de polarização linear da radiação resultante. Note que de maneira geral, a polarização por dicroísmo é pequena quando comparada à extinção ($Q_{\parallel} \sim Q_{\perp} \gg \Delta Q$), uma característica usualmente observada.

Notamos ainda que ambas a extinção e a polarização tendem a zero quando o comprimento de onda é longo ($x \rightarrow 0$) comparado ao raio a dos cilindros. No entanto, para comprimentos de onda menores a polarização também fica próxima de zero, ao contrário da extinção. Um pico de máxima polarização é encontrado em um valor intermediário de x . Quando são realizados vários modelos para cilindros dielétricos longos para vários índices de refração n diferentes, é possível mostrar que a polarização máxima ocorre quando $x(n-1) \sim 1$, como discutido por Whittet (2003).

3.3.3 Eficiência da polarização

A partir das equações 3.23 e 3.24, a razão entre a polarização e extinção é dada por:

$$\frac{p}{A} = 2 \left(\frac{A_{\parallel} - A_{\perp}}{A_{\parallel} + A_{\perp}} \right) = 2 \left(\frac{Q_{\parallel} - Q_{\perp}}{Q_{\parallel} + Q_{\perp}} \right) \quad (3.25)$$

Esta quantidade é uma medida da *eficiência da polarização* produzida por um determinado meio, e depende de características como a natureza dos grãos e a eficiência com que estes são alinhados ao longo da linha de visada. Considerando um modelo ideal, em que o meio é composto por um conjunto de cilindros infinitos de diâmetros comparáveis ao comprimento de onda da radiação incidente, e ainda perfeitamente alinhados (este seria o meio polarizador mais eficiente possível), sabe-se que para cada valor da extinção, existe um valor máximo de polarização (Whittet, 2003), ou seja, há um limite superior para a eficiência de alinhamento dado, na faixa visual, por:

$$\frac{p_V}{A_V} \leq 0,3 \quad (3.26)$$

Pode-se imaginar que quanto mais organizados e alinhados estiverem os grãos de poeira do meio, mais a polarização se aproxima do limite superior. No âmbito observacional, é possível mostrar que esta relação é válida, mas com um limite superior menor, já que as condições teóricas ideais não refletem as condições reais do meio. Isso pode ser visto através da figura 3.7, que mostra a correlação imperfeita entre a polarização e o avermelhamento interestelar ($E(B-V)$). Percebe-se claramente a presença de um limite superior, dado pela reta

$$\frac{P_V}{E(B-V)} = 9,0\% \text{ mag}^{-1} \quad (3.27)$$

(Whittet, 2003) onde a polarização é expressa em porcentagem. Para fazer uma comparação com o resultado teórico da equação 3.26, assumimos a relação $A_V = (3,1 \pm 0,1)E(B - V)$ entre a extinção e o avermelhamento, e usamos ainda a relação 3.16. Encontramos assim:

$$\frac{p_V}{A_V} \leq 0,064 \quad (3.28)$$

Note que apesar da condição expressa pelo modelo ideal da equação 3.26 ser satisfeita, o limite superior é cerca de 4 vezes menor que no caso teórico, devido às imperfeições no alinhamento e na natureza dos grãos. O gráfico 3.7 mostra que a eficiência do meio interestelar como um meio polarizador é intrinsecamente não-uniforme.

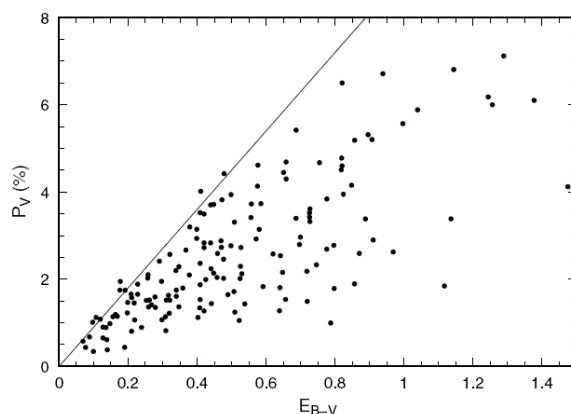


Figura 3.7: Este gráfico, obtido de Whittet (2003) mostra a correlação imperfeita entre a polarização e o avermelhamento interestelar, para a amostra de Serkowski et al. (1975). A reta mostra o limite superior na polarização para um determinado valor de avermelhamento, representando condições ideais de alinhamento no meio.

As variações de p/A de estrela para estrela podem funcionar como um diagnóstico do mecanismo de alinhamento atuante, já que estas diferenças resultam de variações nas condições físicas que influenciam este mecanismo, como por exemplo temperatura, densidade e intensidade do campo magnético, além de variações no formato e distribuição de tamanhos dos grãos. Estas variações em p/A podem também estar associadas a efeitos geométricos, como no caso em que a luz de um objeto distante atravessa duas nuvens com propriedades e direções preferenciais de alinhamento diferentes. A presença da segunda nuvem introduz uma componente fraca de polarização circular e causa uma despolarização da componente linear. Assim a polarização linear pode ser baixa quando comparada à extinção. No caso extremo em que as direções de alinhamento dos grãos em ambas as nuvens são ortogonais, altos valores de extinção podem ser produzidos com uma polarização correspondente muito baixa, ou até mesmo nula, devido ao efeito de despolarização. Este conjunto de efeitos deve explicar o espalhamento observado na figura 3.7.

Em particular, efeitos de despolarização são claramente observados na análise da polarização em função do avermelhamento em nuvens moleculares densas, onde p/A tende a diminuir para maiores valores de avermelhamento (Gerakines et al., 1995). Ou seja, objetos muito avermelhados, cuja radiação atravessa regiões muito densas na nuvem, tem sua

luz sujeita a um conjunto de efeitos polarizadores devido a estruturas em menor escala, tornando a análise mais complicada.

3.3.4 Dependência espectral da polarização linear

Quando a polarização linear é medida através de diferentes bandas ao longo do espectro, variações sistemáticas são claramente observadas. Este efeito foi previsto teoricamente em 1951 no trabalho de Davis & Greenstein (1951) e comprovado observacionalmente a partir de 1959 em uma série de artigos, tais como Behr (1959) e Gehrels (1960), por exemplo. A curva que descreve o comportamento da polarização linear P_λ em função de λ , conhecida como a lei de Serkowski (obtida empiricamente por Serkowski et al. (1975)), para a maioria das estrelas é dada por:

$$P_\lambda = P_{max} \exp \left[-K \ln^2 \left(\frac{\lambda_{max}}{\lambda} \right) \right] \quad (3.29)$$

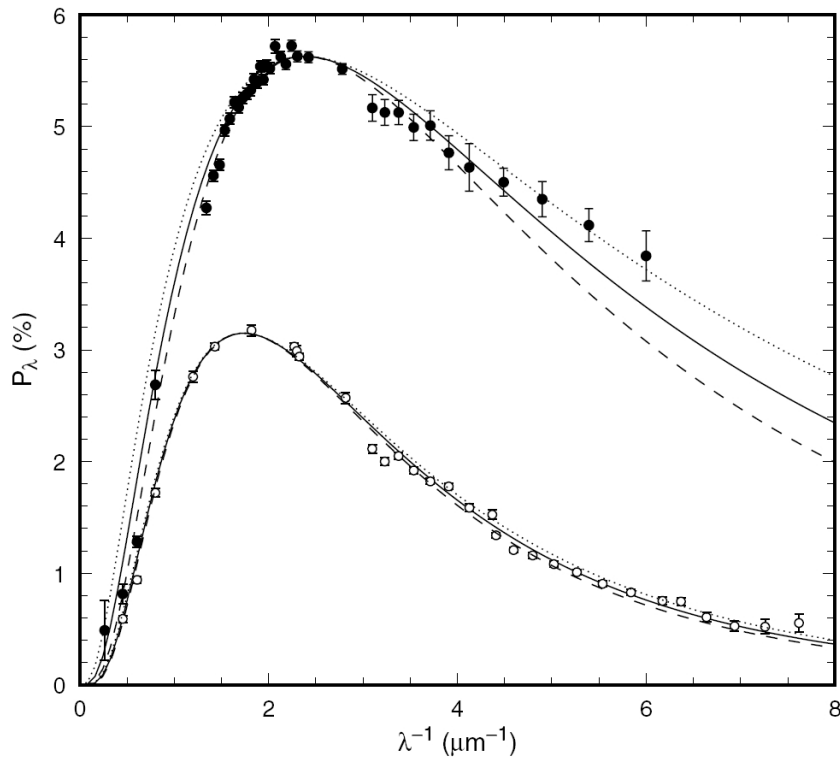


Figura 3.8: O gráfico acima, obtido de Whittet (2003), mostra o ajuste da lei de Serkowski para as estrelas HD 204827 (círculos preenchidos, $\lambda_{max} = 0,42\mu\text{m}$) e HD 99872 (círculos abertos, $\lambda_{max} = 0,58\mu\text{m}$). Note que o aumento de λ_{max} corresponde a um estreitamento na largura do pico da curva, como previsto pela relação (3.30). Os diferentes ajustes mostrados referem-se a diferentes valores de c_1 e c_2 .

Esta curva, exemplificada para 2 estrelas na figura (3.8), mostra um pico largo e assimétrico na região espectral do visível. O valor de λ_{max} para o qual a polarização é

máxima (P_{max}), normalmente está dentro da faixa $0,3-0,8\mu\text{m}$. O parâmetro K fornece uma medida da largura do pico (quanto maior K , mais estreito é o pico). De maneira geral, quando é analisada apenas a região do visível, o valor de $K = 1,15$ é adequado (Serkowski et al., 1975; Codina-Landaberry & Magalhaes, 1976). No entanto, quando a região espectral analisada é estendida para regiões do infravermelho próximo e ultravioleta, foi mostrado (Wilking et al., 1980; Whittet et al., 1992; Martin et al., 1999) que o valor de K está correlacionado com o valor de λ_{max} , através de

$$K = c_1\lambda_{max} + c_2 \quad (3.30)$$

onde c_1 e c_2 são constantes. Estes valores podem ser diferentes, dependendo da região espectral para a qual a análise da equação (3.29) foi estendida (infravermelho próximo ou ultravioleta). A figura 3.8 mostra diferentes ajustes impostos utilizando diferentes valores de c_1 e c_2 . A relação 3.30 implica em uma diminuição sistemática da largura do pico da curva de Serkowski com o aumento de λ_{max} .

O parâmetro λ_{max} é uma quantidade particularmente significativa do ponto de vista físico, associado ao tamanho médio dos grãos de poeira. Vimos que, para o modelo que aproxima os grãos para cilindros dielétricos longos de raio a e índice de refração n , o valor máximo da polarização linear é obtido quando $2\pi a(n-1)/\lambda$ é próximo da unidade. Portanto, tomando este modelo como base, temos:

$$\lambda_{max} \approx 2\pi a(n-1) \quad (3.31)$$

Como grãos reais podem ter formatos diversos (diferente do caso ideal de cilindros infinitos), podemos interpretar o valor de a obtido a partir desta equação apenas como um tamanho característico dos grãos. Por exemplo, se $n = 1,6$ (correspondente a silicatos) e $\lambda_{max} = 0,55\mu\text{m}$, encontramos $a \approx 0,15\mu\text{m}$, um valor classicamente conhecido para o tamanho dos grãos no meio interestelar. Veremos no capítulo 7 que de fato este é um valor médio bastante apropriado.

A partir desta interpretação de λ_{max} vemos pela relação 3.30 que o aumento de K (e conseqüente estreitamento do pico da curva de polarização) está associado ao aumento do tamanho médio dos grãos. Este efeito pode estar associado a um estreitamento na distribuição de tamanhos dos grãos em regiões onde o aparecimento de grãos maiores é favorecido.

Assim como λ_{max} , o parâmetro R_V , definido como a razão entre a extinção total A_V e a extinção seletiva $E(B-V)$, também é sensível ao tamanho dos grãos, particularmente ao número relativo entre grãos menores, causando extinção mais na faixa do azul, e grãos maiores, causando extinção na faixa visual e infravermelho. Dessa maneira, é esperado que exista uma relação entre λ_{max} e R_V , e de fato foi mostrado (Serkowski et al., 1975; Whittet & van Breda, 1978) que tal correlação é dada por:

$$R_V = (5,6 \pm 0,3)\lambda_{max} \quad (3.32)$$

onde λ_{max} é dado em μm . Muitas vezes λ_{max} pode ser um melhor indicador do tamanho dos grãos, já que não depende das propriedades da fonte, ao passo que a medida de R_V depende da dedução de cores intrínsecas a partir do tipo espectral da estrela, que pode ser uma grande fonte de erros. Por outro lado, devemos lembrar que os valores de λ_{max} dependem da eficiência da polarização atuante no meio, apresentando grandes variações,

por exemplo, em nuvens muito densas, onde o valor de R_V fornece um diagnóstico mais direto do tamanho dos grãos.

Um efeito consequente da dependência de $P(\%)$ com o comprimento de onda se refere à dependência do ângulo de polarização com λ , conhecido como *rotação* do ângulo de posição pelo meio interestelar. As variações sistemáticas de θ quando analisado em função de λ foram inicialmente previstas por Treanor (1963) e posteriormente identificadas observacionalmente por Gehrels & Silvester (1965), Coyne (1974), Messinger et al. (1997) (figura 3.9), entre outros.

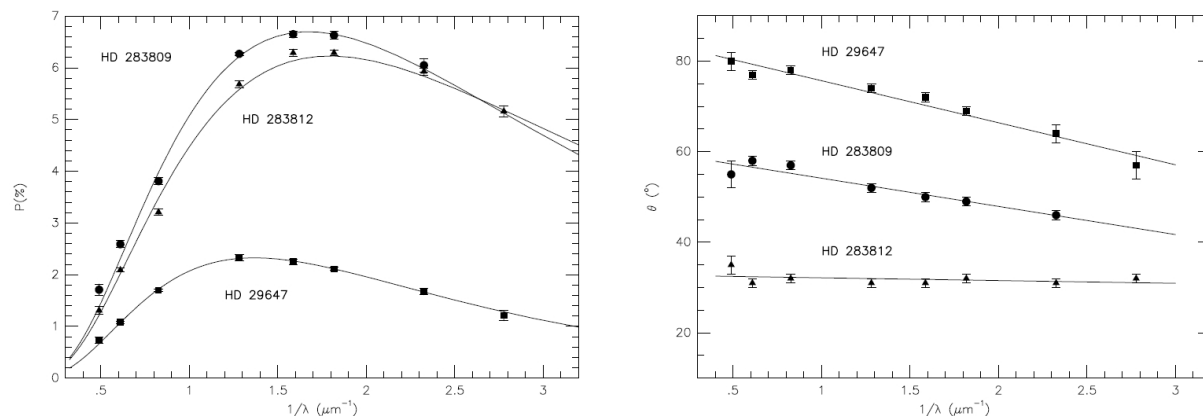


Figura 3.9: Os gráficos acima, publicados no trabalho de Messinger et al. (1997), mostram a dependência de $P(\%)$ (*esquerda*) e θ (*direita*) com o inverso do comprimento de onda para 3 estrelas na direção da nuvem escura de Taurus. A estrela HD 29647, por exemplo, mostra uma rotação considerável no ângulo de polarização em relação a λ^{-1} , indicando a presença de mais de uma componente, com diferentes direções de alinhamento, ao longo da linha de visada. Isto está diretamente associado ao seu menor nível de polarização quando comparada aos outros dois objetos da nuvem, indicando a ação de efeitos despolarizadores do meio.

O mecanismo capaz de gerar esta dependência normalmente está associado a variações do tamanho do grão e da direção de alinhamento dos grãos ao longo da linha de visada. Um esquema é mostrado na figura 3.10.

Imagine que a luz inicialmente não polarizada de uma fonte distante passa por uma nuvem na qual existe uma direção preferencial de alinhamento dos grãos. Com o meio atuando como um agente dicróico, a radiação transmitida deve ser parcialmente plano-polarizada com ângulo de polarização na direção perpendicular ao alinhamento, independente do comprimento de onda. Mesmo assim, o grau de polarização linear da radiação deve satisfazer a relação de Serkowski, ou seja, $P(\%)$ possui uma dependência não uniforme com λ . Agora imagine que esta radiação parcialmente polarizada passa por uma segunda nuvem, cuja direção de alinhamento dos grãos faz um ângulo α com a direção de alinhamento dos grãos da primeira nuvem. Se $\alpha = 0^\circ$, então esta segunda transmissão atuará apenas no sentido de intensificar o grau de polarização da radiação em todos os comprimentos de onda, sem que haja variação do ângulo de polarização. No entanto, se $\alpha \neq 0^\circ$, os grãos desta segunda nuvem causam uma depolarização apenas da componente da radiação parcialmente polarizada projetada sobre esta segunda direção de alinhamento,

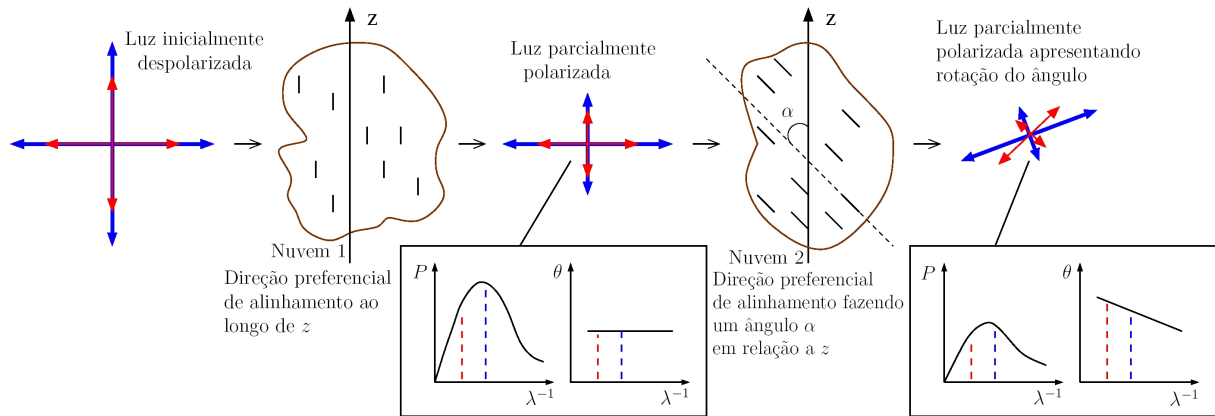


Figura 3.10: Esquematização simplificada do mecanismo responsável por gerar a rotação do ângulo de polarização. Nesta representação, as componentes azul (λ menor) e vermelha (λ maior) da luz se referem às faixas espectrais associadas a estas respectivas cores. A luz não polarizada de uma estrela inicialmente passa por uma nuvem interestelar (Nuvem 1) cuja direção preferencial de alinhamento é ao longo da direção z . A luz resultante é parcialmente polarizada, sem nenhuma dependência de θ com λ^{-1} . Os grãos de poeira da Nuvem 2 apresentam direção preferencial ao longo de um eixo que faz um ângulo α com a direção z . A radiação resultante da passagem da luz por ambas as nuvens é parcialmente polarizada, apresentando rotação do ângulo de polarização (veja o texto para mais detalhes).

devendo assim, resultar em uma variação do ângulo de polarização da luz transmitida. É preciso notar que este efeito depolarizador, por sua vez, depende também do comprimento de onda, já que há uma dependência não uniforme da polarização com λ^{-1} , dada pela relação de Serkowski. Dessa maneira, devido a esta dependência, a variação associada ao ângulo de polarização deverá ser não uniforme quando analisada em função de λ . Portanto, o efeito final observado na passagem da luz por duas nuvens com diferentes direções de alinhamento é o de uma dependência de θ com o comprimento de onda.

3.4 Dinâmica dos grãos

A polarização observada na luz das estrelas é produzida por grãos assimétricos e alinhados, que constituem um subconjunto de todos os grãos que são responsáveis pela extinção. Os processos físicos envolvidos no alinhamento podem ser analisados de diversas maneiras através das observações, e cada situação específica pode estar associada a um determinado processo dominante. No entanto sabe-se que na maioria dos casos o alinhamento está vinculado à direção do campo magnético, a partir da análise e interpretação da distribuição dos vetores polarização no céu.

Uma das maneiras mais diretas de traçar a direção do campo magnético é através da polarização da radiação resultante da extinção diferencial e/ou emissão por grãos alinhados (figura 3.11).

A interpretação correta dos mapas de polarização em termos de campos magnéticos depende de quão bem a teoria de alinhamento de grãos é entendida. A explicação dos processos físicos que levam ao alinhamento dos grãos tem sido uma das grandes questões da astronomia moderna.

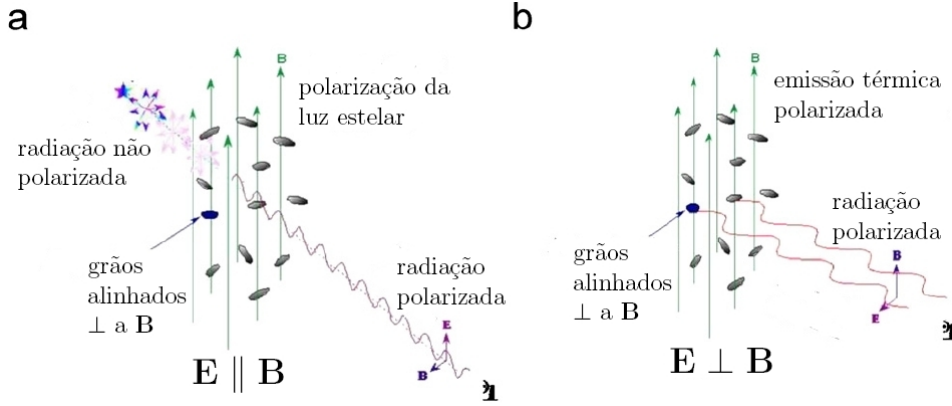


Figura 3.11: (a) Polarização da luz estelar inicialmente despolarizada passando por uma nuvem cujos grãos estão alinhados perpendicularmente à direção do campo magnético. O vetor polarização resultante está na direção paralela ao campo magnético. (b) *Emissão Polarizada* pela poeira na mesma situação, normalmente observada na região do infravermelho. Neste caso, a direção de polarização é perpendicular ao campo magnético. Imagens modificadas a partir de Lazarian (2007).

A maior parte dos mecanismos de alinhamento (com exceção do mecanismo de Gold, a ser discutido na seção 3.4.3) age no sentido de alinhar os eixos maiores dos grãos perpendicularmente ao campo magnético (\vec{B}). A dinâmica envolvida no movimento dos grãos é bastante complexa (figuras 3.12 e 3.13).

O processo de alinhamento pode ser subdividido em duas etapas:

1. Alinhamento do eixo de maior momento de inércia de um grão girando aleatoriamente em relação ao vetor momento angular \vec{J} por dissipação interna (figura 3.12), tendendo ao seu estado de energia mínima (rotação apenas ao redor do eixo de maior momento de inércia, onde $\vec{\omega} \parallel \vec{J}$, sendo $\vec{\omega}$ o vetor velocidade angular);
2. Alinhamento de \vec{J} em relação a \vec{B} , por relaxação magnética (figura 3.13).

3.4.1 Alinhamento de $\vec{\omega}$ com \vec{J}

Existem vários processos responsáveis por fazer com que o grão adquira rotação, mas o mais intuitivo está relacionado a simples colisões térmicas com moléculas de gás do meio, ou seja, torques impulsivos, considerados elásticos, que lhe conferem ambos rotação e translação. Dado um grão de poeira inicialmente estacionário imerso em um gás a temperatura T_g cujos átomos possuem velocidades de acordo com a distribuição de Maxwell, sua velocidade angular ω irá aumentar até que a energia cinética de rotação E_{rot} em torno de um determinado eixo com momento de inércia I se iguale à energia térmica, ou seja:

$$E_{rot} = \frac{I\langle\omega^2\rangle}{2} = \frac{3}{2}kT_g \quad (3.33)$$

onde k é a constante de Boltzmann. Para obter uma estimativa da velocidade angular adquirida, consideramos o grão como uma esfera (massa m , raio a , $I = (2/5)ma^2$), onde assumimos $a \sim 0,15\mu\text{m}$, densidade de 2000 kg m^{-3} e $T_g \sim 80\text{K}$ (apropriado para uma nuvem difusa), e encontramos $\omega_{rms} = 10^5 \text{ rad s}^{-1}$.

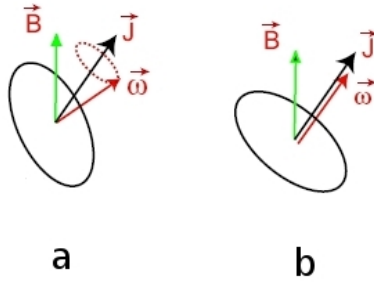


Figura 3.12: Processo de alinhamento de $\vec{\omega}$ e \vec{J} : (a) Nutação de $\vec{\omega}$ em torno de \vec{J} ; (b) Alinhamento de $\vec{\omega}$ e \vec{J} por dissipação interna.

Para um grão de forma arbitrária em equilíbrio colisional com o gás, as energias rotacionais associadas a cada um dos 3 eixos principais de inércia são idênticas (por equipartição da energia), e iguais a $E_{rot} = J^2/2I$. Isto implica que o eixo com maior momento de inércia deve possuir um maior momento angular associado.

No entanto, este estado de equipartição de energia entre os 3 eixos será perturbada se houver algum mecanismo interno de dissipação, no qual a energia de rotação seja convertida em calor. O principal efeito responsável por esta dissipação energética é conhecido como *efeito Barnett*, identificado por Dolginov & Mytrophanov (1976) e Purcell (1979), que consiste basicamente no fato de que parte do momento angular associado à rotação do grão como um todo é compartilhado com o momento angular de seu sub-sistema de elétrons, que por sua vez produz magnetização no grão direcionada ao longo de sua velocidade angular $\vec{\omega}$. Como este mecanismo é interno, o momento angular \vec{J} do grão é preservado, e ao passo que a velocidade angular precessa ao redor de \vec{J} , o campo magnético interno associado à magnetização gira junto com $\vec{\omega}$. Quando este vetor magnetização é forçado a girar nos eixos do grão, inevitavelmente processos de dissipação internos promovem a perda de energia, fazendo com que seja atingido o estado de energia mínima, ou seja, $\vec{\omega} \parallel \vec{J}$.

A escala de tempo associada a este processo é de $t_{barnett} = 4 \times 10^7 (10^5/\omega)^2$ s, que corresponde a cerca de 1 ano se consideramos que $\omega_{rms} \sim 10^5$ (Lazarian, 2007). Este tempo é muito pequeno quando comparado a t_{gas} (da ordem de $t_{gas} \sim 5 \times 10^{12}$ s, Lazarian (2007)), o tempo necessário para que as colisões térmicas desorganizem o paralelismo entre $\vec{\omega}$ e \vec{J} , viabilizando assim a eficiência do processo.

3.4.2 Alinhamento de \vec{J} com \vec{B}

O próximo processo associado à dinâmica dos grãos consiste na precessão de \vec{J} ao redor de \vec{B} (figura 3.13a). Este efeito surge principalmente em grãos carregados eletricamente e em rotação, induzindo assim o aparecimento de um momento magnético. No entanto, mesmo em grãos neutros deve ser observada a precessão, já que a magnetização associada ao efeito Barnett também induz um momento magnético, como discutido por Whittet (2003).

Dentre os vários processos propostos responsáveis pelo alinhamento de \vec{J} e \vec{B} , descrevemos os principais em seguida.

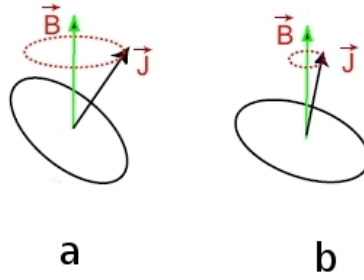


Figura 3.13: Processo de alinhamento de \vec{J} e \vec{B} : (a) Precessão de \vec{J} em torno de \vec{B} ; (b) Alinhamento gradual de \vec{J} em relação a \vec{B} .

3.4.2.1 Alinhamento paramagnético

O mecanismo clássico de alinhamento paramagnético proposto por Davis & Greenstein (1951) e também conhecido como *mecanismo Davis-Greenstein* (DG), é baseado na dissipação paramagnética sofrida por um grão em rotação em um campo magnético \vec{B} externo. Este campo induz uma magnetização interna, cuja intensidade depende da susceptibilidade magnética do material. Esta magnetização interna é induzida na mesma direção do campo externo. No entanto, como o vetor momento angular do grão está em rotação ao redor de \vec{B} , o vetor magnetização gira em relação a um sistema de coordenadas fixo no grão. Assim, a direção da magnetização deve constantemente se ajustar para se alinhar à direção do campo externo, no entanto, este ajuste não é imediato, sempre havendo um desalinhamento entre os campos, devido às forças de fricção internas ao material. Isso causa uma dissipação que aos poucos remove a componente da rotação perpendicular a \vec{B} , tendendo a fazer com que $\vec{J} \parallel \vec{B}$, correspondendo ao estado de menor energia. Quando o estado de $\vec{J} \parallel \vec{B}$ é atingido, a magnetização não muda a sua direção com o tempo, e assim nenhuma dissipação é sentida.

Este mecanismo apenas será eficiente se a escala de tempo $t_{paramag}$ associada for muito menor que o tempo t_{gas} de desorganização associado às colisões do grão com o gás, que faz com que o grão reestabeleça a configuração aleatória. Esta condição corresponde portanto a $\delta = t_{gas}/t_{paramag} \gg 1$. Além disso, a eficiência do alinhamento só existirá se houver uma diferença entre as temperaturas do grão e do gás, pois a condição de equilíbrio térmico implicaria em flutuações magnéticas internas que tendem a desalinhar o grão em relação ao campo magnético externo. Isto normalmente é verdade, já que no meio interestelar difuso as colisões entre gás e poeira são ineficientes como fontes de troca de calor, de tal maneira que o gás e poeira estão independentemente em equilíbrio térmico com o campo de radiação interestelar. Temperaturas de equilíbrio típicas para este ambiente são de 15 K para a poeira e 80 K para o gás (Whittet, 2003).

O problema com este mecanismo aparece quando a condição $\delta \gg 1$ é testada teoricamente. Lazarian (2007) afirma que para um meio interestelar difuso típico (onde considera-se que o tamanho médio dos grãos é $0,1\mu\text{m}$, $\vec{B} = 10\mu\text{G}$, $T = 100\text{ K}$ e a densidade de partículas é de 20 cm^{-3}) encontra-se que $t_{gas} \sim 5 \times 10^{12}\text{ s}$ e $t_{paramag} \sim 10^{13}\text{ s}$. Isso implica que o mecanismo DG clássico que supõe que os grãos são paramagnéticos é muito fraco para explicar o alinhamento observado. Além disso, também é previsto por este modelo que $\delta \propto a^{-1}$, ou seja, o mecanismo seria mais eficiente para grãos menores,

mas isto é contrário às evidências observacionais de que grãos maiores são mais bem alinhados. Ainda assim, o modelo possui a vantagem de prever corretamente as propriedades geométricas do alinhamento, ou seja, com o eixo maior do grão perpendicular à direção do campo magnético.

Existem duas alternativas para solucionar os problemas inerentes a este mecanismo: uma delas propõe mudanças na natureza e composição química dos grãos (alinhamento superparamagnético), ao passo que a segunda sugere modificações no movimento dos mesmos (rotação supratérmica). Ambos os modelos fazem com que ocorra uma diminuição no parâmetro $t_{paramag}$, aumentando assim a eficiência de alinhamento. A seguir descrevemos de maneira qualitativa ambas as propostas.

Jones & Spitzer (1967) propuseram que tal diminuição em $t_{paramag}$ poderia ser atingida se os grãos paramagnéticos de poeira possuíssem pequenos aglomerados de material ferromagnético, com pelo menos 100 átomos de Fe por aglomerado. Isto não seria inesperado, já que cerca de 10% dos átomos que formam a poeira interestelar são de ferro. A consequência é um aumento na susceptibilidade magnética (χ) dos grãos, podendo chegar a fatores de $\sim 10^6$, que é análogo a uma diminuição na mesma proporção em t_{par} . Este efeito é conhecido como **alinhamento superparamagnético**, e ocorre então de maneira idêntica ao mecanismo DG clássico, mas com o tempo de relaxação diminuído de maneira inversamente proporcional ao aumento na susceptibilidade magnética. Assim a condição de que $\delta \gg 1$ é satisfeita, e o alinhamento é eficiente, exceto quando houver um equilíbrio térmico entre a temperatura do gás e da poeira.

Outra vantagem deste mecanismo é que pode fornecer uma explicação para o efeito observado de que grãos maiores são melhor alinhados: imaginando que a quantidade de agrupamentos ferromagnéticos é proporcional ao volume dos grãos, então um aumento no tamanho dos grãos implica em um aumento neste número de aglomerados, e consequentemente em um maior aumento na susceptibilidade magnética χ .

Outra variação do mecanismo DG consiste no aumento em sua eficiência devido a uma **rotação supratérmica** dos grãos. A rotação é dita *supratérmica* se a energia cinética rotacional associada for muito maior que a energia rotacional resultante de colisões térmicas aleatórias.

Purcell (1979) descobriu que os grãos podem girar muito mais rapidamente como resultado de torques sistemáticos, e identificou três mecanismos separados, conhecidos como “torques de Purcell”: espalhamento inelástico por colisões de átomos quando a temperatura dos grãos e dos átomos são diferentes, emissão fotoelétrica e formação de H_2 na superfície dos grãos. Purcell mostrou que este último mecanismo deve dominar sobre os outros dois para condições típicas no meio interestelar difuso.

A colisão entre os grãos de poeira e de átomos de H do meio na maioria dos casos é inelástica, de maneira que estes átomos podem se fixar em sua superfície e posteriormente migrar através dela até se combinar com outro átomo de H , formando assim H_2 . Isto implica na existência de regiões na superfície do grão que atuam como sítios catalizadores da formação de H_2 , e cada sítio funciona como uma região de impulsão, já que as moléculas emitidas fornecem momento angular ao grão. Dependendo da geometria do grão e das posições dos sítios catalizadores, estas contribuições sistemáticas ao momento angular podem gerar velocidades angulares de até 10^9 rad s^{-1} , bem maiores que aquelas esperadas devido às colisões atômicas aleatórias.

No caso da rotação supratérmica, o alinhamento também ocorre de forma semelhante ao mecanismo paramagnético, com a diferença fundamental que o alinhamento do grão

em rotação é bem menos vulnerável à desorganização promovida pelas colisões aleatórias, já que a energia associada a estas colisões é muito pequena quando comparada à energia rotacional do grão. Portanto a quantidade t_{gas} nesta situação não possui um sentido bem definido, e não seria possível medir a eficiência do mecanismo em termos da razão entre t_{gas} e $t_{paramag}$. Neste caso, a eficiência depende do tempo t_m de sobrevivência dos sítios catalizadores na superfície do grão, que são a fonte da alta rotação dos grãos. Enquanto estes sítios existirem, o grão permanecerá em alta rotação.

Portanto medimos agora a eficiência do processo através da quantidade $\delta = t_m/t_{paramag}$, que mais uma vez deve ser $\gg 1$. Lazarian (1995a) mostra que os sítios catalizadores podem ser corrompidos devido ao crescimento de uma fina camada de material (principalmente oxigênio) sobre a superfície dos grãos que impossibilitam a fixação dos átomos de H . Mesmo assim, para condições típicas do meio interestelar o vínculo $\delta = t_m/t_{paramag} \gg 1$ é obedecido, garantindo a eficiência deste mecanismo.

Assim como no caso do alinhamento superparamagnético, este mecanismo também fornece uma explicação para o melhor alinhamento de grãos maiores, já que o maior tamanho do grão implica em um maior número de sítios catalizadores (e assim maior t_m). Se os grãos com rotação supratérmica forem também superparamagnéticos, a eficiência de alinhamento é aumentada mais ainda.

3.4.2.2 Alinhamento por torques radiativos

Luz anisotrópica de origem estelar incidindo em grãos de poeira do meio pode fornecer-lhes alta rotação. Esta idéia foi inicialmente proposta por Harwit (1970), que lançou a hipótese de que o momento angular intrínseco dos fótons incidentes poderia ser transmitido aos grãos de poeira. Os grãos podem ficar expostos a campos de radiação altamente anisotrópicos, por exemplo, nas camadas externas de uma nuvem escura (onde os grãos não recebem radiação vindo da direção da nuvem) e no invólucro de poeira de uma estrela (onde a radiação vinda da estrela é dominante).

No entanto, Dolginov & Mytrophanov (1976) mostraram que tais torques só seriam apreciáveis se o grão tivesse um formato de hélice. Se um grão tivesse tal formato, ele absorveria e espalharia as componentes circularmente polarizadas para a direita e para a esquerda diferentemente, de tal modo que radiação anisotrópica não polarizada poderia fornecer rotação ao grão. Obviamente, o formato de hélice não é o mais plausível para grãos interestelares reais, apesar de esperar-se que grãos irregulares apresentem um certo nível de “helicidade”.

Este efeito foi proposto há mais de três décadas, porém apenas recentemente sua importância foi reconhecida. Em particular, no trabalho de Draine & Weingartner (1996, 1997), mostrou-se que a magnitude dos torques é grande o suficiente para superar a rotação proveniente dos “torques de Purcell”, e pode estar presente em grãos de todas as formas irregulares. Assim, os torques radiativos de fontes anisotrópicas podem gerar rotações supratérmicas de tal maneira a garantir a eficiência do alinhamento paramagnético.

3.4.3 Alinhamento mecânico

Foi proposto por Gold (1952) que a interação dinâmica entre os átomos do gás interestelar com os grãos de poeira alongados levará, em certas circunstâncias, a um alinhamento parcial de tais partículas. O mecanismo de Gold é um processo mecânico de alinhamento dos grãos, e não depende do campo magnético externo para produzir o alinhamento. Imagine um grão em formato de agulha interagindo com um fluxo de átomos de gás do meio. Tais processos de colisão e interpenetração de nuvens de gás e poeira são comuns em diversas situações no ambiente Galáctico. Supondo que as colisões são inelásticas, cada encontro entre um átomo do gás (de massa m_{atm}) e um grão de poeira lhe fornecerá um momento angular igual a $\delta\vec{J} = \vec{r} \times \vec{p}_{atm}$, que é perpendicular a ambas a direção \vec{r} do eixo maior do grão e a direção do momentum linear \vec{p}_{atm} dos átomos. Portanto, o momento angular resultante de um conjunto de colisões será em média localizado sobre o plano perpendicular à direção do fluxo gasoso, de tal maneira que a direção preferencial do alinhamento seria ao longo da direção do fluxo.

Este tipo de alinhamento será eficiente somente se o fluxo for supersônico, uma situação que é presente em muitas regiões do meio interestelar, devido à turbulência magneto-hidrodinâmica e à difusão ambipolar (Lazarian, 2007). No entanto, a rotação supratérmica introduzida pelos torques de Purcell e também pelos torques radiativos, dificultam a eficiência deste processo, já que é natural pensar que a energia transmitida pela colisão de átomos do fluxo seria muito menor que a energia rotacional do grão.

Outro problema associado a este mecanismo consiste no fato de que os grãos de poeira adquirem carga através do efeito fotoelétrico, e assim fluxos significativos poderiam ser atingidos apenas ao longo das linhas de campo magnético, causando assim um alinhamento dos grãos paralelo ao campo \vec{B} (Whittet, 2003). Isto seria altamente inconsistente com a interpretação a partir da maioria dos outros mecanismos de alinhamento, em que o grão é alinhado perpendicularmente às linhas de campo. Portanto, este efeito levaria a uma conclusão de que os campos magnéticos em grande escala observados estariam na realidade na direção ortogonal aos vetores de polarização observados, incoerente com os modelos para o campo magnético Galáctico.

3.4.4 Aplicabilidade dos mecanismos de alinhamento

Um grande número de mecanismos que produzem o alinhamento dos grãos foram desenvolvidos até os dias atuais. Um resumo dos processos descritos nas seções anteriores está exposto na tabela 3.1.

Ao lidar com uma situação astrofísica particular, é preciso identificar qual é o mecanismo de alinhamento dominante, e assim o entendimento das limitações dos diferentes mecanismos é essencial. Antigamente havia uma regra geral que normalmente era seguida pelos astrônomos ao lidar com uma situação em que se exigia uma interpretação associada à direção de alinhamento: *todos os grãos são sempre alinhados e o alinhamento ocorre com o eixo maior dos grãos perpendicular ao campo magnético*. Esta receita simples falhou frente a diversas evidências observacionais posteriores, que indicaram que (Lazarian, 2007):

1. Grãos de tamanho menor que um determinado tamanho crítico não são alinhados ou são muito pouco alinhados;

Tabela 3.1: Sumário dos mecanismos de alinhamento de grãos.

Mecanismo	Descrição	Condições	Efeitos
Paramagnético (Davis-Greenstein)	Alinhamento dos grãos em rotação térmica por relaxação paramagnética	$\delta = t_{gas}/t_{paramag} \gg 1$; $T_{gas} \neq T_{graos}$	$\vec{J} \parallel \vec{B}$; $\delta \propto a^{-1}$, resultando em maior eficiência para grãos menores
Alinhamento Superparamagnético	Alinhamento dos grãos em rotação térmica por relaxação superparamagnética	Presença de aglomerados ferromagnéticos $\delta = t_{gas}/t_{paramag} \gg 1$; $T_{gas} \neq T_{graos}$	$\vec{J} \parallel \vec{B}$; Aumento em χ , levando a uma diminuição em $t_{paramag}$; > eficiência para grãos maiores
Rotação Supratérmica (Torques de Purcell)	Alinhamento dos grãos em rotação supratérmica por relaxação paramagnética (> rotação por emissão de H_2)	Presença de sítios catalizadores de H_2 ; $\delta = t_m/t_{paramag} \gg 1$;	$\vec{J} \parallel \vec{B}$; Aumento da energia rotacional devido principalmente à emissão de H_2 ; > eficiência para grãos maiores
Rotação Supratérmica (Torques de Purcell)	Alinhamento dos grãos em rotação supratérmica por relaxação paramagnética (> rotação por torques radiativos)	Ambiente sob influência de radiação anisotrópica; Grãos com um certo grau de helicidade	$\vec{J} \parallel \vec{B}$; Espalhamento diferencial entre ambas as componentes de polarização circular, aumentando a rotação dos grãos
Mecânico (Mecanismo de Gold)	Alinhamento mecânico dos grãos ao longo da direção de fluxos supersônicos de matéria	Fluxo supersônico de gás e poeira; Rotação supratérmica deve dificultar o processo;	Eixo maior dos grãos paralelos ao fluxo; Possivelmente $\vec{J} \perp \vec{B}$, dependendo da situação

2. Grãos formados em sua maior parte de carbono não são alinhados, ao passo que grãos de silicatos são alinhados;
3. Uma quantidade significativa de grãos pequenos embebidos em nuvens moleculares não são alinhados;
4. Grãos podem estar alinhados com seus eixos maiores paralelamente à direção do campo magnético.

Em particular, o mecanismo DG deve ser importante para grãos paramagnéticos pequenos, já que $\delta = t_{gas}/t_{par}$ é inversamente proporcional ao tamanho do grão. Acredita-se que este mecanismo clássico não é promissor para o alinhamento de grãos maiores que $0,02 \mu\text{m}$.

Ao mesmo tempo, com o mecanismo de torques radiativos, ocorre a situação inversa, já que não é eficiente para grãos suficientemente pequenos (ou seja, $\lambda \gg a$). Este mecanismo em especial sofreu mudanças dramáticas nos últimos 10 anos. Do mais esquecido ele ascendeu a um dos mais importantes. Draine & Weingartner (1996, 1997) afirmam que o processo de torques radiativos pode ser o mecanismo de alinhamento dominante no meio interestelar difuso. No entanto, questões permanecem a respeito da natureza do mecanismo, da escolha particular de grãos estudados e da eficiência do processo em diferentes ambientes.

Em relação ao mecanismo de Gold, apesar de não ser convincente ao explicar o padrão global dos vetores de polarização em grande escala, sem dúvida existem situações em que o mecanismo será importante, especialmente em casos onde os processos de rotação supratérmica são pouco eficientes (Lazarian, 1995b). Outras situações em que o alinhamento não surge devido ao campo magnético também são possíveis. Por exemplo, na vizinhança bem próxima das estrelas, os grãos podem se alinhar em relação ao fluxo de radiação. Além disso, picos de luz em explosões de supernovas podem impor a direção do fluxo de fótons como o eixo de alinhamento.

No entanto, Lazarian (2007) argumenta que para condições típicas do meio interestelar, o alinhamento ocorreria sempre em relação ao campo magnético, independente do mecanismo dominante, como consequência da rápida precessão de Larmor (do momento angular \vec{J} ao redor do campo magnético externo).

Capítulo 4

Polarimetria

Informações sobre o Universo são obtidas através de ondas eletromagnéticas e de partículas que chegam até nós. As OEMs trazem informações contidas tanto em suas características transversais quanto em sua intensidade. Isso porque um feixe luminoso carrega um conjunto de informações a respeito da fonte e de quaisquer interações que tenha sofrido ao longo do caminho até o observador. A partir da interpretação dos possíveis processos físicos envolvidos, tais informações poderão fornecer detalhes a respeito do meio interagente, particularmente quando analisadas em função de λ e de suas características transversais, normalmente referidas como polarização.

Neste capítulo descreveremos o processo da medida polarimétrica da luz das estrelas, essencial para o desenvolvimento deste trabalho. Todas as medidas foram realizadas no Laboratório Nacional de Astrofísica (LNA), cujo sítio observacional (Observatório Pico dos Dias - OPD) está localizado no município de Brazópolis, MG - Brasil.

4.1 Instrumentação

O conjunto instrumental empregado na realização deste trabalho, disponibilizado no sítio observacional do LNA, consiste basicamente de um **telescópio** refletor, que é usado para direcionar a luz estelar através de um conjunto de elementos ópticos da **gaveta polarimétrica**, onde as propriedades transversais da luz são analisadas. Depois disso a luz segue para o **detector CCD**, onde é finalmente coletada. Nas próximas seções mostraremos como é possível calcular a polarização da luz a partir da ação dos elementos ópticos da gaveta polarimétrica.

4.1.1 Telescópios

Os dois telescópios refletores de montagem Cassegrain utilizados em nossa pesquisa foram:

- O telescópio Perkin-Elmer (figura 4.1), que possui 1,6m de diâmetro e é o principal telescópio do OPD. A razão focal no foco Cassegrain é de $f/10$ e a escala de placa é de $13,09''/\text{mm}$;
- O telescópio Boller & Chivens (figura 4.1) possui 0,6m de diâmetro e faz parte de um convênio entre o LNA e o Instituto Astronômico e Geofísico da USP (IAG-USP). A razão focal no foco Cassegrain é de $f/13,5$ e a escala de placa é de $25,09''/\text{mm}$.

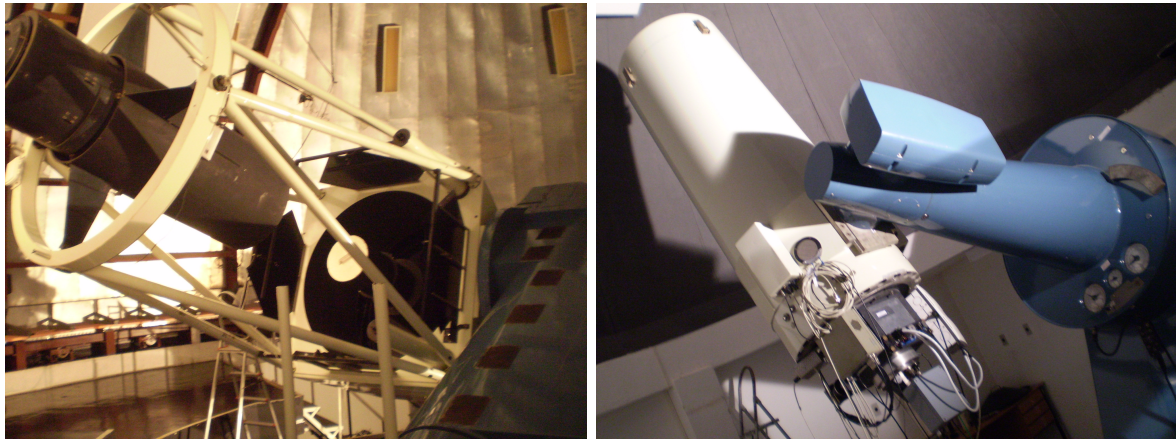


Figura 4.1: *Esquerda:* Telescópio Perkin-Elmer, com 1,60m de diâmetro. *Direita:* Telescópio IAG 60cm.

O apontamento e acompanhamento de alvos no céu de ambos os telescópios são feitos automaticamente.

4.1.2 O polarímetro

O instrumento utilizado para a medida da polarização da luz das estrelas (veja a figura 4.2) foi a Nova Gaveta Polarimétrica do IAG-USP (IAGPol), desenvolvida no Departa-

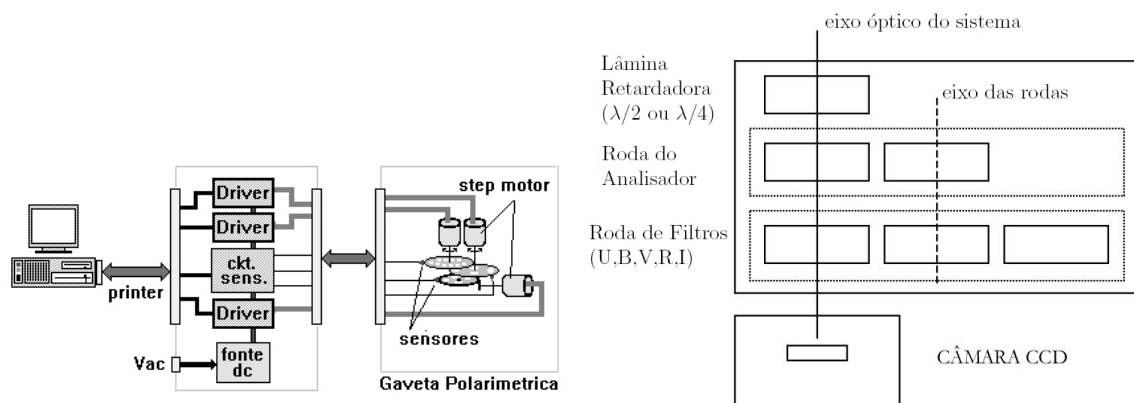


Figura 4.2: *Esquerda:* Diagrama esquemático da gaveta polarimétrica IAGPol. *Direita:* Componentes ópticos presentes na gaveta polarimétrica.

mento de Mecânica e a Seção Técnica de Eletrônica do IAG-USP sob a supervisão do Dr. Antônio Mário Magalhães (Magalhaes et al., 1996). O mecanismo é composto basicamente da gaveta polarimétrica propriamente dita, contendo um conjunto de elementos ópticos e mecânicos acoplados à câmera direta de tal maneira que a luz passe pela óptica antes de atingir o detector (figura 4.2 à esq.); uma caixa de *drivers*, contendo os controles dos motores de passo e sensores da gaveta.

A idéia básica por trás deste mecanismo consiste em inserir no caminho do feixe de luz, na ordem mostrada na figura 4.2 (à dir.), os seguintes elementos ópticos:

- **Retardador** acromático: elemento que consiste de uma placa plano-paralela de um cristal uniaxial cortado paralelamente ao seu eixo óptico. A lâmina retardadora deve ser inserida na gaveta de maneira que o eixo óptico faça um ângulo ψ com a direção do Pólo Norte Celeste (PNC). Isto é necessário pois os ângulos de polarização serão obtidos em referência a esta direção. O retardador pode rodar em passos de $22,5^\circ$, de tal maneira que 16 movimentações da placa consistem em uma rotação completa (360°). O efeito físico do retardador sobre a luz incidente é inserir uma diferença de fase de $\Delta\phi$ entre as componentes do campo elétrico paralela e perpendicular ao eixo óptico do cristal (ver figura 4.3).

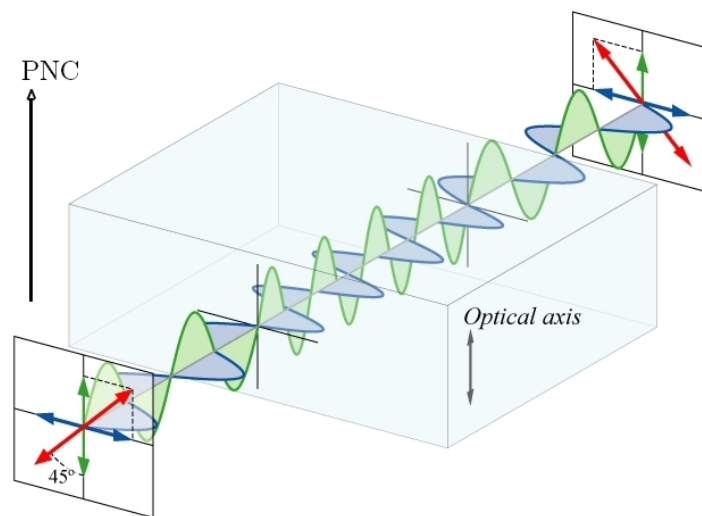


Figura 4.3: Exemplo do efeito físico de um retardador de $\Delta\phi = \pi$ ($\Delta L = \lambda/2$) sobre um feixe inicialmente linearmente polarizado a 45° do eixo óptico: a diferença de fase introduzida entre as componentes paralela (verde) e perpendicular (azul) ao eixo óptico fazem com que o feixe emergente seja linearmente polarizado na direção -45° . Neste caso, $\psi = 0^\circ$ (eixo óptico paralelo à direção do PNC) e $\theta = 45^\circ$, de tal modo que $2\psi - \theta = -45^\circ$.

De maneira geral, a diferença de fase é dada por

$$\Delta\phi = 2\pi(n_e - n_o)s/\lambda \quad (4.1)$$

onde s é a espessura da placa, λ é o comprimento de onda da luz incidente e n_e e n_o são os índices de refração associados aos raios *extraordinário* e *ordinário* do cristal, respectivamente. No entanto, o retardador utilizado na gaveta polarimétrica é acromático, ou seja, $\Delta\phi$ é constante dentro da faixa do visível. A diferença de caminho introduzida entre as duas direções é dada por $\Delta L = \lambda(\Delta\phi/2\pi)$.

A gaveta polarimétrica aceita dois tipos de lâmina retardadora: a *placa de meia onda* ($\Delta\phi = \pi$, $\Delta L = \lambda/2$), usada para medidas de polarização linear, cujo efeito sobre a luz incidente plano-polarizada na direção θ (em relação ao PNC), é o de causar uma rotação em seu plano de polarização de tal maneira que a luz emergente seja plano-polarizada na direção $2\psi - \theta$ (mostraremos isto matematicamente na seção 4.3.1), como exemplificado na figura 4.4 à esquerda; a *placa de 1/4 de onda* ($\Delta\phi = \pi/2$, $\Delta L = \lambda/4$) pode ser usada para medidas de polarização circular e seu efeito sobre luz incidente circularmente polarizada é de convertê-la em luz linearmente polarizada e vice-versa (ver figura 4.4 à direita).

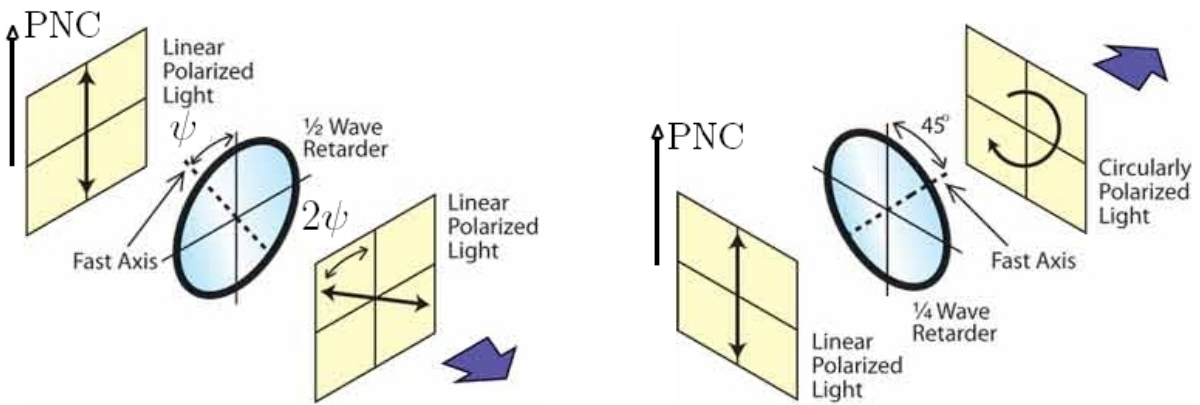


Figura 4.4: Efeito da *placa de meia onda* (Esquerda) e da *placa de 1/4 de onda* (Direita) sobre luz incidente linearmente polarizada. No caso da esquerda, $\theta = 0^\circ$ (luz inicialmente polarizada na direção do PNC), de tal modo que $2\psi - \theta = 2\psi$.

- **Analizador** fixo: dispositivo que subdivide a luz incidente (após passar pelo retardador) em dois feixes plano-polarizados entre si. O analisador utilizado no caso de fontes pontuais é o *prisma de Savart* (figura 4.5), que consiste em duas placas de calcita (birrefringente) divisoras de feixe posicionadas com seus eixos ópticos a 45° da normal à superfície e ainda rotacionados a 90° entre si (veja a posição dos eixos ópticos na figura 4.5). Um feixe incidente propagando através da placa 1 é dividido em dois feixes (ordinário e extraordinário) deslocados sobre o primeiro plano principal (este é o plano formado pelas direções do eixo óptico da placa 1 e pela direção da luz incidente). Ao entrar na placa 2 o feixe ordinário passa a ser o feixe extraordinário e vice-versa. Mais uma vez o feixe extraordinário é deslocado, agora sobre o segundo plano principal, que é ortogonal ao primeiro. O resultado são dois feixes deslocados ao longo da diagonal. Desta maneira todos as fontes luminosas que são detectadas pelo CCD aparecem duplicadas (veja, por exemplo, a figura 4.8), de tal forma que um feixe é plano-polarizado na direção do primeiro plano principal e o outro é plano-polarizado ortogonalmente ao primeiro, na direção do segundo plano principal. A

presença de dois elementos (placa 1 e placa 2) garante que ambos os feixes percorram o mesmo caminho óptico.

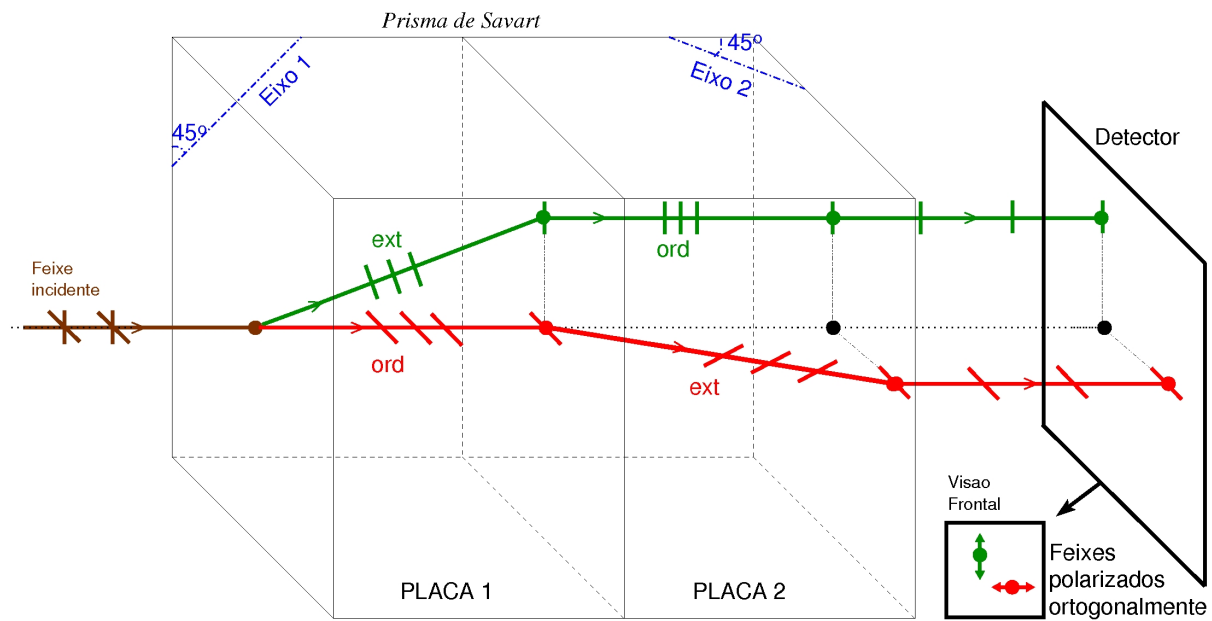


Figura 4.5: Passagem da luz através do prisma de Savart. Os feixes são deslocados nas placas 1 e 2 de tal maneira que o resultado final são dois feixes polarizados ortogonalmente posicionados ao longo da diagonal.

A vantagem da utilização de um elemento óptico em que ambas as componentes de polarização da luz podem ser observadas é que sua medida simultânea permite a realização de um cálculo diferencial dos parâmetros polarimétricos, possibilitando a coleta de dados em condições atmosféricas não-fotométricas.

Para observações de fontes extensas, é possível também utilizar uma placa polarizadora, que permite a passagem de apenas uma componente da luz incidente.

- um **Filtro**, para que se possa selecionar uma região espectral específica a ser analisada. Neste trabalho utilizamos os filtros UBVRI do sistema fotométrico de Johnson/Cousins.

Na seção 4.3.1 mostraremos como tal configuração de elementos ópticos permite a medida da polarização da luz incidente.

4.1.3 Detectores

O cálculo da polarização das estrelas usando a gaveta polarimétrica requer que seja utilizado um dispositivo detector de luz que permita a contagem do número de fótons associado a um determinado feixe luminoso. Tal dispositivo é um detector CCD (*Charged Coupled Device*), que consiste em uma malha semicondutora fotosensível, composta por pequenas unidades, denominadas *pixels*. O CCD é acoplado à câmera direta no plano

focal do telescópio de tal maneira que o feixe luminoso do objeto observado incida sobre ele. Dessa maneira gera-se uma imagem do céu sobre o detector.

Cada pixel no CCD funciona com base no princípio físico do efeito fotoelétrico. A incidência da luz sobre um pixel gera elétrons que são armazenados em cada pixel para mais tarde serem contados. No entanto, nem toda a luz que incide sobre o detector é registrada, já que a geração dos elétrons depende da sensibilidade de cada pixel. Além disso, o CCD detecta melhor a luz de algumas faixas de comprimento de onda do que outras. A curva que mostra a resposta do CCD em função do comprimento de onda (a Eficiência Quântica) é dada na figura 4.6.

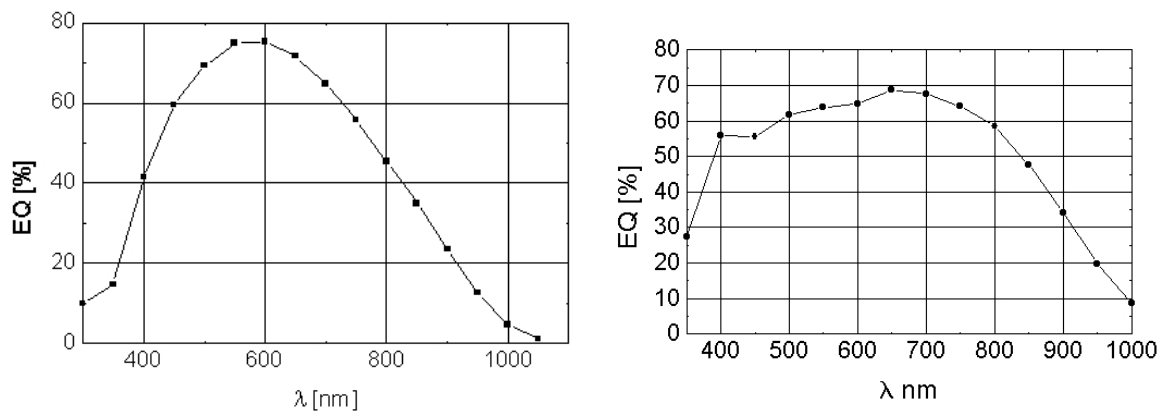


Figura 4.6: *Esquerda:* Curva de eficiência quântica para o CCD 105 resfriado a 150 K. *Direita:* Curva de eficiência quântica para o CCD 106 resfriado a 160 K. Ambos os dispositivos foram utilizados neste trabalho.

Para evitar que os pixels do CCD sejam excitados devido ao ruído térmico do sistema, este deve ser resfriado (utilizando nitrogênio líquido) e mantido em um ambiente isolado.

Duas características importantes de um CCD são o ganho e o ruído de leitura. Depois de cada exposição de luz sobre o CCD, é feita a leitura da carga acumulada em cada pixel. Esta carga é registrada em termos de uma unidade eletrônica denominada ADU (*Analogue to Digital Unit*). O ganho (dado em elétrons/ADU) é o número que realiza a conversão entre esta unidade e o número de elétrons acumulados em cada pixel. Além disso, o processo de leitura do CCD introduz um ruído eletrônico natural denominado ruído de leitura.

Os CCDs disponibilizados no LNA oferecem dois tipos de leitura do CCD: “lenta” e “rápida”. Na primeira, antes de cada leitura é feita uma limpeza da carga previamente acumulada em cada pixel de maneira a diminuir o ruído de leitura inerente deste processo. No segundo caso este processo não é realizado. A diferença dos dois processos é que na leitura rápida o ruído de leitura obtido é aproximadamente o dobro daquele obtido na leitura lenta. No entanto, devido ao processo de limpeza, o tempo de leitura lenta é normalmente 4 vezes maior que o tempo de leitura rápida. Durante as observações optamos por utilizar a leitura rápida, pois apesar do aumento no ruído de leitura, otimizamos bastante o processo de medida. Além disso, não notamos nenhum aumento do erro associado à polarização calculada quando os dois processos foram comparados.

Neste trabalho utilizamos dois detectores CCD: o CCD105 (Marconi CCD42-40-1-368) e o CCD106 (SITE SI003AB), segundo denominações do LNA. Algumas características destes dois detectores estão listadas na Tabela 4.1. Cada um destes dispositivos possuía vantagens e desvantagens para o esquema observacional que adotamos. Por exemplo, o CCD106 possui um tamanho de placa menor, o que reflete em um menor tempo de leitura, e era adequado em nosso caso, que na maioria das vezes estávamos interessados em medir apenas 1 objeto centrado no campo. Além disso, para medidas no filtro U ($\lambda_{eff} \simeq 365$ nm) o CCD106 é mais eficiente (ver Figura 4.6), gastando cerca de metade do tempo que seria gasto com o CCD105. No entanto, o CCD105 possui um menor tamanho de pixels, o que é uma vantagem no caso de objetos muito brilhantes, evitando a sua rápida saturação.

Tabela 4.1: Especificações técnicas dos CCDs 105 e 106.

CCD	Tamanho Imagem (<i>pixels</i>)	Tamanho Pixels (μm)	Ganho (e^-/ADU)	Ruído de Leitura lenta (e^-/pixel)	Ruído de Leitura rápida (e^-/pixel)
105	2048 \times 2048	13,5 \times 13,5	2,5	2,5	4,0
106	1024 \times 1024	24 \times 24	5,0	4,1	9,5

Espera-se que um dispositivo CCD apresente uma resposta linear. Isso significa que ao medir um feixe luminoso com intensidade constante, se o tempo de exposição for aumentado, o número de elétrons armazenados deve aumentar proporcionalmente. Verificamos que ambos os dispositivos utilizados apresentam esta característica.

4.2 Processamento das imagens CCD

Antes de iniciar o processo de obtenção dos parâmetros polarimétricos a partir das imagens CCD dos objetos, inicialmente é preciso realizar um conjunto de correções sobre estas. As imagens estão sujeitas a efeitos de origem instrumental, que devem ser subtraídos antes de prosseguir com a redução polarimétrica. Para isso, utilizamos o pacote de tratamento de dados astronômicos IRAF (*Image Reduction and Analysis Facility* - Tody (1986)), que disponibiliza um conjunto de pacotes e tarefas específicas que otimizam a pré-redução dos dados. Basicamente, o processamento das imagens consiste em realizar dois tipos de correções do perfil instrumental registrado nas imagens:

- Subtração de cada imagem CCD pela imagem combinada de *bias*;
- Divisão de cada imagem CCD pela imagem combinada de *flat-field* normalizada, para cada filtro.

Para realizar estas duas correções principais, seguimos um conjunto padronizado de passos que foram repetidos para cada conjunto de imagens de cada noite observacional. Um guia detalhado envolvendo processamento de imagens usando o IRAF é dado por Massey (1997). A seguir descrevemos os procedimentos realizados.

4.2.1 Correção dos cabeçalhos das imagens

As imagens coletadas pelo detector CCD estão no formato *fits* e são formadas por duas partes: a imagem em si, digitalizada em formato binário; um cabeçalho, contendo um conjunto de informações associadas ao objeto medido e aos instrumentos utilizados no momento da medida. Cada informação presente no cabeçalho é associado a uma palavra-chave (*keyword*). Um exemplo de algumas informações que podem ser encontradas nos cabeçalhos (seguido da palavra-chave associada) são: nome do objeto (*object*), nome do observatório (*observat*), tempo de exposição utilizado (*exptime*), ascensão reta e declinação do objeto (*ra,dec*), ganho e ruído de leitura (*gain,rnoise*), filtro utilizado (*filters*), entre outras. O cabeçalho associado a uma imagem pode ser visualizado utilizando o comando *imhead*. Por exemplo, para visualizar o cabeçalho da imagem HD110984V_0001.fits, fazemos:

```
cl> imhead HD110984V_0001 1+
```

Deve-se certificar de que a lista de informações presentes nos cabeçalhos estejam inseridas de maneira correta, pois estas serão importantes mais tarde no processo de tratamento das imagens e também no processo de redução polarimétrica. Além disso, muitas tarefas do IRAF realizam processos que buscam automaticamente informações nos cabeçalhos das imagens. No entanto, é comum haver erros nos cabeçalhos associados à criação incorreta dos arquivos no momento da medida. Por isso, é preciso verificar manualmente se existem erros nos cabeçalhos. Para listar um conjunto de valores de palavras-chaves importantes dos cabeçalhos de um conjunto de imagens, usamos inicialmente o comando *hselect*:

```
cl> hselect *.fits $I,object,ra,dec,filters,filterno,epoch,ut,st,\
>>> ha,observat,imagetyp,airmass,addinf yes
```

Caso algum erro seja encontrado nesta lista, qualquer valor de palavra-chave pode ser modificado através da tarefa *hedit*. Por exemplo, algumas correções que são normalmente realizadas são:

```
cl> hedit *.fits observat value="LMA" upd+ ver- show+
cl> hedit H*V_*.fits field=filters value=V show+ ver- upd+
cl> hedit bias*.fits field=imagetyp value=zero up+ show+ ver-
cl> hedit *.fits field=gain value=5.0 show+ ver- upd+
```

Outra correção importante se refere à massa de ar do objeto no momento da observação (palavra-chave *airmass*). O valor mostrado no cabeçalho se refere à massa de ar na posição do objeto no início da exposição. No entanto, ao longo da exposição do CCD o objeto muda de posição no céu, e assim a massa de ar varia. É preciso assim calcular uma massa de ar *efetiva*, que depende da massa de ar no início, meio e fim da exposição. A tarefa *setairmass* realiza este procedimento, tomando como base as palavras-chaves da posição do objeto (*ra* e *dec*) no instante e data da observação (*ut* e *date-obs*), além do observatório (*observat*), cujas informações sobre localização são encontradas em um banco de dados de observatórios interno do IRAF. Assim, fazemos:


```
cl> setairmass *.fits outtype=effective airmass=eairmass \  
>>> upd+ show+ override+
```

A nova massa de ar é inserida na palavra-chave *eairmass*. Na maioria dos casos, quando os tempos de exposição são muito curtos (da ordem de 10s), a massa de ar efetiva calculada é idêntica à anterior. No entanto, quando os tempos de exposição são longos, desvios apreciáveis podem aparecer.

Para finalizar, devem ser verificadas se as correções foram devidamente realizadas, utilizando mais uma vez o comando *hselect*.

4.2.2 Ganho e ruído de leitura

Os valores de ganho e ruído de leitura registrados nos cabeçalhos das imagens devem ser adequados para o detector CCD utilizado. Isto é importante pois muitas tarefas do IRAF utilizam estes parâmetros, principalmente aquelas associadas ao cálculo de contagens e magnitudes (p.ex. *phot*).

Na maioria dos casos, estes são valores característicos de cada instrumento, e não deve ser esperado encontrar variações consideráveis. De qualquer maneira, é prudente realizar o cálculo destes valores, para verificação. A tarefa *findgain* realiza este cálculo, tomando como base duas imagens de *bias* e duas imagens de *flat field*. Um exemplo do funcionamento desta tarefa é dado por

```
cl> findgain flatv0001.fits flatv0004.fits bias0001.fits bias0007.fits \  
>>> section=[250:350,250:350] >> rongain.dat
```

Os valores de ganho e ruído calculados são inseridos dentro do arquivo *rongain.dat*. A seção do CCD escolhida ($\text{section}=[x_1 : x_2, y_1 : y_2]$) deve ser uma região livre de grandes gradientes das imagens, como por exemplo as bordas das imagens de flat (ver Figura 4.7).

Para as imagens de cada turno observacional usamos o comando *findgain* várias vezes, para diversos pares de imagens de *bias* e *flat* diferentes, e quando possível para diferentes filtros. Dessa maneira calculamos o ganho e o ruído de leitura através de uma média dos valores obtidos e comparamos com os valores padrão para cada instrumento (ver Tabela 4.1). Em todos os casos em que realizamos este procedimento, as diferenças nos valores calculados e os valores fornecidos pelo LNA não ultrapassaram 20%. Por isso utilizamos os valores padrão de cada detector, por terem sido feitos com um número maior de medidas.

4.2.3 Definição dos arquivos de instrumentos e filtros

A maior parte do processamento das imagens CCD no IRAF é feita utilizando-se tarefas do pacote *ccdred*. Estas tarefas dependem fortemente das informações nos cabeçalhos das imagens. No entanto, muitas vezes as palavras-chaves presentes no cabeçalho não estão escritas de uma maneira que estas tarefas possam identificá-las. Por exemplo, as tarefas deste pacote possuem uma maneira particular de identificar imagens de determinado tipo. Assim uma imagem de bias seria identificada neste pacote pela palavra “zero”. No entanto, se a palavra-chave que define o tipo de imagem (*imagetyp*) nos cabeçalhos de nossas imagens de bias estiverem especificadas como “bias”, as tarefas do *ccdred* não conseguiriam identificar estas como sendo imagens de bias. Portanto é preciso criar um arquivo, denominado “arquivo de instrumentos”, que mostra a correspondência entre termos entendidos pelo *ccdred* e termos listados nos cabeçalhos. O arquivo de instrumentos que utilizamos, chamado `opd_pol_UBVRI.dat`, é do tipo:

<code>subset</code>	<code>filters</code>
<code>exptime</code>	<code>exptime</code>
<code>imagetyp</code>	<code>imagetyp</code>
<code>BIAS</code>	<code>zero</code>
<code>OBJECT</code>	<code>object</code>
<code>FLAT</code>	<code>flat</code>
<code>'flat'</code>	<code>flat</code>
<code>'object'</code>	<code>object</code>
<code>'zero'</code>	<code>zero</code>

Este arquivo funciona como um tradutor: por exemplo, sempre que uma tarefa do *ccdred* precisar do parâmetro *subsets*, esta irá procurar pela palavra-chave *filters* no cabeçalho da imagem. Para informar ao *ccdred* que está sendo utilizado um arquivo de instrumentos, deve-se atribuir a seguinte expressão ao parâmetro *instrument*:

```
cl> ccdred.instrument="task_dir$opd_pol_UBVRI.dat"
```

Normalmente, as imagens astronômicas são agrupadas segundo uma configuração instrumental específica. Por exemplo, em nosso caso, as imagens estão em grupos de filtros diferentes, e as imagens de filtros diferentes deverão ser reduzidas de forma diferentes (um exemplo é o fato de que no processamento de tal imagem, esta deverá ser dividida pela imagem de flat do mesmo filtro em que esta imagem foi coletada). O parâmetro *subsets* do arquivo acima identifica qual tipo de agrupamento por instrumentos foi utilizado, neste caso, a palavra-chave *filters*. Para que o valor encontrado na palavra-chave *filters* seja claramente identificado como o filtro daquele determinado tipo pelas tarefas do *ccdred*, criamos o arquivo de filtros, denominado `subsets.opd_pol_UBVRI.dat`:

<code>'U'</code>	<code>U</code>
<code>'B'</code>	<code>B</code>
<code>'V'</code>	<code>V</code>
<code>'R'</code>	<code>R</code>
<code>'I'</code>	<code>I</code>
<code>'1'</code>	<code>U</code>

'2'	B
'3'	V
'4'	R
'5'	I
'zero'	zero

O nome deste arquivo deve ser atribuído ao parâmetro *ssfile*:

```
cl> ccdred.ssfile="task_dir$subsets.opd_pol_UBVRI.dat"
```

Utilizando estes dois arquivos imagine que desejamos processar a imagem de um determinado objeto observado no filtro R, utilizando uma imagem de *flat field* também gerada com o filtro R. Então, ao usarmos a tarefa *ccdproc*, que realiza o processamento das imagens, esta procura no arquivo de instrumentos qual é a palavra-chave associada a *subsets*, encontrando assim *filters*. Assim se o valor de *filters* no cabeçalho da imagem for '4', a tarefa analisa o arquivo de filtros e descobre que esta então é uma imagem no filtro R. Dessa maneira, a tarefa procura a imagem correta de flat no filtro R para processar a imagem.

4.2.4 Combinação das imagens de *bias* e *flat field*

As imagens geradas utilizando detectores CCD registram características que não estão associadas ao objeto observado. Estas características estão associadas naturalmente ao instrumento utilizado, e definem o perfil instrumental registrado em todas as imagens geradas com estes detectores. O objetivo do processamento das imagens é remover esta influência da instrumentação nas imagens, de maneira que estas características inerentes ao processo de medida não interfiram nas quantidades astrofísicas obtidas com o imageamento. Existem duas características instrumentais principais que precisam ser corrigidas:

- **Bias:** um processo inerente ao funcionamento do detector CCD é introduzir em cada pixel um nível mínimo de tensão. O objetivo deste procedimento é evitar que os pixels registrem contagens negativas, através da adição de uma contagem mínima mesmo na ausência de sinal. Este “sinal” eletrônico, conhecido como *overscan* (ou *pre-scan*), é aproximadamente o mesmo para cada pixel, e consiste no nível zero de todas as imagens geradas com o CCD.

Um outro processo que adiciona um nível de contagens ao CCD está associado à leitura dos pixels após cada exposição. O processo de leitura é realizado sequencialmente de um lado do chip do CCD até o outro, sendo que as cargas acumuladas são transferidas entre pixels adjacentes neste processo. Este procedimento faz com que seja introduzido um ruído não uniforme sobre a imagem, sendo que de um lado da imagem o nível será maior que do outro. Dessa maneira o padrão bidimensional associado a este processo consiste em uma imagem com uma aparência de um “plano inclinado”.

A imagem de *bias* consiste na superposição destes dois processos (*overscan* e sinal do processo de leitura). Uma imagem deste tipo é obtida realizando exposições curtas (tempo de 1s) com o obturador fechado, detectando então uma imagem de nível zero (Figura 4.7). A imagem de *bias* deve ser subtraída em todas as imagens geradas com o CCD.

- **Flat Field (Campo Plano):** A sensibilidade de um CCD à radiação não é a mesma para todos os pixels. Isso significa que se a mesma radiação com a mesma intensidade incidir sobre um conjunto de pixels do detector, cada um poderá registrar uma contagem diferente, ou seja, existem variações da resposta do CCD pixel a pixel. Uma maneira de minimizar este efeito é incidir uma radiação uniforme sobre o CCD e registrar a imagem (neste caso utilizamos uma tela branca iluminada por uma lâmpada uniforme). O resultado é uma imagem de *flat field*, na qual as pequenas variações de sensibilidade dos pixels são evidenciadas (Figura 4.7). Todas as imagens de objetos astronômicos geradas com o CCD serão influenciadas por estas variações pixel a pixel, por isso é preciso corrigí-las. A correção consiste em dividir todas as imagens por uma imagem de flat field normalizada (já corrigida do bias). Dessa maneira, os pixels que apresentam uma baixa resposta (registrando contagens menores que a média) terão seu valor de contagem aumentado e o inverso ocorre com pixels que apresentam uma resposta mais elevada.

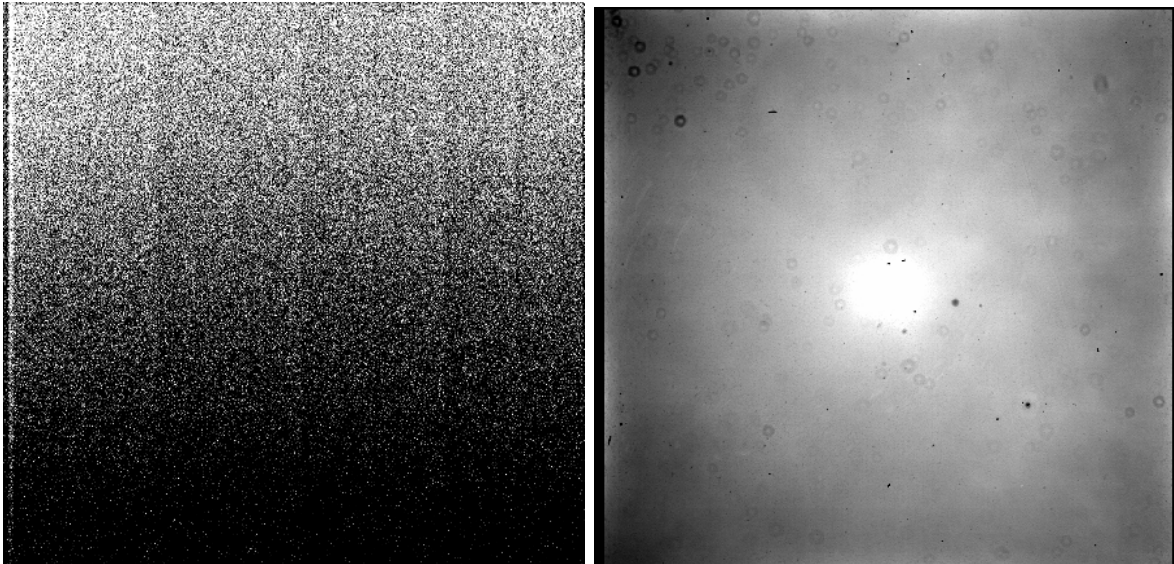


Figura 4.7: *Esquerda:* Imagem combinada de *Bias* usando o CCD106 para as observações da noite 07/03/2008. O contraste da imagem foi modificado de maneira a evidenciar o desnível entre a extremidade superior e inferior da imagem gerado pelo processo de leitura. *Direita:* Imagem combinada de *Flat* no filtro V, para a mesma noite observacional. As pequenas manchas evidenciam regiões de pixels com sensibilidades diferentes.

Um procedimento que é normalmente realizado é a obtenção de várias imagens de *flat* (para cada filtro), e várias imagens de *bias*. A princípio, apenas uma imagem de cada tipo já seria suficiente para realizar a correção das imagens dos objetos. No entanto, durante uma exposição, variações aleatórias associadas à parte eletrônica do sistema ou mesmo variações térmicas podem comprometer as imagens de *bias* ou de *flat*. Por isso, para cada noite observacional medimos um conjunto de 25 imagens de *bias* e 25 imagens de *flat* (para cada filtro). A idéia é combinar as imagens de maneira a obter uma imagem média que possa suavizar possíveis variações aleatórias individuais de cada imagem. Esse

procedimento tende a diminuir bastante o desvio padrão associado às contagens sobre as imagens de bias e flat.

A tarefa utilizada para realizar a combinação das imagens é a *combine*. Em particular as tarefas *zerocombine* e *flatcombine* utilizam das ferramentas da *combine* para realizar esta operação para imagens de bias e flat, respectivamente. Entre os parâmetros de entrada da *combine*, é preciso prestar atenção especial a dois deles: o algoritmo utilizado para combinação (parâmetro *combine.combine*), e o algoritmo utilizado para rejeição de pixels (parâmetro *combine.reject*). No caso do algoritmo de combinação, para as imagens de bias usamos a opção “average” (média), já que as variações possíveis nas exposições destas imagens são puramente de natureza aleatória. No entanto, para as imagens de flat, usamos a opção “median” (mediana), já que neste caso devem predominar as variações sistemáticas associadas as diferenças de sensibilidade dos pixels. O algoritmo de rejeição consiste em um procedimento realizado para desconsiderar valores muito discrepantes na combinação de um determinado pixel. Isso é importante por exemplo, para rejeitar a utilização de pontos nas imagens sobre os quais incidiram raios cósmicos, variando assim muito o valor de contagem daquele ponto em relação àquele mesmo ponto nas outras imagens. O algoritmo escolhido tanto para a combinação das imagens de bias quanto de flat foi o “ccdclip”, que rejeita pixels com valores acima (ou abaixo) de uma determinada faixa de espalhamento aceitável, deduzida com base no ganho e ruído de leitura.

Outro parâmetro importante no caso da combinação das imagens de flat consiste no escalonamento (parâmetro *flatcombine.scale*). Antes de realizar a combinação das imagens, é preciso que todas elas apresentem um nível médio comum. No entanto, variações na intensidade da lâmpada utilizada para iluminar a tela branca de flat field podem fazer com que algumas imagens tenham um nível de contagens médio menor. Isso pode ser corrigido usando um escalonamento pela “moda”, corrigindo as imagens que não tenham um nível médio de contagens igual ao valor mais frequente.

Assim, para realizar as combinações fazemos:

```
cl> zerocombine bias0*.fits output="biascomb" combine=average \  
>>> reject=ccdclip  
cl> flatcombine flat*.fits output="flatcomb_" combine=median \  
>>> reject=ccdclip scale=mode subsets+
```

Note que a ativação do parâmetro *flatcombine.subsets* faz com que a combinação das imagens de flat de diferentes filtros seja feita automaticamente. A utilização destas tarefas produzirá as imagens combinadas de nome *biascomb.fits* e *flatcomb_filtro.fits*. Um exemplo destas imagens é mostrado na Figura 4.7.

Caso seja necessário, pode-se utilizar a tarefa *imstat* para analisar os valores médios e desvios padrões dos valores de pixel das imagens combinadas e das imagens de flat. Imagens com valores muito alto dos desvios padrões e/ou valores médios de contagem muito discrepantes do restante das imagens forma removidas do conjunto, para evitar a contaminação da imagem combinada.

4.2.5 Tratamento das imagens dos objetos

Após a criação das imagens combinadas de bias e flat, finalmente estamos prontos para o passo final do processo de tratamento das imagens. A imagem de bias gerada será utilizada para subtrair o ruído eletrônico introduzido em todas as imagens produzidas com o CCD, incluindo assim as imagens dos objetos e as imagens de flat. Além disso, a imagem de flat (subtraída da imagem de bias) normalizada será utilizada para dividir todas as imagens dos objetos, corrigindo assim as variações de sensibilidade pixel-a-pixel do CCD. A tarefa *ccdproc* do IRAF realiza todas estas operações necessárias sobre as imagens dos objetos de maneira automática. De maneira geral, a obtenção de cada imagem reduzida $I_{reduzida}$ é feita através da seguinte operação:

$$I_{reduzida} = \frac{I_{original} - IC_{bias}}{(IC_{flat} - IC_{bias})_{normalizada}} \quad (4.2)$$

onde $I_{original}$ é a imagem inicial não processada e IC_{bias} e IC_{flat} são as imagens combinadas de bias e flat (respeitando o mesmo filtro da imagem original), respectivamente.

Assim, uma execução da tarefa *ccdproc* em que se deseja reduzir um conjunto de imagens nomeadas “HIP*.fits”, é feita através do comando:

```
cl> ccdproc images=HIP*.fits ccdtype="object" zerocor+ \  
>>> flatcor+ zero="biascomb" flat="flatcomb_*
```

4.3 Tratamento dos dados polarimétricos

Os dados polarimétricos para os objetos observados com a nova gaveta polarimétrica *NGPOL* são obtidos utilizando o pacote de redução de dados polarimétricos PCCDPACK, desenvolvido pelo Prof. Antônio Mário Magalhães e sua equipe no IAG/USP. As rotinas do pacote foram escritas em linguagem CL (*Command Language*), de maneira que se possa utilizar estas tarefas dentro do ambiente IRAF, inclusive utilizando alguns recursos pré-existentes para análise de imagens. Uma descrição detalhada do pacote e de cada uma de suas rotinas pode ser encontrada através do site <http://www.astro.iag.usp.br/~antonio/gaveta/default.htm> .

Na seção 4.3.2 descrevemos o procedimento de utilização das rotinas deste pacote no cálculo da polarização. Antes disso, é importante entender as transformações físicas sofridas pela luz ao passar pelos elementos ópticos da gaveta polarimétrica, e qual é o papel desempenhado por cada elemento no cálculo a ser realizado. A seção seguinte descreve matematicamente estas transformações em termos dos parâmetros de Stokes da luz polarizada. As equações encontradas servirão de base para o cálculo realizado pelo programa computacional.

4.3.1 Cálculo dos parâmetros polarimétricos

O conjunto de elementos ópticos da gaveta polarimétrica permite o cálculo dos parâmetros polarimétricos a partir da diferença de intensidade dos feixes ordinário e extraordinário. A discussão a seguir é baseada em Magalhães et al. (1984).

O feixe luminoso do objeto observado inicialmente passa pela lâmina retardadora de $\lambda/2$ (a placa de meia-onda), posicionada com ângulo ψ em relação ao Pólo Norte Celeste. Vimos que esta é responsável por introduzir uma diferença de fase igual a π entre as componentes da luz paralela e perpendicular ao eixo óptico do cristal. Fisicamente, o efeito da introdução desta diferença de fase sobre um feixe inicialmente polarizado (ou parcialmente polarizado) na direção θ é o de causar uma rotação do plano de polarização da posição θ para a posição $2\psi - \theta$. Portanto, para cada posição ψ do retardador, o plano de polarização da luz que passa pela lâmina possui ângulo de posição $2\psi - \theta$.

Por exemplo, se $\psi = 22,5^\circ$, o ângulo de posição resultante é $45^\circ - \theta$; se $\psi = 45^\circ$, o ângulo de posição da luz emergente da lâmina é $90^\circ - \theta$, e assim por diante. Dessa forma, vemos que a diferença entre os ângulos de posição da luz que passa pela lâmina entre duas posições consecutivas é de 45° (pois $(2\psi_{i+1} - \theta) - (2\psi_i - \theta) = 45^\circ$, se $\psi_i = 0^\circ; 22,5^\circ; 45^\circ \dots$). Isso implica que a cada 4 posições consecutivas da lâmina, o plano de polarização da luz que passa por ela dá uma volta de 180° , que é fisicamente equivalente à posição inicial do plano de polarização (uma rotação de 180° em um vetor de polarização corresponde a uma volta completa, já que estes não possuem um sentido associado). Assim, a medida de luz em 4 posições consecutivas da lâmina retardadora já é suficiente para completar a medida da polarização, já que todas as outras posições são fisicamente equivalentes. No entanto, é vantajoso realizar a medida do objeto em 8, 12 ou 16 posições, já que o maior número de posições corresponde a uma melhor precisão e conseqüentemente fornece um menor erro associado aos parâmetros polarimétricos, como mostraremos no final desta seção.

Após passar pelo retardador, o feixe luminoso polarizado com ângulo de posição $2\psi - \theta$ passa pelo analisador (o prisma de Savart), cuja função é subdividir o feixe luminoso em dois feixes linearmente polarizados (paralelamente e perpendicularmente ao plano principal do analisador). A intensidade dos feixes que emergem do analisador dependerão portanto da posição relativa entre o ângulo de posição $2\psi - \theta$ do plano de polarização da luz que atinge o analisador e do ângulo ϕ , que define a posição do plano principal do analisador em relação ao Pólo Norte Celeste.

Por exemplo, se a posição ψ da lâmina retardadora é tal que $2\psi - \theta = \phi$, então o feixe que sai do analisador linearmente polarizado paralelamente ao plano principal passa por um máximo de intensidade, ao passo que o feixe polarizado perpendicularmente ao plano principal passa por um mínimo. Analogamente, se $2\psi - \theta = \phi \pm 90^\circ$, temos a situação inversa, com um máximo de intensidade para o feixe polarizado perpendicularmente ao plano principal e um mínimo para o feixe polarizado paralelamente a este. O efeito da rotação da lâmina retardadora é portanto, fazer com que os feixes ordinário e extraordinário que saem do analisador passem por máximos e mínimos consecutivos de intensidade.

Já vimos (equação 3.13) como é possível calcular a polarização da luz a partir dos valores máximos e mínimos de intensidade de feixes polarizados ortogonalmente. No entanto, nem sempre o ângulo $2\psi - \theta$ (ou $(2\psi - \theta) \pm 90^\circ$) coincide com o ângulo ϕ do plano principal, situação na qual encontraríamos diretamente os valores máximos e mínimos de

intensidade dos feixes. De maneira geral, é preciso medir a intensidade dos dois feixes que saem do analisador em várias posições diferentes da lâmina retardadora, tal que os máximos e mínimos possam ser inferidos a partir do ajuste de uma curva sobre os pontos. A seguir mostramos detalhadamente o procedimento usado para calcular os parâmetros polarimétricos a partir da medida da intensidade dos feixes ordinário e extraordinário para várias posições da lâmina retardadora.

Suponha que o feixe luminoso incidente no conjunto de elementos ópticos da gaveta polarimétrica seja descrito pelos quatro parâmetros de Stokes I, Q, U, V , tal que o vetor de Stokes (em termos da notação de Mueller) seja dado por $\vec{\mathbf{S}} = [I \ Q \ U \ V]$. De maneira geral, a passagem de um feixe luminoso através de um elemento óptico irá afetar os parâmetros de Stokes, e o vetor de Stokes do feixe resultante será dado por $\vec{\mathbf{S}}' = [I' \ Q' \ U' \ V']$. Os quatro parâmetros de Stokes de um feixe que passou por um componente óptico estão relacionados com os parâmetros de Stokes do feixe incidente através de uma matriz 4×4 , denominada Matriz de Mueller. O efeito combinado de uma série de componentes é representado pela multiplicação das matrizes associadas a cada componente.

Conforme Serkowski (1974a), a matriz de transformação associada a um **retardador** perfeito é dada por:

$$\mathbf{R} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & G + H \cos 4\psi & H \sin 4\psi & -\sin \tau \sin 2\psi \\ 0 & H \sin 4\psi & G - H \cos 4\psi & \sin \tau \cos 2\psi \\ 0 & \sin \tau \sin 2\psi & -\sin \tau \cos 2\psi & \cos \tau \end{pmatrix} \quad (4.3)$$

onde

$$G = \frac{1}{2}(1 + \cos \tau) \quad \text{e} \quad H = \frac{1}{2}(1 - \cos \tau) \quad (4.4)$$

e τ é a retardância, ou seja, a diferença de fase, em radianos, introduzida pelo retardador entre as componentes da luz paralela e perpendicular ao eixo óptico. No caso de uma placa de meia onda, temos $\tau = \pi$, e assim $G = 0$ e $H = 1$. A equação de transformação dos parâmetros de Stokes de um feixe luminoso que passa pelo retardador é dada por $\vec{\mathbf{S}}' = \mathbf{R}\vec{\mathbf{S}}$. Essa operação matricial pode ser realizada utilizando-se as definições dos parâmetros de Stokes (equações 3.11) em conjunto com a matriz \mathbf{R} . Dessa forma, para um feixe linearmente polarizado (se $\beta = 0$ nas relações 3.11) na direção θ , os parâmetros de Stokes resultantes serão dados por:

$$I' = I \quad Q' = IP \cos 2(2\psi - \theta) \quad U' = IP \sin 2(2\psi - \theta) \quad V' = 0 \quad (4.5)$$

Os parâmetros encontrados são os mesmos da luz incidente, mas com a substituição $\theta \Rightarrow 2\psi - \theta$. Isso mostra o efeito do retardador sobre a luz polarizada de causar uma rotação em seu plano de polarização, como discutido anteriormente.

Para um **analisador** perfeito, a matriz de transformação (Serkowski, 1974a) é:

$$\mathbf{A} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & \cos 2\phi & \sin 2\phi & 0 \\ \cos 2\phi & \cos^2 2\phi & \frac{1}{2} \sin 4\phi & 0 \\ \sin 2\phi & \frac{1}{2} \sin 4\phi & \sin^2 2\phi & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (4.6)$$

onde ϕ é o ângulo entre um dos planos principais do analisador e a direção do Pólo Norte Celeste. Idealmente o analisador é colocado na gaveta polarimétrica de tal maneira que este ângulo seja nulo, ou seja, com um dos planos principais paralelo à direção do Pólo Norte Celeste. Qualquer desvio deste ângulo afetará os valores dos ângulos de polarização dos objetos medidos. No entanto, estes desvios podem ser corrigidos através da medida da polarização de objetos padrão polarizados, como veremos mais adiante. O analisador divide a luz incidente em dois feixes linearmente polarizados. Para o feixe polarizado na direção paralela ao primeiro plano principal, faz-se $\phi = 0^\circ$ na matriz acima e para o feixe polarizado na direção paralela ao segundo plano principal (ortogonal ao primeiro), faz-se $\phi = 90^\circ$.

O efeito nos parâmetros de Stokes da passagem da luz pelo retardador e em seguida pelo analisador é descrito pela seguinte operação:

$$\begin{pmatrix} I' \\ Q' \\ U' \\ V' \end{pmatrix} = \mathbf{A} \cdot \mathbf{R} \cdot \begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{pmatrix} \quad (4.7)$$

Nesta equação, a quantidade de interesse para nós é I' , já que após a passagem pelo sistema Retardador + Analisador, os feixes ordinário e extraordinário serão medidos pelo detector CCD. O detector mede a contagem de fótons de cada feixe, mas esta contagem é proporcional à intensidade da luz. Assim teremos um método para calcular os parâmetros Q e U da luz incidente a partir da medida da intensidade dos feixes ordinário e extraordinário.

Realizando a operação matricial (4.7) usando $\tau = \pi$ (ou seja, $G = 0$ e $H = 1$), e $\phi = 0^\circ, 90^\circ$ para ambos os feixes (sinal superior e inferior, respectivamente), encontramos:

$$I' = \frac{1}{2}(I \pm Q \cos 4\psi \pm U \sin 4\psi) \quad (4.8)$$

Definindo os dois feixes como B (sinal superior) e A (sinal inferior), e sendo $\bar{Q} = Q/I$ e $\bar{U} = U/I$ (ou seja, os parâmetros Q e U normalizados) teremos para a posição ψ_i da lâmina retardadora:

$$I_i^{B,A} = \frac{1}{2}I(1 \pm \bar{Q} \cos 4\psi_i \pm \bar{U} \sin 4\psi_i), \quad i = 1,2,3,\dots,n \quad (4.9)$$

As intensidades $I_i^{B,A}$ de ambos os feixes medidos são proporcionais às contagens de fótons $N_i^{B,A}$ dos feixes para a posição ψ_i da lâmina. A mesma proporção deve ser válida entre a intensidade I do feixe incidente e a contagem total N deste feixe antes de passar pelo sistema Retardador + Analisador. Assim, em termos das contagens, a expressão (4.9) fica:

$$N_i^{B,A} = \frac{1}{2}N(1 \pm \bar{Q} \cos 4\psi_i \pm \bar{U} \sin 4\psi_i), \quad i = 1,2,3,\dots,n \quad (4.10)$$

Somando as expressões para o feixe A e para o feixe B encontramos $N = N_i^A + N_i^B$. Isso significa que para cada posição i da lâmina, a soma das contagens em cada feixe é igual à contagem do feixe incidente. Isso é evidente, uma vez que se considerarmos que o sistema óptico do polarímetro não introduz nenhuma perda para a luz, sendo perfeitamente transparente, o efeito final é simplesmente a divisão da energia associada ao feixe

incidente em dois feixes linearmente polarizados, cuja soma das energias devem totalizar a energia do feixe incidente. Tomando a média da expressão (4.10) sobre as n posições medidas da lâmina (ou seja, somando i de 1 até n e dividindo por n), temos:

$$\langle N^{B,A} \rangle = \frac{N}{2}(1 \pm \bar{Q}\langle \cos 4\psi \rangle \pm \bar{U}\langle \sin 4\psi \rangle) \quad (4.11)$$

Supondo que o número total de posições utilizadas para a lâmina retardadora, em passos de $22,5^\circ$, seja de $n = 4, 8, 12$ ou 16 , então

$$\langle \cos 4\psi \rangle = \frac{\sum_{i=1}^n \cos 4\psi_i}{n} = \frac{(1 + 0 - 1 + 0) + \dots}{n} = 0 \quad (4.12)$$

$$\langle \sin 4\psi \rangle = \frac{\sum_{i=1}^n \sin 4\psi_i}{n} = \frac{(0 + 1 + 0 - 1) + \dots}{n} = 0 \quad (4.13)$$

Assim concluímos que $\langle N^{B,A} \rangle = \frac{N}{2}$, ou seja,

$$\langle N^A \rangle = \langle N^B \rangle \quad (4.14)$$

A média das contagens no feixe A é igual à média das contagens no feixe B . Isso ocorre pois ao variar as posições da lâmina, cada feixe passa por máximos e mínimos de intensidade, sempre com a contagem em um feixe compensando a contagem no outro, tal que a soma seja igual a N . Usando $N = 2\langle N^{B,A} \rangle$ na equação (4.10), encontramos:

$$N_i^{B,A} = \langle N^{B,A} \rangle (1 \pm \bar{Q} \cos 4\psi_i \pm \bar{U} \sin 4\psi_i), \quad i = 1, 2, 3, \dots, n \quad (4.15)$$

A partir daí definimos a **amplitude de modulação**, dada por:

$$z_i = \bar{Q} \cos 4\psi_i + \bar{U} \sin 4\psi_i, \quad i = 1, 2, 3, \dots, n \quad (4.16)$$

Esta quantidade pode ser expressa em termos das contagens em cada feixe. Usando esta expressão em (4.15), temos:

$$N_i^B = \langle N^B \rangle (1 + z_i) \quad \rightarrow \quad N_i^B / \langle N^B \rangle = (1 + z_i) \quad (4.17)$$

$$N_i^A = \langle N^A \rangle (1 - z_i) \quad \rightarrow \quad N_i^A / \langle N^A \rangle = (1 - z_i) \quad (4.18)$$

Somando e subtraindo as expressões (4.17) e (4.18), encontramos:

$$z_i = \frac{N_i^B \langle N^A \rangle - N_i^A \langle N^B \rangle}{N_i^B \langle N^A \rangle + N_i^A \langle N^B \rangle} \quad (4.19)$$

ou seja,

$$z_i = \frac{N_i^B - N_i^A k}{N_i^B + N_i^A k}, \quad \text{onde definimos } k = \frac{\langle N^B \rangle}{\langle N^A \rangle} = \frac{\sum_{i=1}^n N_i^B}{\sum_{i=1}^n N_i^A} \quad (4.20)$$

Dado o resultado da expressão (4.14), em geral o valor de k será bem próximo de 1. Vimos então que a amplitude de modulação pode ser escrita em termos das contagens de cada feixe. Esta mesma quantidade pode ser escrita em termos de \bar{Q} e \bar{U} , como visto na expressão (4.16), portanto será possível encontrar os parâmetros polarimétricos de

interesse (grau e ângulo de polarização) a partir dos valores de contagens dos feixes para as várias posições da lâmina.

Algo importante aqui é notar o caráter diferencial da medida polarimétrica: a expressão (4.20) da amplitude de modulação pode ser re-escrita em termos da razão entre as contagens nos feixes, ou seja

$$z_i = \frac{1 - (N_i^A/N_i^B)k}{1 + (N_i^A/N_i^B)k}, \quad (4.21)$$

Os parâmetros polarimétricos obtidos dependerão das razões entre as contagens (ou da razão de fluxo) dos feixes, ou seja, da diferença de magnitude dos feixes. Isso implica que qualquer variação atmosférica que seja imposta ao feixe luminoso incidente, que naturalmente afeta ambos os feixes ao mesmo tempo, será cancelada ao calcularmos as razões entre as contagens dos feixes luminosos. Em outras palavras, a amplitude de modulação do feixe luminoso incidente é invariante às variações atmosféricas, e conseqüentemente os parâmetros polarimétricos também são invariantes.

Vamos agora mostrar como calcular \bar{Q} e \bar{U} a partir de z_i ($i = 1, 2, 3, \dots, n$). Vimos que

$$z_i = \bar{Q} \cos 4\psi_i + \bar{U} \sin 4\psi_i = \frac{N_i^B - N_i^A k}{N_i^B + N_i^A k}, \quad i = 1, 2, 3, \dots, n \quad (4.22)$$

Para cada posição ψ_i da lâmina, é possível calcular o valor de z_i , a partir das contagens nos feixes. Assim, pode-se ajustar uma curva do tipo $z(\psi) = \bar{Q} \cos 4\psi + \bar{U} \sin 4\psi$ sobre os pontos z_i (veja, por exemplo, a figura 4.9). Os parâmetros \bar{Q} e \bar{U} são então obtidos a partir da curva ajustada. O ajuste $z(\psi)$ é obtido através do método de mínimos quadrados, que fornece a melhor curva, tal que seja minimizada a soma dos desvios quadráticos dos pontos até a curva. O método consiste então em minimizar a quantidade

$$f = d_1^2 + d_2^2 + d_3^2 + \dots + d_n^2 = \sum_{i=1}^n d_i^2 = \sum_{i=1}^n (z(\psi_i) - z_i)^2 \quad (4.23)$$

onde d_i é o desvio do valor medido z_i em relação ao valor da curva z na mesma posição ψ_i . Assim, temos:

$$f = \sum_{i=1}^n d_i^2 = \sum_{i=1}^n (\bar{Q} \cos 4\psi_i + \bar{U} \sin 4\psi_i - z_i)^2 \quad (4.24)$$

Para minimizar esta quantidade, exigimos que $\partial f / \partial \bar{Q} = \partial f / \partial \bar{U} = 0$, ou seja

$$\frac{\partial f}{\partial \bar{Q}} = 0 = 2 \sum_{i=1}^n (\bar{Q} \cos 4\psi_i + \bar{U} \sin 4\psi_i - z_i) \cos 4\psi_i \quad (4.25)$$

$$\frac{\partial f}{\partial \bar{U}} = 0 = 2 \sum_{i=1}^n (\bar{Q} \cos 4\psi_i + \bar{U} \sin 4\psi_i - z_i) \sin 4\psi_i \quad (4.26)$$

Desenvolvendo estas duas expressões encontramos

$$\bar{Q} \sum_{i=1}^n \cos^2 4\psi_i + \frac{1}{2} \bar{U} \sum_{i=1}^n \sin 8\psi_i = \sum_{i=1}^n z_i \cos 4\psi_i \quad (4.27)$$

$$\frac{1}{2} \bar{Q} \sum_{i=1}^n \sin 8\psi_i + \bar{U} \sum_{i=1}^n \cos^2 4\psi_i = \sum_{i=1}^n z_i \sin 4\psi_i \quad (4.28)$$

Considerando que $n = 4, 8, 12$ ou 16 e sabendo que a posição ψ_i da lâmina muda em passos de $22,5^\circ$, temos:

$$\sum_{i=1}^n \sin 8\psi_i = 0 \quad \text{e} \quad \sum_{i=1}^n \cos^2 4\psi_i = \frac{n}{2} \quad (4.29)$$

Usando estes resultados em (4.27) e (4.28), encontramos o resultado final para \bar{Q} e \bar{U} :

$$\bar{Q} = \frac{\sum_{i=1}^n z_i \cos 4\psi_i}{(n/2)} \quad \bar{U} = \frac{\sum_{i=1}^n z_i \sin 4\psi_i}{(n/2)} \quad (4.30)$$

O erro associado ao ajuste dos parâmetros \bar{Q} e \bar{U} é dado por (Magalhães et al., 1984)

$$\sigma_{\bar{Q}} = \sigma_{\bar{U}} = \frac{1}{\sqrt{n-2}} \sqrt{\frac{1}{n/2} \sum_{i=1}^n z_i^2 - \bar{Q}^2 - \bar{U}^2} \quad (4.31)$$

Vemos então que os parâmetros \bar{Q} e \bar{U} são calculados a partir dos valores de amplitude de modulação z_i , que por sua vez são definidos em termos das contagens nos feixes que passam pelo sistema óptico da gaveta polarimétrica. Estes parâmetros fornecem a curva do tipo $z(\psi) = \bar{Q} \cos 4\psi + \bar{U} \sin 4\psi$ que melhor ajusta os pontos z_i . Usando então o resultado de (4.30), calcula-se o grau de polarização e o ângulo de polarização a partir de

$$P = \sqrt{\bar{Q}^2 + \bar{U}^2} \quad \theta = \frac{1}{2} \arctan \bar{U}/\bar{Q} \quad (4.32)$$

A equação (4.31) mostra que o erro esperado no cálculo dos parâmetros polarimétricos é inversamente proporcional a \sqrt{n} . Isso significa que a realização de medidas no maior número possível de posições da lâmina retardadora tende a minimizar o erro associado aos parâmetros de interesse.

4.3.2 Processo computacional no cálculo da polarização

Exemplificaremos a seguir o procedimento de obtenção dos dados polarimétricos de uma estrela utilizando o pacote *PCCDPACK*. Para isso usaremos o conjunto de 16 imagens (uma em cada posição da lâmina) para a estrela padrão polarizada HD160529 observada no filtro V, na noite de 7 de maio de 2008, usando o telescópio IAG60cm. A primeira imagem deste conjunto está exibida na figura 4.8. Todos os objetos das imagens aparecem duplicados devido à presença do prisma de Savart.



Figura 4.8: Exemplo de imagem coletada no LNA (telescópio IAG60cm) usando a gaveta polarimétrica e o CCD106, para a padrão polarizada HD160529. Note que os objetos aparecem duplicados devido a presença do prisma de Savart, que subdivide a luz incidente em dois feixes plano-polarizados ortogonalmente entre si.

4.3.2.1 Criação do arquivo de coordenadas

Inicialmente precisamos identificar a posição de ambas as imagens do objeto de interesse sobre a imagem CCD. Esse processo consiste na criação de um *arquivo de coordenadas*, que deverá ser um arquivo de texto simples contendo informações sobre as posições x e y das duas imagens da estrela de interesse. Escolhemos a primeira imagem (HD160529V_0001.fits) do conjunto de 16 imagens como referência, ou seja, criaremos o arquivo de coordenadas apenas para esta imagem. É preciso escolher uma imagem de referência pois a posição dos objetos nas outras imagens do conjunto pode não ser exatamente a mesma, devido a problemas de acompanhamento do telescópio. Isto deverá ser corrigido através do alinhamento das imagens, processo a ser descrito em seguida. Neste caso, nos interessa obter a polarização para apenas um objeto sobre a imagem do CCD, no caso a HD160529, centrada no campo. A maneira mais simples de construir o arquivo de coordenadas neste caso é utilizando a tarefa *daoedit* do pacote *noao.digiphot* do IRAF. Basta utilizar os comandos

```
cl> display HD160529V_0001 1
cl> daoedit HD160529V_0001 >> HD160529V.coo
```

A imagem será exibida usando a tarefa *display* e o *daoedit* posiciona o cursor sobre a imagem. Assim basta posicionar o cursor sobre a imagem inferior do objeto e teclar “a”, e em seguida sobre a imagem superior e teclar “a” novamente. Depois tecla “q” para sair do *daoedit*. Isso deve registrar a posição de ambas as imagens e escrever dentro do arquivo HD160529V.coo, juntamente com outras informações, como o valor de contagem do céu (sky) ao redor do objeto, a largura à meia altura (fwhm) do padrão bidimensional gerado pela imagem do objeto na imagem etc. Para nós, o importante aqui são as duas

primeiras colunas deste arquivo, sendo as posições x e y das imagens do objeto sobre a figura:

#	XCENTER	YCENTER	SKY	SKYSIGMA	FWHM	COUNTS	MAG
	584.76	451.90	1.7	2.15	2.52	207874.0	-13.295
	551.69	483.93	1.6	2.04	2.48	186788.8	-13.178

Na marcação dos objetos, é importante sempre seguir a mesma ordem, marcando o objeto inferior e depois o objeto superior, de maneira que os feixes sejam claramente diferenciados nos arquivos de coordenadas (a primeira linha para o feixe inferior e a segunda linha para o feixe superior).

Caso fosse necessário calcular a polarização de um grande número de objetos sobre a imagem, poderíamos usar a rotina *daofind*, que encontra automaticamente os objetos sobre a imagem. Neste caso, em seguida é preciso usar a rotina *ordem* do pacote PCCDPACK, para ordenar os objetos do arquivo de coordenadas de acordo com cada par de posições para os objetos.

4.3.2.2 Alinhamento das imagens

Devido a pequenos problemas de acompanhamento do telescópio ou de rotação do campo, normalmente as imagens do conjunto não estarão alinhadas entre si. É preciso então realizar um alinhamento em relação à imagem de referência, neste caso a HD160529V_0001.fits, de maneira que a posição dos objetos seja a mesma sobre todas as imagens do conjunto. Faremos isto utilizando a rotina *imalign* do pacote *images.immatch*. No parâmetro “shifts” desta rotina devemos especificar um arquivo contendo uma estimativa inicial para o deslocamento de uma imagem em relação à imagem de referência, contendo uma imagem por linha. Criamos este arquivo escolhendo um mesmo objeto sobre todas as imagens e registrando a posição deste objeto sobre cada imagem, usando mais uma vez a rotina *daoedit*. Depois disso calculamos os deslocamentos na direção “x” e “y” em relação à imagem de referência, e geramos um arquivo do tipo abaixo (nomeado HD160529V.shifts), onde cada linha corresponde à uma imagem, a primeira coluna são os deslocamentos na direção “x” e a segunda coluna são os deslocamentos na direção “y”:

0.	0.
0.87	-1.24
1.37	1.77
2.03	2.52
2.35	1.56
2.86	1.24
3.3	1.47
3.79	0.85
4.19	0.55
4.07	-1.1
4.28	-0.13
4.82	2.21
4.55	1.85
4.96	1.45
4.33	1.53
4.77	1.59

Em seguida, especificamos os seguintes valores a alguns parâmetros do **imalign**:

```
cl> imalign.input=HD160529V*.fits
cl> imalign.reference=HD160529V_0001.fits
cl> imalign.coords=HD160529V.coo
cl> imalign.output=HD160529V*.fits
cl> imalign.shifts=HD160529V.shifts
cl> imalign.shiftim=yes
cl> imalign.interp_type="nearest"
cl> imalign.bigbox=10
```

Os parâmetros *input*, *reference*, *coords*, *shifts* especificam respectivamente os arquivos das imagens a serem alinhadas, a imagem de referência, o arquivo de coordenadas, o arquivo de deslocamentos. A tarefa *imalign* irá causar um deslocamento (usando o algoritmo de interpolação “nearest”) em cada uma das imagens de maneira a alinhá-la com a imagem de referência. O parâmetro *bigbox* pode ser especificado caso o deslocamento entre as imagens seja pequeno. Neste caso, não é necessário criar o arquivo de deslocamentos, e a rotina utiliza um algoritmo automático que procura os objetos do arquivo de coordenadas dentro de uma caixa de tamanho especificado pelo *bigbox* nas imagens a serem alinhadas. Finalmente, para alinhar as imagens, rodamos o programa fazendo

```
cl> imalign
```

4.3.2.3 Fotometria das imagens

Para o cálculo da polarização será necessário conhecer as contagens medidas em cada feixe em cada imagem do objeto de interesse. Para isso, utilizaremos a tarefa *phot*, do pacote *noao.digiphot.apphot*, para realizar a fotometria de abertura sobre as imagens, a partir do arquivo de coordenadas criado. Esta rotina calcula, para cada objeto do arquivo, a contagem e a magnitude associada, dentro de um conjunto de aberturas circulares centradas em cada objeto. Além disso, calcula os valores de contagem e magnitude do céu ao redor de cada objeto (já que é preciso remover este acréscimo no valor de contagem de cada objeto+céu). Associado à rotina *phot* temos 4 arquivos de parâmetros, dos quais os mais significativos são:

1. *Datapars* (parâmetros associados às características das imagens):

- **fwhm** (largura à meia altura do padrão gaussiano gerado pelos objetos nas imagens) e **sigma** (desvio padrão associado às contagens do céu): podem ser obtidos, por exemplo, através do uso da tarefa *daoedit* para objetos de várias imagens e em seguida se tomar uma média de todos os valores;
- **ccdread** (ruído de leitura do CCD), **gain** (ganho do CCD), **exposure** (tempo de exposição), **airmass** (massa de ar efetiva), **filter** (filtro), **obstime** (hora da observação): a cada um destes parâmetros é associado a palavra-chave correspondente no cabeçalho das imagens.

2. *Centerpars* (parâmetros associados à centragem dos objetos):

- **calg** (algoritmo de centragem): o algoritmo recomendado para a fotometria de abertura é o “centroid”;
 - **cbox** (tamanho da caixa utilizada para a centragem dos objetos): utilizamos aqui o valor que for maior entre 5 pixels ou $2 \times fwhm$ pixels.
3. *Fitskypars* (parâmetros de ajuste do nível do céu): o nível de céu próximo de cada objeto é encontrado através da análise de uma área anular centrada no objeto. Esta área deve estar distante o suficiente do objeto para se evitar as contagens do próprio objeto, mas também não pode ser grande demais para evitar a contaminação de objetos vizinhos. Temos:
- **salg** (algoritmo utilizado para encontrar o nível de céu dentro da região anular): utilizamos o algoritmo “centroid” pois é mais robusto se o campo apresentar muitos gradientes e objetos vizinhos;
 - **annulus** (raio interno da região anular): usamos $4 \times fwhm$;
 - **dannulus** (largura radial da região anular): usamos a média entre $2,5 \times fwhm$ e $4,0 \times fwhm$.
4. *Photpars* (parâmetros da fotometria):
- **aperture** (abertura ou conjunto de aberturas circulares centradas no objeto utilizadas para o cálculo fotométrico): atribuímos a este parâmetro o valor 5 : 15 : 1. Isto significa que a fotometria de abertura será realizada para 10 valores de aberturas, começando com o raio de 5 pixels e aumentando de 1 em 1 pixel até o raio de 15 pixels.

Depois de ajustados todos os parâmetros listados acima, realizamos a fotometria de abertura para os objetos do arquivo de coordenadas (neste caso, apenas 2 objetos duplicados da mesma estrela), para todas as 16 imagens, através da rotina *phot*:

```
c1> phot.image=HD160529V*.fits
c1> phot.coord=HD160529V.coo
c1> phot
```

Esta rotina gera para cada imagem um arquivo com extensão “.mag.1”, contendo as informações fotométricas de ambos os feixes do objeto. Portanto, neste caso temos 16 arquivos de magnitudes. Antes de realizar o cálculo dos parâmetros polarimétricos, é preciso extrair destes arquivos o conjunto de informações importantes para o cálculo da polarização e inserir em um único arquivo de informações fotométricas importantes de todas as posições da lâmina. Isso é feito através da tarefa *txdump*:

```
c1> txdump.headers=no
c1> txdump HD160529V*.mag.1 \
>>> fields="image,msky,nsky,rapert[1-10],sum[1-10],area[1-10] " > HD160529V.dat
```

As seguintes informações fotométricas são direcionadas para o arquivo HD160529V.dat: nome da imagem (*image*), magnitude do céu em contagens (*msky*), número de pixels usados no cálculo do nível do céu (*nsky*), raios das 10 aberturas utilizadas (*rapert*), a soma das contagens dentro de cada abertura (*sum*), a área de cada abertura (*area*). Este arquivo servirá de entrada no próximo passo, para o cálculo da polarização.

No. of stars : 1
 # of waveplate positions observed :
 No. of waveplate positions : 16
 # of apertures observed :
 No. of apertures observed: 10
 Calcita (c) ou polaroide (p) ?
 Calcita (c) ou polaroide (p) ? c
 Readnoise - ADU
 Readnoise - ADU : 9.5
 Gain - e/adu
 Gain (e/adu) : 5.
 Delta of angle :
 Delta of angle : 0.
 Number of images of 1 star: 2

REDUCAO CCD

STAR # 1 *****

APERTURE = 5.

Q	U	SIGMA	P	THETA	SIGMAtheor.
-0.04315	0.05781	0.00046	0.07213	63.4	0.00028

Z(I)= Q*cos(4psi(I)) + U*sin(4psi(I))

-0.04515	-0.05740	0.04321	0.05882
-0.04271	-0.05746	0.04362	0.05896
-0.04252	-0.05829	0.04087	0.05523
-0.04232	-0.05749	0.04478	0.05880

APERTURE = 6.

Q	U	SIGMA	P	THETA	SIGMAtheor.
-0.04329	0.05815	0.00044	0.07249	63.3	0.00029

Z(I)= Q*cos(4psi(I)) + U*sin(4psi(I))

-0.04520	-0.05778	0.04285	0.05885
-0.04241	-0.05836	0.04335	0.05961
-0.04212	-0.05861	0.04171	0.05575
-0.04351	-0.05726	0.04516	0.05896

.
.
.

APERTURE = 13.

Q	U	SIGMA	P	THETA	SIGMAtheor.
-0.04336	0.05836	0.00046	0.07270	63.3	0.00038

Z(I)= Q*cos(4psi(I)) + U*sin(4psi(I))

-0.04493	-0.05803	0.04298	0.05841
-0.04193	-0.05983	0.04343	0.06005
-0.04205	-0.05841	0.04207	0.05624
-0.04403	-0.05720	0.04545	0.05868

```

APERTURE = 14.
  Q      U      SIGMA      P      THETA SIGMAtheor.
-0.04334 0.05834 0.00046 0.07267 63.3 0.00039

```

```

Z(I)= Q*cos(4psi(I)) + U*sin(4psi(I))
-0.04491 -0.05811 0.04302 0.05829
-0.04188 -0.05980 0.04335 0.06004
-0.04200 -0.05839 0.04208 0.05625
-0.04402 -0.05716 0.04543 0.05867

```

Como os dados polarimétricos foram calculados para 10 aberturas diferentes, agora precisamos selecionar qual abertura fornece os melhores valores. Definimos então que o valor correto de abertura a ser usado é aquele que fornece os valores de polarização com o menor erro (menor *sigma*). Este valor é encontrado através da tarefa *macrol*, que utiliza o arquivo HD160529V.log como entrada e procura para cada estrela a abertura que forneceu o menor erro na polarização. Diferentes aberturas podem ser encontradas para cada objeto, dependendo da densidade de objetos vizinhos associados a cada estrela. O resultado da execução desta tarefa no exemplo em questão é o arquivo HD160529V.out, exibido abaixo:

```

  Q      U      SIGMA      P      THETA SIGMAtheor. APERTURE STAR
-0.04336 0.05821 0.00043 0.07259 63.3 0.00031      8.      1

```

Assim, neste caso vemos que a abertura que forneceu o menor erro foi aquela com raio de 8 pixels. Assim, encontramos para a padrão polarizada HD160529 o valor de $P = (7,26 \pm 0,04)\%$ para o grau de polarização linear, consistente com o valor de $P = (7,31 \pm 0,04)\%$ catalogado em Hsu & Breger (1982). A diferença percentual entre os valores da polarização neste caso corresponde a apenas 0,7%. O erro no ângulo de polarização deve ser calculado através de (Serkowski, 1974b):

$$\sigma_{\theta} = 28,65^{\circ} \frac{\sigma_P}{P} \quad (4.33)$$

Para cada objeto calculamos o erro no ângulo de polarização separadamente, utilizando um código escrito em linguagem IDL (*Interactive Data Language*). Assim, o ângulo de polarização encontrado para a HD160529 é $\theta = (63,3 \pm 0,2)^{\circ}$. Este é o valor instrumental encontrado para o ângulo de polarização, sendo que ainda é preciso realizar a correção de ponto zero para se comparar com o valor de catálogo.

4.3.2.5 Gráfico da amplitude de modulação da polarização

Como discutimos na seção 4.3.1, os dados polarimétricos são calculados através do métodos de mínimos quadrados, em que se procura o melhor ajuste dos pontos z_i sobre a curva dada por $z(\psi) = \bar{Q} \cos 4\psi + \bar{U} \sin 4\psi$. Assim, utilizando os resultados encontrados podemos visualizar o ajuste através da tarefa *graf*. Executamos a tarefa informando a melhor abertura encontrada pela tarefa *macrol* (neste caso, 8) e fornecendo o arquivo HD160529V.log como entrada:

```

cl> graf filein="HD160529V.log" starin=1 aperture=8

```

O resultado é um gráfico da amplitude de modulação em função do ângulo de posição da lâmina retardadora, mostrando o ajuste sobre os pontos z_i calculados com base nas contagens dos feixes. Este gráfico está exposto na figura 4.9.

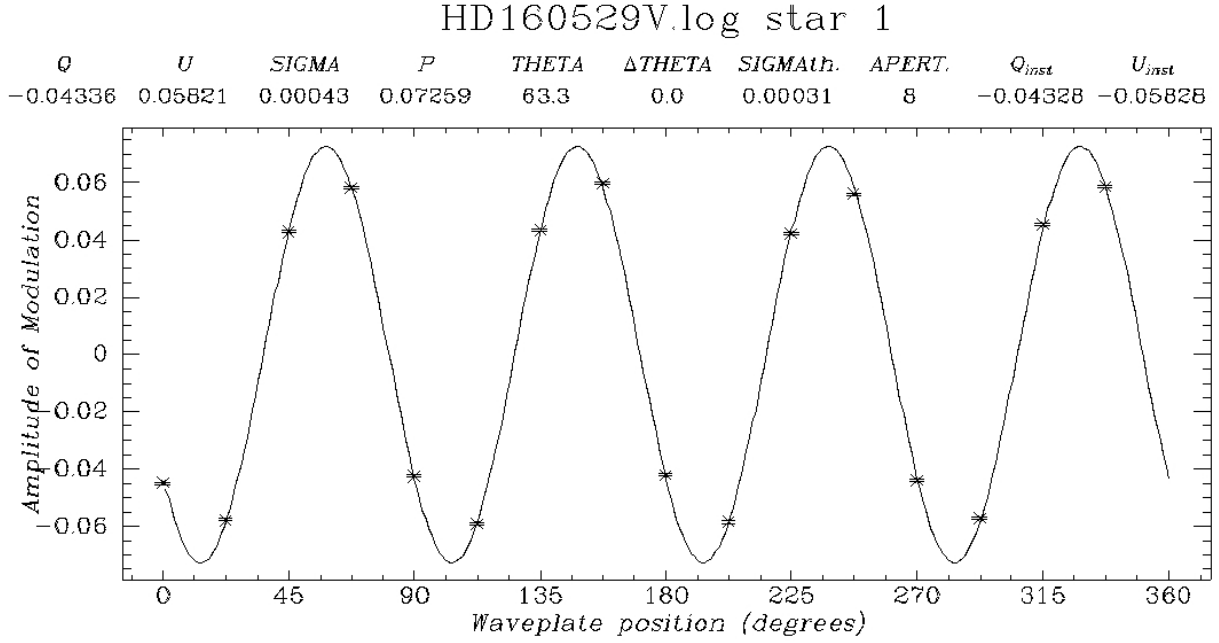


Figura 4.9: Gráfico da amplitude de modulação em função do ângulo de posição do retardador no cálculo da polarização para a estrela HD160529.

4.3.2.6 Correções de ponto zero

Após o cálculo do grau de polarização e do ângulo de polarização instrumental para uma determinada estrela, é preciso realizar dois tipos de correções de ponto-zero nos dados obtidos, de maneira que seja possível compará-los com outros dados da literatura. Para tanto, utilizamos dados de objetos padrão, expostos nas tabelas 4.2 e 4.3. As correções são:

Tabela 4.2: Objetos padrão Não Polarizados.

Estrela	Filtro	$P(\%)$	α (hms)	$\delta(^{\circ} \prime \prime)$	V	Referência
HD154892	B	$0,050 \pm 0,030$	$17^h 07^m 41,31^s$	$+15^{\circ} 12' 37,60''$	7,9	Turnshek et al. (1990)
HD176425	U	0,0	$19^h 02^m 08,51^s$	$-41^{\circ} 54' 37,80''$	6,2	Tapia (1988)
	B	0,02				
	V	0,01				
	R	0,03				
	I	0,09				
HD10476	V	$0,016 \pm 0,011$	$01^h 42^m 30,2^s$	$+20^{\circ} 16' 41''$	5,2	Bastien et al. (1988)
HD12021	U	$0,128 \pm 0,028$	$01^h 57^m 56,11^s$	$-02^{\circ} 05' 58,2''$	8,9	Schmidt et al. (1992)
	B	$0,112 \pm 0,025$				
	V	$0,078 \pm 0,018$				
HD100623	U	0,06	$11^h 34^m 29,49^s$	$-32^{\circ} 49' 52,80''$	6,0	Serkowski et al. (1975)
	B	0,04				
	V	0,00				
	R	0,07				
HD209100	U	0,06	$22^h 03^m 21,65^s$	$-56^{\circ} 47' 09,50''$	4,7	Serkowski et al. (1975)
	B	0,01				
	V	0,01				
	R	0,02				
HD90156	V	0,008	$10^h 23^m 55^s$	$-29^{\circ} 38' 45''$	6,92	Gil-Hutton & Benavidez (2003)
HD150474	V	0,007	$16^h 42^m 47^s$	$-37^{\circ} 20' 32''$	7,16	Gil-Hutton & Benavidez (2003)
HD156365	V	0,009	$17^h 18^m 07^s$	$-24^{\circ} 04' 22''$	6,59	Gil-Hutton & Benavidez (2003)
HD156826	V	0,013	$17^h 20^m 00^s$	$-05^{\circ} 55' 01''$	6,31	Gil-Hutton & Benavidez (2003)

Tabela 4.3: Objetos padrão Polarizados.

Estrela	Filtro	$P(\%)$	$\theta(^{\circ})$	α (hms)	$\delta(^{\circ} \ ' \ '')$	V	Referência
HD23512	<i>U</i>	$1,73 \pm 0,03$	$30,7 \pm 0,5$	$03^h 46^m 34,20^s$	$+23^{\circ} 37' 26,50''$	8,2	Hsu & Breger (1982)
	<i>B</i>	$2,04 \pm 0,01$	$30,3 \pm 0,2$				
	<i>V</i>	$2,26 \pm 0,01$	$29,9 \pm 0,3$				
	<i>R</i>	$2,29 \pm 0,02$	$29,6 \pm 0,2$				
	<i>I</i>	$2,13 \pm 0,03$	$29,3 \pm 0,3$				
HD154445	<i>U</i>	$2,96 \pm 0,01$	$89,7 \pm 0,1$	$17^h 05^m 32,26^s$	$-00^{\circ} 53' 31,44''$	5,6	Hsu & Breger (1982)
	<i>B</i>	$3,49 \pm 0,01$	$90,1 \pm 0,1$				
	<i>V</i>	$3,74 \pm 0,01$	$90,1 \pm 0,1$				
	<i>R</i>	$3,63 \pm 0,01$	$90,0 \pm 0,1$				
	<i>I</i>	$3,40 \pm 0,02$	$90,1 \pm 0,1$				
HD160529	<i>U</i>	$6,31 \pm 0,13$	$20,3 \pm 0,2$	$17^h 41^m 59,03^s$	$-33^{\circ} 30' 13,7''$	6,8	Hsu & Breger (1982)
	<i>B</i>	$6,97 \pm 0,03$	$20,1 \pm 0,1$				
	<i>V</i>	$7,31 \pm 0,04$	$20,4 \pm 0,1$				
	<i>R</i>	$7,04 \pm 0,01$	$20,8 \pm 0,1$				
	<i>I</i>	$6,53 \pm 0,03$	$21,3 \pm 0,1$				
HD155197	<i>U</i>	$3,56 \pm 0,11$	$102,9 \pm 0,9$	$17^h 10^m 15,75^s$	$-04^{\circ} 50' 03,66''$	9,6	Schmidt et al. (1992)
	<i>B</i>	$4,11 \pm 0,05$	$103,1 \pm 0,3$				
	<i>V</i>	$4,32 \pm 0,02$	$102,8 \pm 0,2$				
	<i>R</i>	$4,27 \pm 0,03$	$102,9 \pm 0,2$				
	<i>I</i>	$3,91 \pm 0,04$	$103,2 \pm 0,3$				
HD168625	<i>V</i>	$4,42 \pm 0,20$	$14,0 \pm 1,3$	$18^h 21^m 19,55^s$	$-16^{\circ} 22' 26,1''$	8,4	Heiles (2000)
HD170938	<i>V</i>	$3,69 \pm 0,20$	$119,0 \pm 1,6$	$18^h 32^m 37,79^s$	$-15^{\circ} 42' 05,9''$	8,6	Heiles (2000)
HD183143	<i>U</i>	$5,09 \pm 0,12$	$179,0 \pm 1,0$	$19^h 27^m 26,47^s$	$+18^{\circ} 17' 45,5''$	6,9	Bailey & Hough (1982)
	<i>B</i>	$5,75 \pm 0,05$	$180,0 \pm 2,0$				
	<i>V</i>	$6,19 \pm 0,04$	$179,0 \pm 1,0$				
	<i>R</i>	$5,70 \pm 0,04$	$178,0 \pm 1,0$				
	<i>I</i>	$5,11 \pm 0,08$	$179,0 \pm 1,0$				
HD43384	<i>U</i>	$2,58 \pm 0,04$	$169,8 \pm 0,7$	$06^h 16^m 58,70^s$	$+23^{\circ} 44' 27,28''$	6,3	Hsu & Breger (1982)
	<i>B</i>	$2,83 \pm 0,05$	$169,3 \pm 0,7$				
	<i>V</i>	$2,94 \pm 0,04$	$169,8 \pm 0,7$				
	<i>R</i>	$2,86 \pm 0,03$	$170,7 \pm 0,7$				
	<i>I</i>	$2,71 \pm 0,04$	$170,3 \pm 0,7$				
HD110984	<i>B</i>	$5,307 \pm 0,007$	$92,05 \pm 0,04$	$12^h 46^m 44,83^s$	$-61^{\circ} 11' 11,56''$	9,0	Tapia (1988)
	<i>V</i>	$5,702 \pm 0,007$	$91,65 \pm 0,04$				
	<i>R</i>	$5,671 \pm 0,006$	$91,25 \pm 0,03$				
	<i>I</i>	$5,167 \pm 0,007$	$90,82 \pm 0,04$				
HD111579	<i>B</i>	$6,149 \pm 0,015$	$103,40 \pm 0,07$	$12^h 51^m 03,55^s$	$-61^{\circ} 14' 37,70''$	9,2	Tapia (1988)
	<i>V</i>	$6,460 \pm 0,014$	$103,11 \pm 0,06$				
	<i>R</i>	$6,210 \pm 0,013$	$102,47 \pm 0,06$				
	<i>I</i>	$5,590 \pm 0,017$	$102,00 \pm 0,09$				
HD147889	<i>B</i>	$2,75 \pm 0,13$	$178,0 \pm 1,0$	$16^h 25^m 24,32^s$	$-24^{\circ} 27' 56,6''$	8,0	Bailey & Hough (1982)
	<i>V</i>	$3,56 \pm 0,09$	$177,0 \pm 1,0$				
	<i>R</i>	$3,99 \pm 0,09$	$176,0 \pm 1,0$				
	<i>I</i>	$4,08 \pm 0,07$	$173,0 \pm 1,0$				
HD161056	<i>U</i>	$3,191 \pm 0,040$	$66,50 \pm 0,51$	$17^h 43^m 47,03^s$	$-07^{\circ} 04' 46,58''$	6,3	Schmidt et al. (1992)
	<i>B</i>	$3,799 \pm 0,055$	$66,56 \pm 0,42$				
	<i>V</i>	$4,030 \pm 0,025$	$66,93 \pm 0,18$				
	<i>R</i>	$4,012 \pm 0,032$	$67,33 \pm 0,23$				
	<i>I</i>	$3,575 \pm 0,030$	$67,78 \pm 0,24$				

- Correção em $P(\%)$: Após a passagem da luz estelar através da óptica utilizada (telescópio, elementos ópticos da gaveta polarimétrica etc), é possível que o instrumento introduza um certo nível de polarização no valor medido para a polarização das estrelas. Para descobrir se existe alguma polarização instrumental sendo adicionada, para cada turno observacional coletamos dados de objetos padrão não polarizados (ver tabela 4.2). Normalmente o nível de polarização instrumental introduzido é muito pequeno, dentro da faixa de erro do valor de polarização medido.
- Correção no ângulo de polarização $\theta(^{\circ})$: O ângulo de polarização calculado através do procedimento descrito deve estar tomado com referência ao Pólo Norte Celeste.

Isto somente será verdade se a posição do analisador na gaveta polarimétrica estiver exatamente alinhada com esta direção. Como nem sempre isto é verdade, é preciso medir objetos padrão polarizados (ver tabela 4.3), para os quais os ângulos de polarização em relação a esta direção sejam bem conhecidos. Para cada turno observacional são coletadas medidas de pelo menos dois objetos padrão polarizados. Assim, é possível transformar os ângulos de polarização instrumentais de todos os objetos medidos para o sistema equatorial, através do cálculo, para cada padrão polarizada de $\Delta\theta = \theta_{cat} - \theta_{inst}$, onde θ_{cat} é o valor catalogado do ângulo de posição e θ_{inst} é o valor instrumental obtido. Os valores de $\Delta\theta$ obtidos para cada padrão devem ser bem parecidos, já que são tomados com referência ao mesmo sistema (equatorial). Assim, a correção do ângulo de posição para todos os objetos é feita simplesmente adicionando o valor médio de $\Delta\theta$ obtido a partir das padrões polarizadas.

4.3.3 Transformação para o sistema Galáctico

Os ângulos de polarização encontrados usando o método descrito anteriormente ficam corrigidos para o sistema equatorial. Isso significa que estes ângulos têm a origem na direção do PNC e o sentido de aumento do ângulo coincide com o sentido de aumento da ascensão reta.

Para facilitar a interpretação dos ângulos de polarização quando grandes estruturas do meio interestelar são estudadas, é necessário visualizá-los dentro do contexto da posição do Sol na Galáxia, livre dos efeitos associados à inclinação da Terra em relação ao plano do Sistema Solar e deste em relação ao plano Galáctico. Neste caso os ângulos devem ser transformados para o *Sistema Galáctico*, no qual a referência é o Pólo Norte Galáctico (PNG) e o sentido de aumento do ângulo é o sentido do aumento da longitude Galáctica.

A transformação consiste no cálculo do ângulo β , que é subentendido na posição de cada objeto pela direção do PNC e do PNG. Mais especificamente, se traçarmos na abóbada celeste um grande círculo passando pela posição do objeto e pela posição do PNC e outro grande círculo passando pela posição do objeto e pela posição do PNG, então o ângulo β é aquele entre os dois grandes círculos na posição do objeto. A Figura 4.10 representa um esquema simplificado (projetado no plano) da transformação. O ângulo β é dado por:

$$\sin \beta = \frac{\cos \delta_0 \sin (\alpha_0 - \alpha)}{\cos b} \quad (4.34)$$

onde α_0 e δ_0 são as coordenadas equatoriais (J2000) do PNG ($\alpha_0 = 12^h 51^m 26,282^s$ e $\delta_0 = +27^\circ 07' 42,01''$), α é a ascensão reta equatorial do objeto e b é a latitude Galáctica do mesmo.

Dessa forma, como pode ser visto na figura 4.10, o ângulo de posição Galáctico será dado por:

$$\theta_{gal} = \theta_{eq} - \beta \quad (4.35)$$

Nesta operação, podem haver situações em que θ_{gal} fique fora da faixa $0^\circ < \theta_{gal} < 180^\circ$, que é a convenção utilizada. Neste caso basta fazer $\theta_{gal} \rightarrow \theta_{gal} + 180^\circ$, se θ_{gal} calculado for $< 0^\circ$; ou $\theta_{gal} \rightarrow \theta_{gal} - 180^\circ$, se θ_{gal} calculado for $> 180^\circ$.

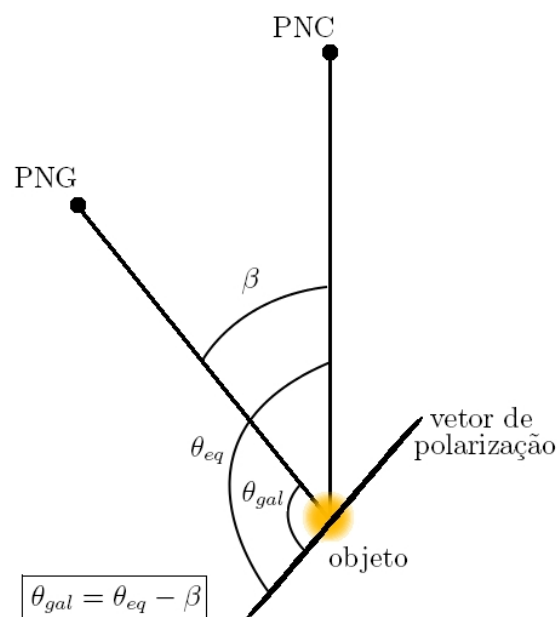


Figura 4.10: Esquema simplificado, projetado no plano, da transformação do sistema equatorial para o sistema Galáctico.

Capítulo 5

Dados Observacionais

5.1 Coleta de dados

Todos os dados polarimétricos coletados para esta pesquisa foram obtidos no LNA, sendo que foi dado início às missões observacionais em Agosto de 2007, se estendendo até Dezembro de 2008. Obtivemos um total de 63 noites observacionais, sendo que dentre estas, 55 noites foram utilizadas no telescópio B&C IAG (0,6m) e 8 noites no telescópio PE (1,60m).

Um dos objetivos do trabalho observacional foi cobrir da melhor maneira possível a região de interação entre as bolhas Local e Loop I, dando maior ênfase à região anular proposta por Egger & Aschenbach (1995). A figura 5.1 mostra a distribuição dos dados

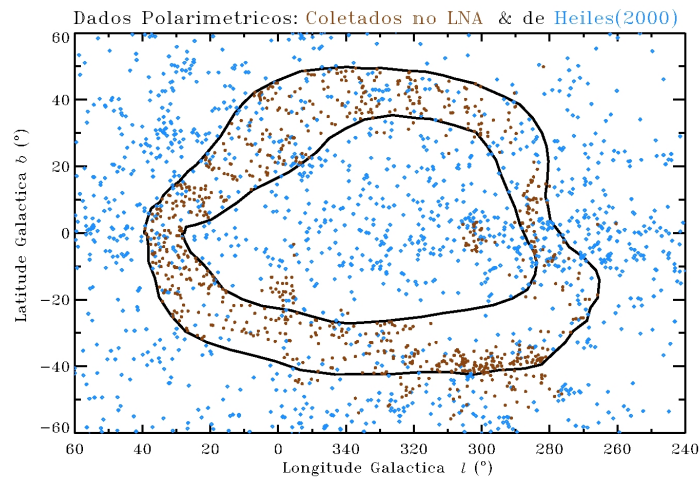


Figura 5.1: Distribuição dos dados polarimétricos utilizados na região da interface, onde o contorno anular corresponde à suposta região de interação proposta por Egger & Aschenbach (1995). Em **Marrom**, temos os dados coletados no LNA (note que foi dado maior ênfase à região anular) e em **Azul**, os dados do catálogo de Heiles (2000).

polarimétricos coletados na direção da interface (em Marrom). Este diagrama mostra também a distribuição dos dados polarimétricos que obtivemos na literatura (em Azul), os quais descreveremos em detalhes na seção 5.2. Através da análise da polarização linear das estrelas em função da distância, é possível encontrar uma estimativa das distâncias até as estruturas de gás e poeira do meio interestelar sobre a região do suposto anel de interação.

Como a região anular cobre uma grande área na esfera celeste (delimitando um ângulo de aproximadamente 160° ao longo da longitude galáctica), uma extremidade do anel é visível em uma determinada época do ano, ao passo que a extremidade oposta é visível (considerando o mesmo instante da noite) apenas 6 meses depois. Por isso, distribuímos as noites observacionais de maneira bem espaçada no período de observações mencionado, com uma média de 5 noites por mês, de maneira a cobrir a região anular em toda a sua extensão. Mesmo assim, a distribuição dos dados coletados em algumas regiões se apresenta menos uniforme pois suas observações coincidiram com épocas mais chuvosas do ano, por exemplo, a região leste do anel (figura 5.1), cujo período de observações mais favorável corresponde aos meses de Outubro a Fevereiro. Outro problema associado às observações nesta região é a proximidade com o Pólo Sul Celeste em $(l; b) \sim (302,9^\circ; -27,1^\circ)$, pois o telescópio encontra uma limitação física no apontamento para objetos com declinação menor que -80° .

Um problema recorrente associado à coleta dos dados é a variabilidade das condições climáticas, que muitas vezes impossibilitaram o desenvolvimento do trabalho observacional. Cerca de 50% do tempo observacional obtido não foi utilizado devido a condições atmosféricas não favoráveis. Mesmo assim, como a medida polarimétrica é bastante robusta em relação às oscilações atmosféricas, a presença de pequenas nebulosidades não interrompem a coleta de dados.

Para obter uma boa estimativa das distâncias até as estruturas do meio, precisamos de uma boa precisão nesta grandeza, pelo menos até cerca de 250 pc, ou seja, até onde se espera encontrar estruturas da Bolha Local. Por isso selecionamos um conjunto de objetos do catálogo Hipparcos (ESA, 1997), com boa distribuição em distância, na faixa de 0 a ~ 250 pc. O histograma da figura 5.2 mostra a distribuição das estrelas da amostra

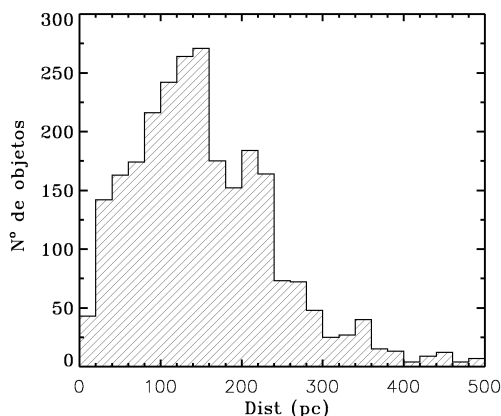


Figura 5.2: Histograma mostrando a distribuição das estrelas de nossa amostra em função da distância.

em função da distância, revelando que a cobertura dos dados é adequada dentro desta faixa.

O Hipparcos (acrônimo para “**H**igh **P**recision **P**arallax **C**ollecting **S**atellite”, ou Satélite para Coleta de Paralaxes de Alta Precisão) foi uma missão astrométrica da Agência Espacial Européia (ESA) dedicada a medidas de paralaxes estelares e movimentos próprios das estrelas (ESA, 1997). O catálogo fornece boa precisão em distância para objetos até cerca de 300 pc, a partir de onde os erros começam a ficar relativamente grandes. Na seleção dos objetos, restringimos o erro relativo na paralaxe a no máximo 30% ($\Delta\pi/\pi < 0,3$).

Utilizamos o filtro V do sistema fotométrico de Johnson/Cousins para a coleta de dados polarimétricos. Esta escolha foi feita com base no comprimento de onda efetivo característico deste filtro, dado por $\lambda_{eff}(V) \approx 0,55\mu\text{m}$. O valor de λ_{max} para o qual a polarização linear é máxima (P_{max}), para condições normais do meio interestelar difuso é encontrado dentro da faixa $0,3 - 0,8 \mu\text{m}$. Vemos assim que o valor de $\lambda_{eff}(V)$ encontra-se bem centrado nesta faixa, indicando que em média espera-se encontrar um maior grau de polarização linear observando-se através do filtro V. De fato, o valor de $0,55 \mu\text{m}$ para a polarização máxima corresponde justamente a um grão de tamanho característico $0,15 \mu\text{m}$ (equação 3.31), um valor médio conhecido para grãos do meio interestelar difuso. Outra vantagem de utilizar este sistema fotométrico são as bandas espectrais largas para os filtros, o que implica em um menor tempo de exposição no momento da medida, possibilitando a coleta de dados para um maior número de objetos.

Durante todo o período observacional foram coletados dados para cerca de 900 objetos do Hipparcos no filtro V (os dados estão disponibilizados no apêndice A). As medidas polarimétricas para os objetos de programa foram realizadas na maioria das vezes utilizando 8 posições da lâmina retardadora. Este esquema observacional resulta em um erro médio para a polarização encontrada no filtro V de $\sim 0,05\%$. Para os objetos padrão, utilizados na calibração dos parâmetros polarimétricos, foram utilizadas 16 posições do retardador. Como a maioria dos objetos de programa são brilhantes ($V \sim 6,0 - 9,0$), uma medida completa é realizada tipicamente em cerca de 10 min.

Um segundo objetivo em nosso trabalho refere-se à análise da polarização em função do comprimento de onda para estrelas cuja luz foi polarizada devido à passagem através de uma nuvem escura e densa presente no meio interestelar. A região de interação analisada apresenta um conjunto de nuvens que supostamente estariam associadas à “parede” de material neutro na interface entre as bolhas Local e Loop I (figura 5.3). A análise espectral da polarização nestas nuvens deve fornecer um conjunto valioso de informações a respeito de suas propriedades físicas, permitindo a comparação destas propriedades do meio para diferentes regiões ao longo da zona de interação. Além disso a dependência do ângulo de polarização com o comprimento de onda pode fornecer indícios da presença de mais de uma componente de gás e poeira ao longo da linha de visada. Escolhemos realizar a coleta de dados polarimétricos em diferentes faixas espectrais na direção de três nuvens:

- **Saco de Carvão** (SC), localizada a cerca de 120 – 150 pc na região leste da zona de interação (Corradi et al., 1997, 2004);
- **R Corona Australis** (R CrA), a uma distância aproximada de 170 pc, localizada na região sudoeste da suposta “parede” de interação (Harju et al., 1993; Chini et al., 2003; Haas et al., 2008);

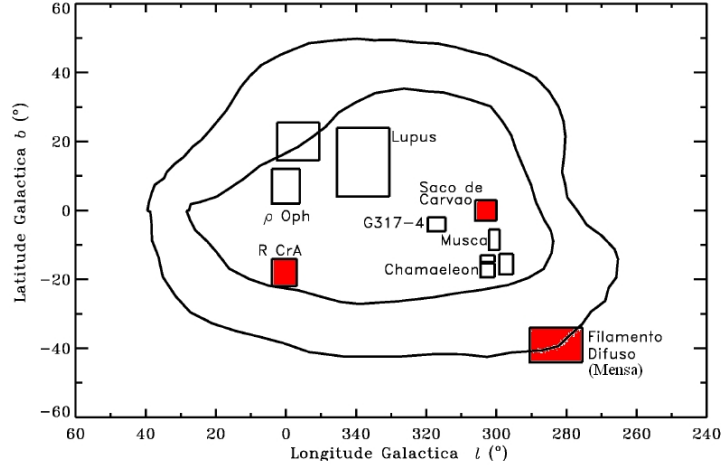


Figura 5.3: Localização do conjunto de nuvens escuras na direção da zona de interação, como exposto por Corradi et al. (2004). Incluímos também a região do filamento interestelar difuso na direção da constelação de Mensa (Penprase et al., 1998) .

- um **filamento difuso** do meio interestelar, localizado a uma distância de 230 ± 30 pc na região entre a Pequena e Grande Nuvens de Magalhães, na constelação de Mensa, coincidindo em parte com a região sudeste da suposta área anular de interação (Penprase et al., 1998).

A localização destas nuvens ao longo da zona de interação está indicada na figura 5.3. Para cada uma delas, foram coletados dados polarimétricos para um conjunto de objetos preferencialmente do catálogo Hipparcos que estivessem localizados imediatamente “atrás” da nuvem, de maneira que a luz das estrelas fosse polarizada apenas devido à passagem pela nuvem em questão. Tomamos este cuidado especialmente com as nuvens de R CrA e SC, já que a posição de ambas próximas ao plano Galáctico implica em uma maior probabilidade de se encontrar material do meio interestelar próximo da nuvem. Já o filamento interestelar difuso encontra-se a uma maior altura em relação ao plano Galáctico ($b \sim -40^\circ$) e assim não é esperado encontrar outras grandes estruturas de material interestelar em suas proximidades.

Utilizamos os filtros UBVRI do sistema fotométrico de Johnson/Cousins para a coleta de dados em 5 faixas espectrais diferentes (tabela 5.1).

Tabela 5.1: Comprimentos de onda efetivos para os filtros do sistema fotométrico de Johnson/Cousins.

Filtro	λ_{eff} (nm)
U	365
B	440
V	550
R	700
I	900

A experiência observacional nos revelou que as medidas no filtro U no telescópio IAG(0,6m) na maioria das vezes precisam ser feitas com tempos de exposição excessivamente longos (≥ 15 min), o que prejudica a qualidade das imagens, já que a precisão do acompanhamento do telescópio não é adequada para tempos muito longos. Por isso a maior parte das medidas neste filtro foram feitas utilizando o telescópio PE(1,60 m), otimizando assim os tempos de exposição e obtendo melhor qualidade dos dados polarimétricos. Mesmo assim, as medidas utilizando este filtro são difíceis e dependem de condições atmosféricas relativamente estáveis, mesmo sendo a polarimetria uma técnica bastante robusta às variações climáticas. A dificuldade vem do fato que a faixa espectral coberta pelo filtro U é em parte influenciada pela atmosfera, de tal maneira que variações atmosféricas podem modificar a faixa espectral observada. Vamos discutir mais sobre estes problemas na seção 7.1.3.

5.2 Dados de catálogo

Adicionalmente ao conjunto de dados observacionais coletados no LNA, incluímos em nossa amostra uma série de dados polarimétricos disponíveis na literatura. Especificamente, utilizamos o catálogo de Heiles (2000), que constitui um aglomerado de outros catálogos existentes, formando assim uma base de dados única de fácil acessibilidade. Este catálogo fornece diversas informações sobre cada objeto, inclusive as distâncias, um dado crucial em nossa pesquisa. No entanto, a maior parte das distâncias apresentadas são provenientes de cálculos fotométricos que muitas vezes não fornecem a precisão necessária neste caso. Além disso, não são apresentados os erros associados a esta grandeza. A figura

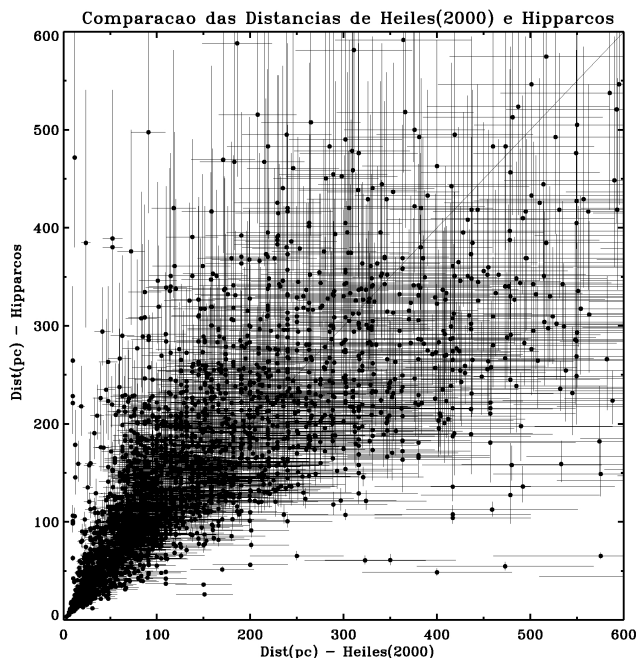


Figura 5.4: Comparação entre as distâncias do Hipparcos e de Heiles (2000). A reta de inclinação de 45° foi inserida para facilitar a comparação.

5.4 mostra uma comparação entre as distâncias fornecidas neste catálogo e as distâncias trigonométricas do Hipparcos (apenas para os objetos que possuem dados do Hipparcos).

Na construção deste gráfico supomos que os erros relativos nas distâncias fornecidas pelo catálogo de Heiles (2000) são de 20%. Esta suposição tem base na argumentação de Heiles (2000) de que as distâncias apresentadas em seu catálogo foram comparadas entre algumas fontes diferentes, revelando que os valores são iguais entre si dentro de uma diferença percentual de 20%. Note que existem grandes diferenças entre as distâncias, inviabilizando o uso de grande parte dos dados de Heiles (2000). Em torno de 200 pc já existe uma grande dispersão, muitas vezes chegando a 50% de diferença percentual entre as distâncias de Heiles (2000) e do catálogo do Hipparcos.

Para contornar este problema, incluímos apenas os dados de Heiles (2000) que possuem dados do Hipparcos, e ainda exigimos que o erro relativo na paralaxe fosse menor que 30%. O resultado foram 1393 estrelas adicionais na zona da interface ($240 < l(^{\circ}) < 60$, $-60 < b(^{\circ}) < 60$). A distribuição dos dados utilizados deste catálogo nesta região está exposta na figura 5.1, em conjunto com os dados coletados.

5.2.1 Comparações com os dados de catálogo

Algumas estrelas para as quais coletamos dados polarimétricos no LNA coincidem com objetos presentes no catálogo de Heiles (2000). Utilizamos estes objetos para realizar uma comparação entre os graus e ângulos de polarização calculados com aqueles fornecidos no catálogo. O resultado está exposto na figura 5.5. O gráfico da *esquerda* mostra a comparação entre os graus de polarização para 39 objetos que coincidiram com objetos presentes no catálogo e o gráfico da *direita* mostra a comparação entre os ângulos de polarização para 18 destes objetos (impomos aqui a restrição adicional de que o erro relativo em $P(\%)$ fosse menor que 20%).

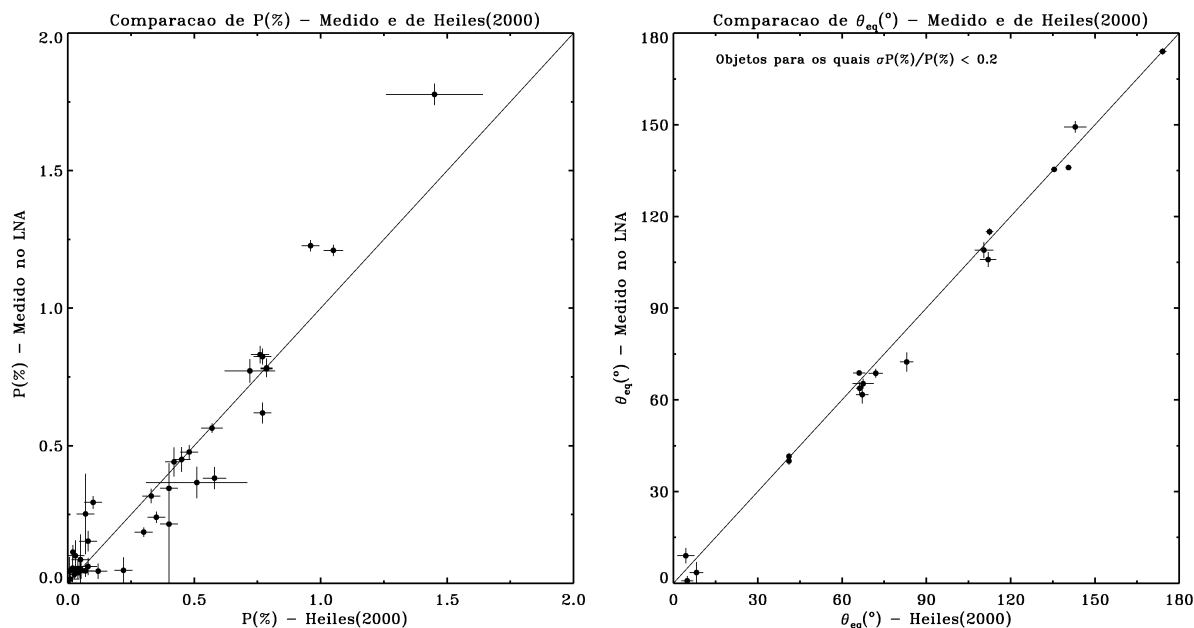


Figura 5.5: Comparação entre os parâmetros polarimétricos coletados e de Heiles (2000). Mostramos uma reta de de inclinação de 45° em ambos os gráficos, para facilitar a comparação.

Apesar da pouca quantidade de dados coincidentes, vemos que na maioria dos casos os valores calculados são bastante parecidos: a diferença percentual média entre os valores obtidos e de catálogo são de apenas $\sim 13\%$, para $P(\%)$, e $\sim 16\%$, para θ . A boa correspondência entre os valores confere maior credibilidade aos valores dos parâmetros polarimétricos obtidos no LNA, usando o método descrito no capítulo anterior.

5.2.2 Objetos Excluídos

Ao incluir os dados de Heiles (2000) em nossa amostra excluímos todos os objetos que não possuíam dados de distância trigonométrica do Hipparcos. Além disso, para os objetos que possuíam dados do Hipparcos, excluímos aqueles que não respeitavam o critério de que $\Delta\pi/\pi < 0,3$. A distribuição dos dados excluídos é mostrada na figura 5.6 (à esq.).

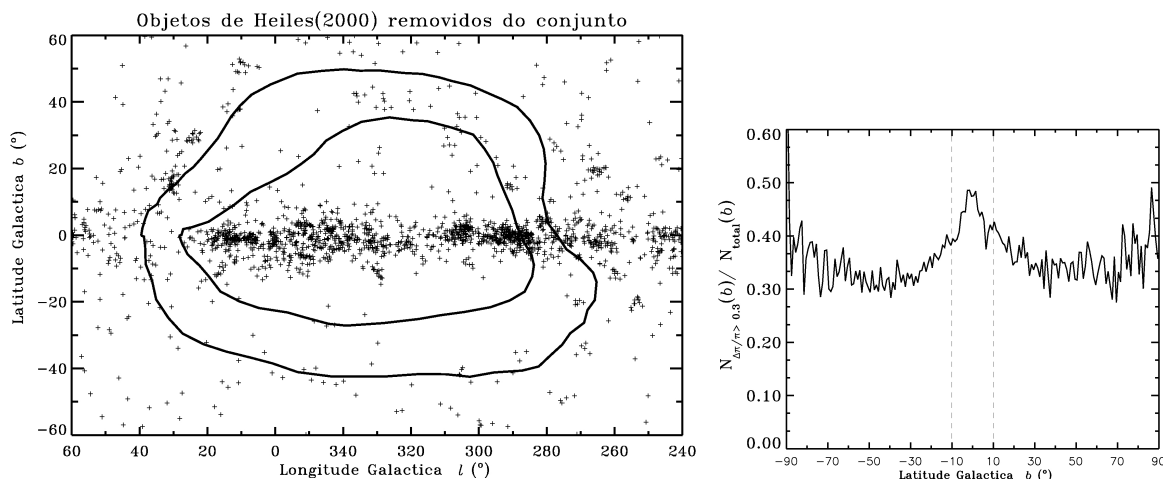


Figura 5.6: *Esquerda:* distribuição dos objetos de Heiles (2000) excluídos do conjunto. Foram excluídos todos os objetos que não possuem dados Hipparcos, ou que os possuem, mas cujas paralaxes trigonométricas não obedecem ao critério $\Delta\pi/\pi < 0,3$. *Direita:* gráfico da fração entre o número de objetos com $\Delta\pi/\pi > 0,3$ em uma determinada latitude b ($N_{\Delta\pi/\pi > 0,3}(b)$) e o número total de objetos nesta latitude ($N_{total}(b)$), em função da latitude Galáctica b , para as estrelas do Hipparcos.

Note que esta distribuição não é uniforme, sendo que há uma maior concentração de objetos excluídos próximo ao plano Galáctico. Isto ocorre por dois motivos. Primeiramente pois a distribuição dos dados de Heiles (2000) não é uniforme (veja por exemplo, a figura 6.1), havendo uma maior densidade de dados ao longo do plano Galáctico. Esta é uma consequência natural do fato de haver uma maior quantidade de estrelas sobre o plano Galáctico.

O segundo motivo, embora menos significativo, está relacionado ao fato de que a medida da paralaxe trigonométrica para regiões próximas do plano Galáctico é dificultada pela grande densidade de objetos. Isto faz com que os erros relativos na paralaxe para objetos ao longo desta faixa sejam maiores em média. Esta tendência pode ser vista na figura 5.6 (à dir.), onde mostramos um gráfico da fração entre o número de objetos com

$\Delta\pi/\pi > 0,3$ em uma determinada latitude b ($N_{\Delta\pi/\pi>0,3}(b)$) e o número total de objetos nesta latitude ($N_{total}(b)$), em função da latitude Galáctica b , para as estrelas do Hipparcos. Note que quando nos aproximamos do plano Galáctico (faixa $-10^\circ < b < 10^\circ$), a fração de objetos com $\Delta\pi/\pi > 0,3$ (ou seja, que não satisfazem o critério de inclusão) aumenta. Por isso um maior número de objetos do Hipparcos próximos ao plano Galáctico devem ser excluídos.

É importante ressaltar, no entanto, que não há nenhuma tendência de exclusão de dados ao longo da região do anel de interação, onde a análise é mais importante neste contexto.

5.3 Relação entre $P(\%)$ e $E(b - y)$

Vimos da seção 3.3.3 que o grau de polarização e o excesso de cor associado a uma determinada região do meio estão ligados através de uma relação que estabelece um limite superior para a polarização dependendo do valor da extinção interestelar. Em particular, para o excesso de cor $E(B - V)$, esta relação é dada pela equação 3.27. Para saber qual é a mesma relação, mas agora referente ao excesso de cor $E(b - y)$, do sistema fotométrico de Strömgren, supomos que a relação da extinção com o excesso de cor é dada por $A_V \approx 3,1E(B - V) \approx 4,3E(b - y)$. Portanto, vemos que $E(B - V) = 1,39E(b - y)$. Aplicando este resultado na equação 3.27, encontramos para o limite superior:

$$\frac{P_V}{E(b - y)} = 12,51\% \text{ mag}^{-1} \quad (5.1)$$

No trabalho de Reis & Corradi (2008), foram utilizados dados de fotometria Strömgren para analisar a mesma região de interação entre as bolhas Local e Loop I. De maneira

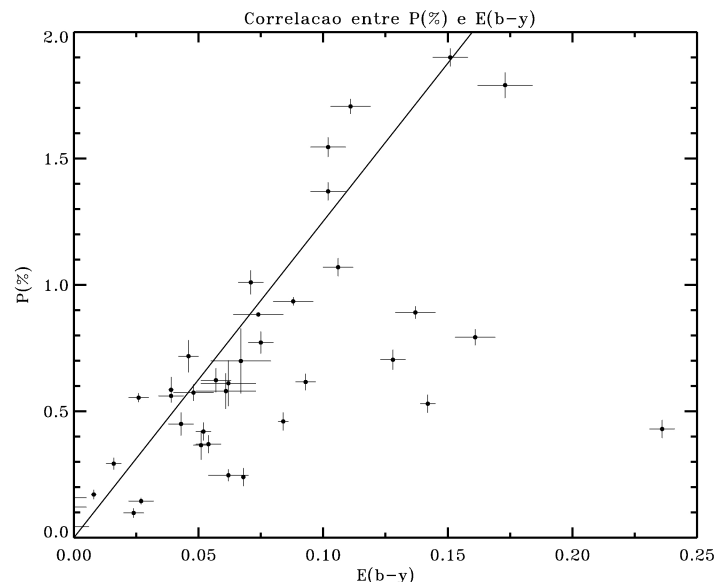


Figura 5.7: Correlação entre $P(\%)$ e $E(b - y)$: o gráfico acima foi construído combinando os dados polarimétricos de nossa amostra com os dados fotométricos de Reis & Corradi (2008). A maioria das estrelas observadas se distribuem próximas à linha que representa as condições ideais de alinhamento.

a verificar a relação 5.1, procuramos os objetos de nossa amostra que coincidiam com os objetos da amostra de Reis & Corradi (2008). Construimos assim o diagrama da figura 5.7, onde a reta corresponde ao limite superior dado pela relação acima, representando a situação de maior eficiência de alinhamento.

Notamos que diversas estrelas exibem um razão $P_V/E_{b-y} < 12,51\% \text{ mag}^{-1}$, no entanto, a maioria das estrelas observadas se distribuem próximas à linha que representa as condições ideais de alinhamento, indicando uma boa correlação entre estas duas quantidades.

Capítulo 6

Polarização do Meio Interestelar na Região de Interação

6.1 Polarização do meio interestelar local

O meio interestelar local é permeado por um fluxo magnético Galáctico bastante irregular de intensidade média $\langle B \rangle \approx 2,2 \mu\text{G}$ (Heiles, 1998). Na maioria dos casos o campo magnético é responsável pelo alinhamento dos grãos de poeira, com os eixos maiores perpendiculares à direção do campo, de tal maneira que a luz estelar transmitida é polarizada na direção do campo, ou seja, esta direção coincide com a direção dos vetores polarização.

O estudo dos vetores polarização tem sido utilizado de diversas maneiras para mapear o campo magnético Galáctico em grande escala (Mathewson & Ford, 1970; Tinbergen, 1982; Reiz & Franco, 1998; Leroy, 1999; Heiles, 2000). Um mapa de polarização da Via Láctea é visto na figura 6.1, de acordo com a compilação feita por Heiles (2000).

Note que as estrelas mais polarizadas se encontram ao longo do equador Galáctico, correlacionando com uma maior extinção interestelar nesta faixa, devido à presença da poeira no disco da Galáxia. Sobre tal faixa pode-se notar ainda que algumas regiões mostram uma tendência a uma orientação paralela ao equador ($l \sim 120^\circ$), ao passo que em outras regiões predominam orientações aleatórias ($l \sim 45^\circ$; $l \sim 225^\circ$). Este efeito pode ser explicado pelo fato de que nas regiões da orientação paralela o campo está orientado na direção perpendicular à direção da linha de visada, enquanto que nas regiões de orientação aleatória o campo está orientado aproximadamente na mesma direção da linha de visada, de tal forma que a componente do campo projetada na esfera celeste cria a ilusão de uma orientação aleatória. Em particular, estas direções de orientação aleatória dos vetores coincidem com a direção do braço espiral local (Cygnus-Orion), sugerindo uma orientação do campo magnético na vizinhança solar aproximadamente paralela ao braço espiral (Whittet, 2003; Fosalba et al., 2002).

As estrelas altamente polarizadas ao longo das direções $(l; b) \approx (0^\circ; +15^\circ)$ e $(l; b) \approx (180^\circ; -15^\circ)$, além de coincidirem com a presença das nuvens escuras Ophiuchus e Taurus, respectivamente, podem estar associadas à existência do Cinturão de Gould, inclinado em relação ao disco Galáctico. No hemisfério norte Galáctico, duas estruturas em formas

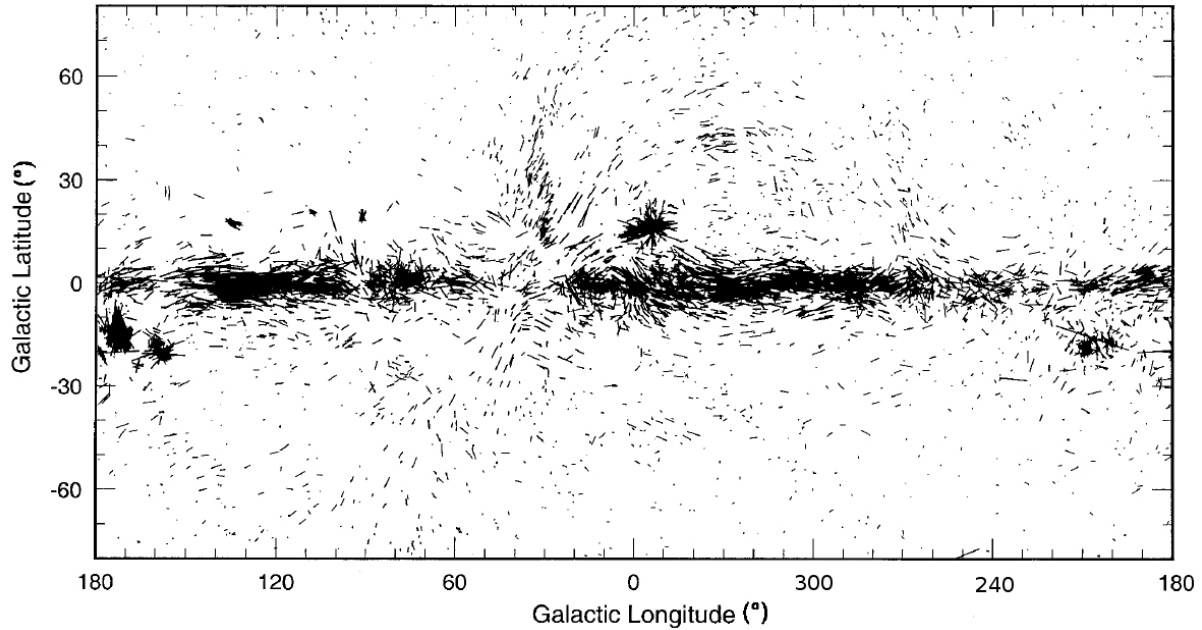


Figura 6.1: Distribuição dos vetores polarização linear em coordenadas Galácticas. O comprimento e a orientação de cada vetor de polarização representam o grau de polarização linear e o ângulo de posição para uma estrela ao longo daquela linha de visada. Os dados polarimétricos são de Heiles (2000) (figura de Whittet (2003)).

de “loop” são evidentes, aproximadamente ao longo das latitudes $b \approx 60^\circ$ e $b \approx 30^\circ$. A primeira está associada ao *North Polar Spur* (NPS), a estrutura mais proeminente de Loop I, e a segunda, interior à primeira, está na direção de interação entre as bolhas Local e Loop I.

O trabalho observacional desenvolvido por Tinbergen (1982) estabeleceu que a luz das estrelas próximas à vizinhança solar (≤ 35 pc), na grande maioria das vezes é não polarizada, associada à região de baixo conteúdo de gás e poeira da Bolha Local Quente. A análise polarimétrica de Reiz & Franco (1998) mostrou ainda que as primeiras grandes estruturas de gás e poeira aparecem apenas a partir de 70 pc em algumas direções, dada que a polarização das estrelas com $d < 70$ pc em média é de $\sim 0,03\%$. Leroy (1999) se baseou na precisão das distâncias das estrelas do catálogo Hipparcos para estudar a polarização do meio interestelar nas bordas da Bolha Local. Confirmando os trabalhos anteriores, concluiu que as primeiras estruturas aparecem a partir de 70 pc em algumas direções e apenas a partir de 150 pc em outras.

Estes resultados estão em concordância particularmente com os mapeamentos das linhas espectrais de sódio neutro (Welsh et al., 1994; Sfeir et al., 1999; Lallement et al., 2003; Corradi et al., 2004), e também com os estudos do excesso de cor em função da distância ao longo de diversas linhas de visada (Corradi et al., 1997; Reiz & Franco, 1998; Reis & Corradi, 2008).

O campo magnético interestelar revelado pela polarização das estrelas próximas se mostra bastante complexo, certamente não sendo suave e uniforme e direcionado simplesmente ao longo do equador da Galáxia. Heiles (1998) propôs um modelo no qual a estrutura do campo magnético local poderia ser explicada em termos do campo magnético

Galáctico em larga escala sendo deformado pelas *shells* de material em expansão, particularmente na direção de Loop I (figura 6.2).

De acordo com este modelo, quando uma camada esférica de material em expansão (impulsionada pelos ventos estelares e explosões de SN de Sco-Cen) deforma as linhas de campo, estas linhas defletidas seguem as linhas de “longitude” constante sobre a esfera. Sua aparência no céu depende do ponto de vista. A figura 6.2 mostra o campo magnético Galáctico em larga escala após a deformação promovida pela *shell* de HI de Loop I em expansão. Este modelo supõe que cada linha de campo inicialmente não perturbada, juntamente com o gás, é varrida pela frente de choque da camada ao longo de uma linha radial emanando do centro da estrutura esférica, localizado aproximadamente em $(l; b) = (320^\circ; 5^\circ)$.

A figura 6.3 mostra um mapa estereográfico do contínuo de rádio (408 MHz) a partir do survey de Haslam et al. (1982), na direção da Loop I. A emissão de rádio mais intensa corresponde ao filamento do *North Polar Spur* (indicado pela letra A), com um arco

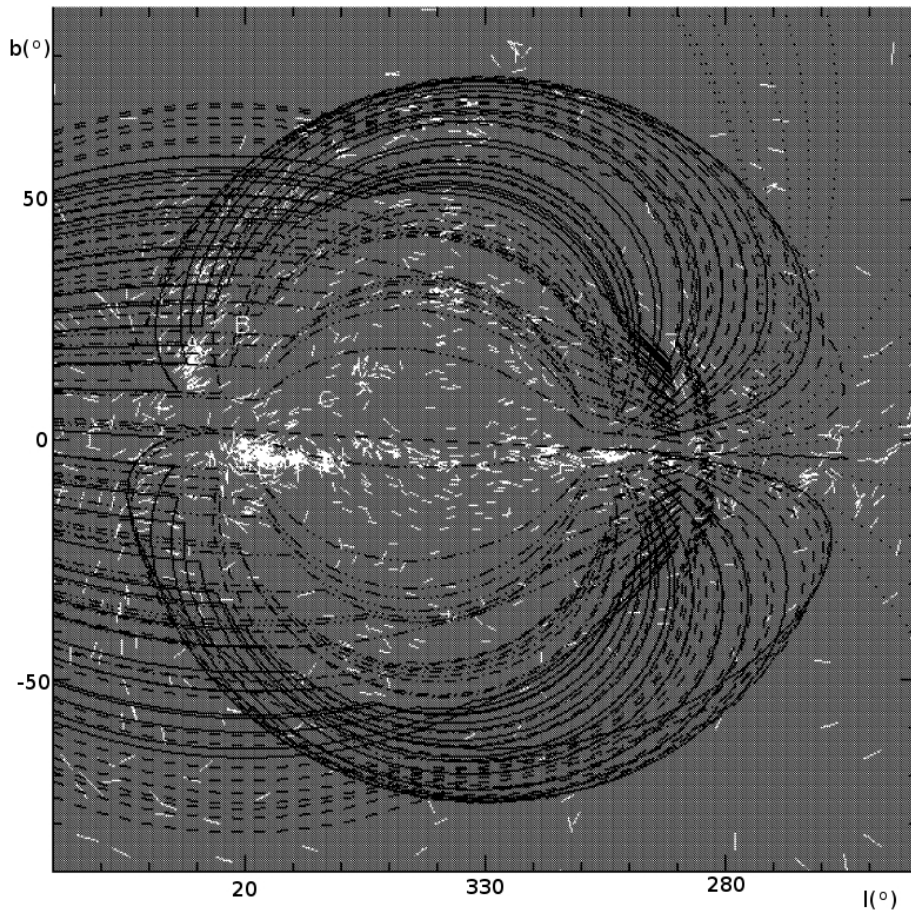


Figura 6.2: Modelo de Heiles (1998) para o campo magnético próximo à Bolha Local, na direção de Loop I, representado pelas linhas negras. Os vetores brancos são dados de polarização estelar. Os diferentes tipos de linhas são indicadores de distância, representadas pelas seguintes linhas nesta ordem: pontilhada (mais próxima), tracejada, contínua, traço-ponto-ponto e traço-ponto-ponto-ponto (mais afastada). As letras A, B e C indicam a localização de filamentos brilhantes no contínuo de rádio, marcados também na figura 6.3.

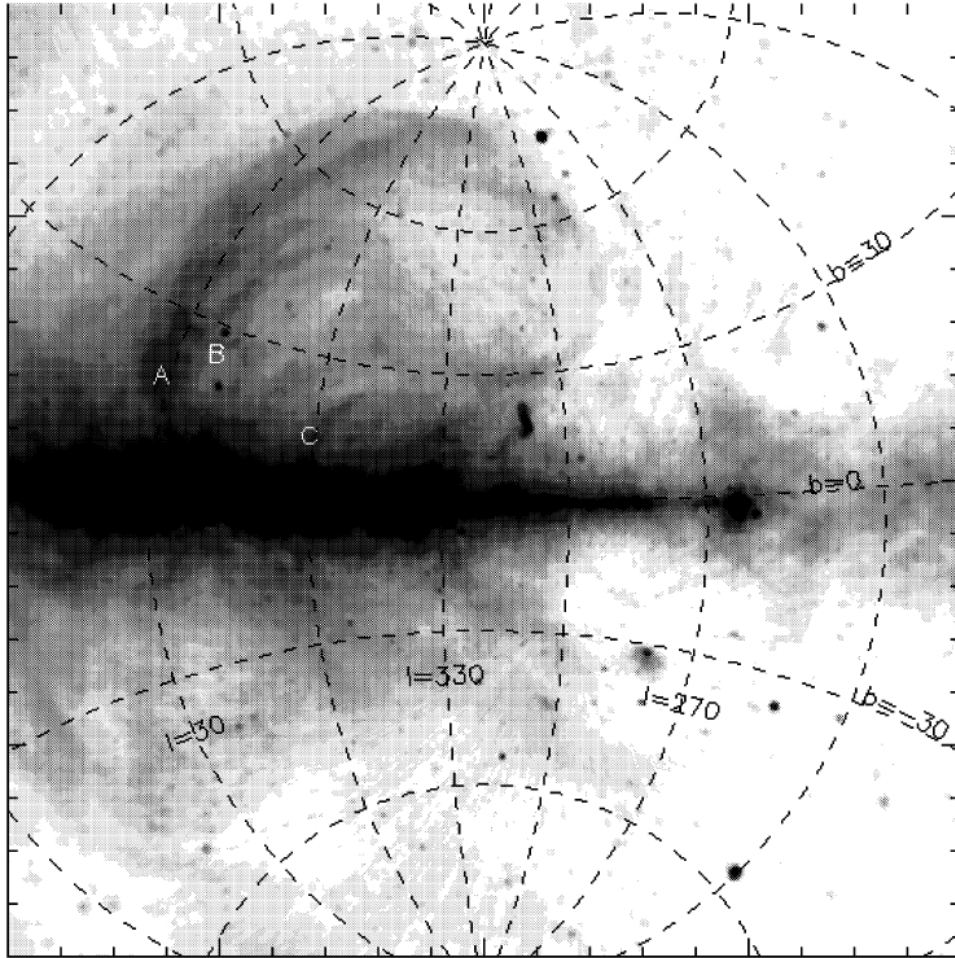


Figura 6.3: Mapa estereográfico do contínuo de rádio (408 MHz) de acordo com o survey de Haslam et al. (1982). As indicações A, B e C referem-se a alguns filamentos brilhantes.

começando próximo ao plano Galáctico em $l \approx 30^\circ$ e se estendendo até $b \sim 80^\circ$. Diversos outros filamentos brilhantes aproximadamente concêntricos são vistos (por exemplo, aqueles indicados por B e C), cada um possuindo raios diferentes. Uma comparação com a figura 6.2 mostra que os filamentos se dispõem aproximadamente paralelos às polarizações estelares, sugerindo que estes traçam a direção do campo magnético. De maneira geral, o padrão dos filamentos de rádio é bastante similar ao padrão de linhas de campo deformadas, em particular ao longo da região “B”, onde as linhas de campo se curvam fortemente, passando de quase verticais a aproximadamente horizontais, ao se aproximarem do plano Galáctico.

Heiles (1998) argumenta que a origem da correlação entre os filamentos de rádio e as linhas distorcidas de campo está no fato de que estas linhas são reveladas pela radiação síncrotron emitida pelos elétrons relativísticos se espiralando ao redor das linhas de campo. Esta radiação, por sua vez, geraria o brilho observado no contínuo de rádio. A razão pela qual apenas algumas partes das linhas de campo coincidem com a emissão em rádio poderia ser explicada pelo fato de que estas “linhas brilhantes” se localizam em regiões mais densas, provavelmente onde o choque da *shell* em expansão aprisiona e acelera os elétrons relativísticos mais efetivamente.

Em um modelo mais recente, Wolleben (2007) propôs que o padrão em larga escala revelado pela polarização em rádio na direção de Loop I pode ser explicado pela presença de duas esferas emissoras de radiação síncrotron em expansão a partir de diferentes posições em Sco-Cen (veja a seção 2.3.2).

6.2 Análise dos vetores polarização na região de interação

Para estudar o comportamento da polarização interestelar na zona de interação, utilizamos todos os dados polarimétricos de nossa amostra para trabalhar com dois tipos de diagramas: distribuições dos vetores polarização para faixas de distância cobrindo toda a região e diagramas de $P(\%) \times d(\text{pc})$ para regiões específicas ao longo da interface. Começaremos pela distribuição dos vetores polarização.

A figura 6.4 mostra a distribuição de todos os dados (filtro V) sobre a região analisada, com os vetores polarização representados em coordenadas Galácticas. As linhas representam o vetor campo elétrico (\vec{E}) da luz polarizada centrada na posição da estrela observada. Optamos por representar o **tamanho de cada vetor proporcional à raiz**

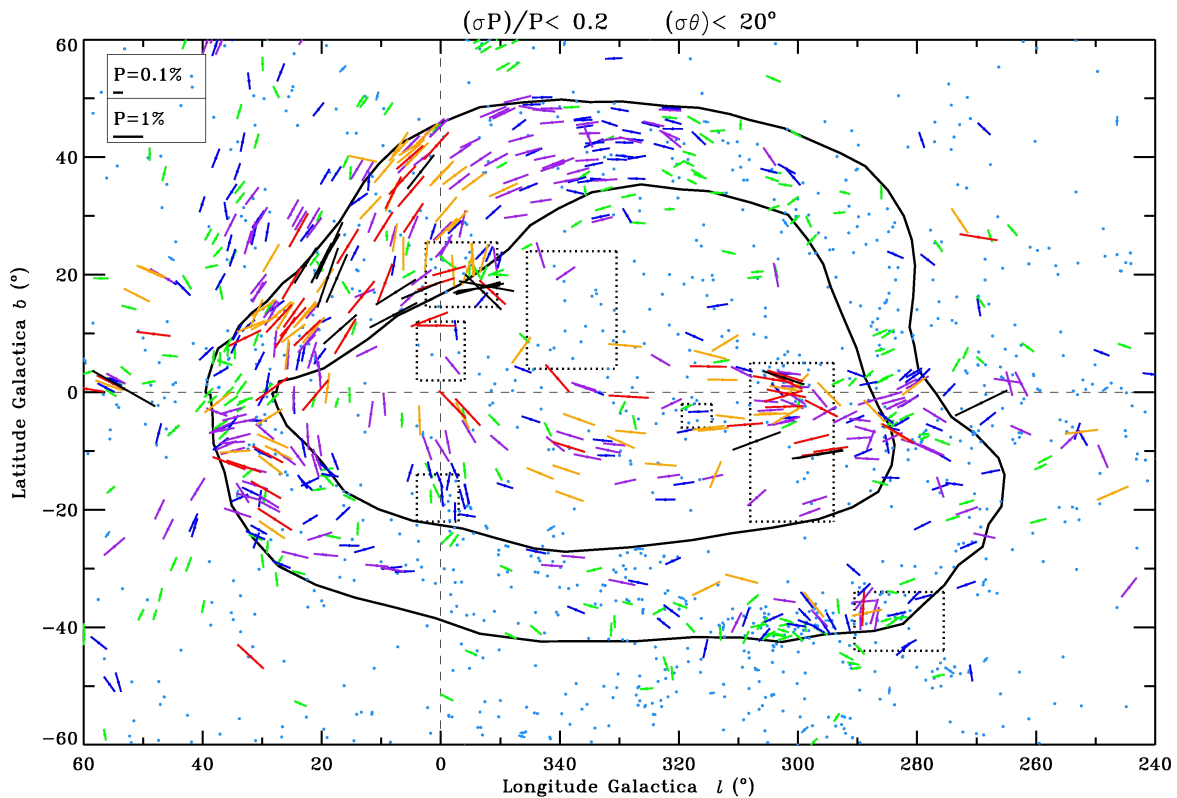


Figura 6.4: Distribuição dos vetores polarização na região de interação, utilizando todos os dados da amostra. O tamanho de cada vetor é representado proporcionalmente à raiz quadrada da polarização $P(\%)$. O contorno anular corresponde ao suposto “anel” de interação entre as bolhas Local e Loop I (Egger & Aschenbach, 1995) e as áreas retangulares correspondem às localizações das nuvens escuras mostradas na figura 5.3.

quadrada da polarização $P(\%)$. Esta representação é adequada neste caso em que a maior parte dos objetos possui baixo grau de polarização (0,1% – 0,5%), pois permite uma melhor visualização das orientações associadas a estes vetores. Para comparação, mostramos também no canto superior direito do gráfico o tamanho dos vetores representando polarizações de 0,1% e 1%. As cores estão associadas a diferentes faixas de grau de polarização, como exposto na tabela 6.1.

Tabela 6.1: Cores utilizadas para diferentes faixas de $P(\%)$

$P(\%)$	Cor
$\leq 0,1$	azul claro
0,1 – 0,3	verde
0,3 – 0,5	azul
0,5 – 0,9	roxo
0,9 – 1,3	laranja
1,3 – 2,0	vermelho
$> 2,0$	preto

Considerando o erro típico de $\sim 0,05\%$ obtido para os valores de $P(\%)$, polarizações abaixo de 0,1% estão bem próximas do limite de detecção instrumental. Por isso, definimos que objetos com polarizações de até 0,1% são “não polarizados”, dada a precisão instrumental atingida. Portanto para objetos não polarizados, indicamos apenas um ponto (•) com a localização da estrela no diagrama e não traçamos os respectivos vetores polarização. Além disso, incluímos apenas os objetos polarizados (ou seja, com $P > 0,1\%$) com erro no ângulo de polarização menor que 20° ($\Delta\theta_{gal} < 20^\circ$) e erro relativo na polarização menor que 0,2 ($\Delta P/P < 0,2$). Esta escolha foi feita com base na comparação com os dados da literatura (figura 5.5), que revelou uma diferença percentual média de $\sim 13\%$ para os valores de $P(\%)$.

Para analisar a distribuição das estruturas de poeira do meio interestelar e sua relação com as direções dos ângulos de polarização, construímos diagramas ($l \times b$) para faixas de distância de 30 pc cada até 300 pc, a partir de onde a amostra se torna pouco abrangente em relação às distâncias (como mostrado na figura 5.2). Estes diagramas estão exibidos nas figuras 6.5 e 6.6. O último diagrama da figura 6.6 corresponde a todos os objetos com distância maior que 300 pc.

No modelo que propõe a formação de uma parede de material neutro e denso na região de interação entre as bolhas Local e Loop I, teríamos uma coluna de densidade de $N_H \sim 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ a uma distância de $40 \pm 25 \text{ pc}$, correspondendo à “parede” proposta (Centurion & Vladilo, 1991; Egger & Aschenbach, 1995). Mais especificamente sobre a região do “anel” de interação entre as duas estruturas, a coluna de densidade sofreria um salto de $N_H \sim 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ para $N_H \sim 7 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ a uma distância de aproximadamente 70 pc (Egger & Aschenbach, 1995). Em termos de $E(b-y)$, esta transição corresponde a passar de $\approx 0,015$ para $\approx 0,100$, onde adotamos a razão gás-poeira de $N_H/E(b-y) = 7,5 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2} \text{ mag}^{-1}$, sugerida por Knude (1978). Em termos do valor máximo de $P(\%)$, por sua vez, esta transição corresponde a um salto de $\approx 0,2$ para $\approx 1,3\%$.

Knude (1978) afirma que estrelas com $E(b-y) \geq 0,040$ (correspondendo a uma polarização máxima de 0,5% - azul), estão atrás de pelo menos uma pequena nuvem interestelar

difusa. Portanto, como sugerido por Reis & Corradi (2008), a partir de $E(b-y) \sim 0,070$ os objetos provavelmente já estão atrás de uma nuvem interestelar mais densa. Este excesso corresponde a uma polarização máxima de $\approx 0,9\%$. Seguindo esta mesma linha de pensamento, para verificar a presença do anel, procuramos por uma transição na polarização correspondente a $\approx 0,9 - 1,3\%$ (indicada pela cor **laranja**).

A análise dos diagramas mostra que até 60 pc as estrelas são predominantemente não polarizadas em todas as direções, consistente com as observações polarimétricas de Tinbergen (1982), Reiz & Franco (1998) e Leroy (1999). Esta região de baixo conteúdo de estruturas polarizadoras do meio interestelar corresponde à cavidade da Bolha Local. Não verificamos a presença da suposta parede de material neutro localizada entre as bolhas Local e Loop I, para distâncias menores que 60 pc, como proposto por Centurion & Vladilo (1991).

Na faixa de 60 a 90 pc, observa-se o aparecimento das primeiras estrelas pouco polarizadas, com $P \sim 0,1 - 0,3\%$ (**verde**), apenas na porção oeste da zona de interação. A parte leste da área anular não apresenta nenhum indício de objetos polarizados nesta faixa de distâncias. Esta evidência está em contradição com a presença da estrutura em larga escala do anel de interação a uma distância de cerca de 70 pc (Egger & Aschenbach, 1995). Além disso, não observamos a transição esperada de $\sim 0,9\%$ para $\sim 1,3\%$ (vetores **laranjas**), o que corresponderia à coluna de densidade esperada para o anel ($N_H \sim 7 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$).

A partir de 90 pc temos o surgimento definitivo da primeira grande estrutura na região da interface, na porção oeste da área analisada, onde as polarizações podem passar de 2% (correspondente a $E(b-y) \approx 0,160$ e $N_H \sim 1,2 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$). Nos diagramas de 90 pc até 240 pc notamos claramente a presença de uma estrutura em larga escala na região oeste ao norte do plano Galáctico. Nesta área a direção os vetores polarização acompanha uma estrutura em forma de arco. À primeira vista, a orientação dos vetores polarização parece estar correlacionada ao contorno do suposto anel de interação. No entanto, comparando-se com a figura 6.3, percebemos que tal estrutura talvez poderia estar relacionada a um filamento em forma de loop (identificado pela letra B), observado no contínuo de rádio. Nesse sentido, esta evidência parece estar em acordo com a visão de Heiles (1998), na qual a orientação do campo magnético (e conseqüentemente dos vetores polarização) estão correlacionadas à direção dos filamentos observados nesta faixa espectral. Além disso, notamos que o centro desta estrutura semicircular coincide aproximadamente com o centro de US ($(l; b) \sim (347^\circ; 21^\circ)$), o sub-grupo mais jovem de Sco-Cen (de Geus, 1992). A distância de cerca de 160 pc até este subgrupo indica que este loop poderia estar associado à *shell* de gás e poeira em expansão a partir de seu centro, a uma velocidade de aproximadamente 10 km/s.

Diversas estruturas de HI em formato de loop ao redor de US já haviam sido descritas por de Geus (1992) (figura 2.6). A expulsão do material interestelar ao redor da associação pela ação dos ventos estelares e explosões de supernova teria distorcido as linhas de campo magnético, gerando o padrão de vetores polarização observado. A proximidade desta estrutura em forma de loop com a região da nuvem molecular de ρ Oph é consistente com a visão de que a onda de choque gerada em US teria passado por esta nuvem há menos de 1 Mano, dando início à atividade de formação estelar atualmente observada (de Geus, 1992; Preibisch & Zinnecker, 1999).

Uma outra grande estrutura, correspondente à parte do *North Polar Spur* (NPS) mais próxima ao plano Galáctico, pode ser vista a partir de 120 pc em $l \sim 30^\circ$ e $b \sim 20^\circ - 60^\circ$

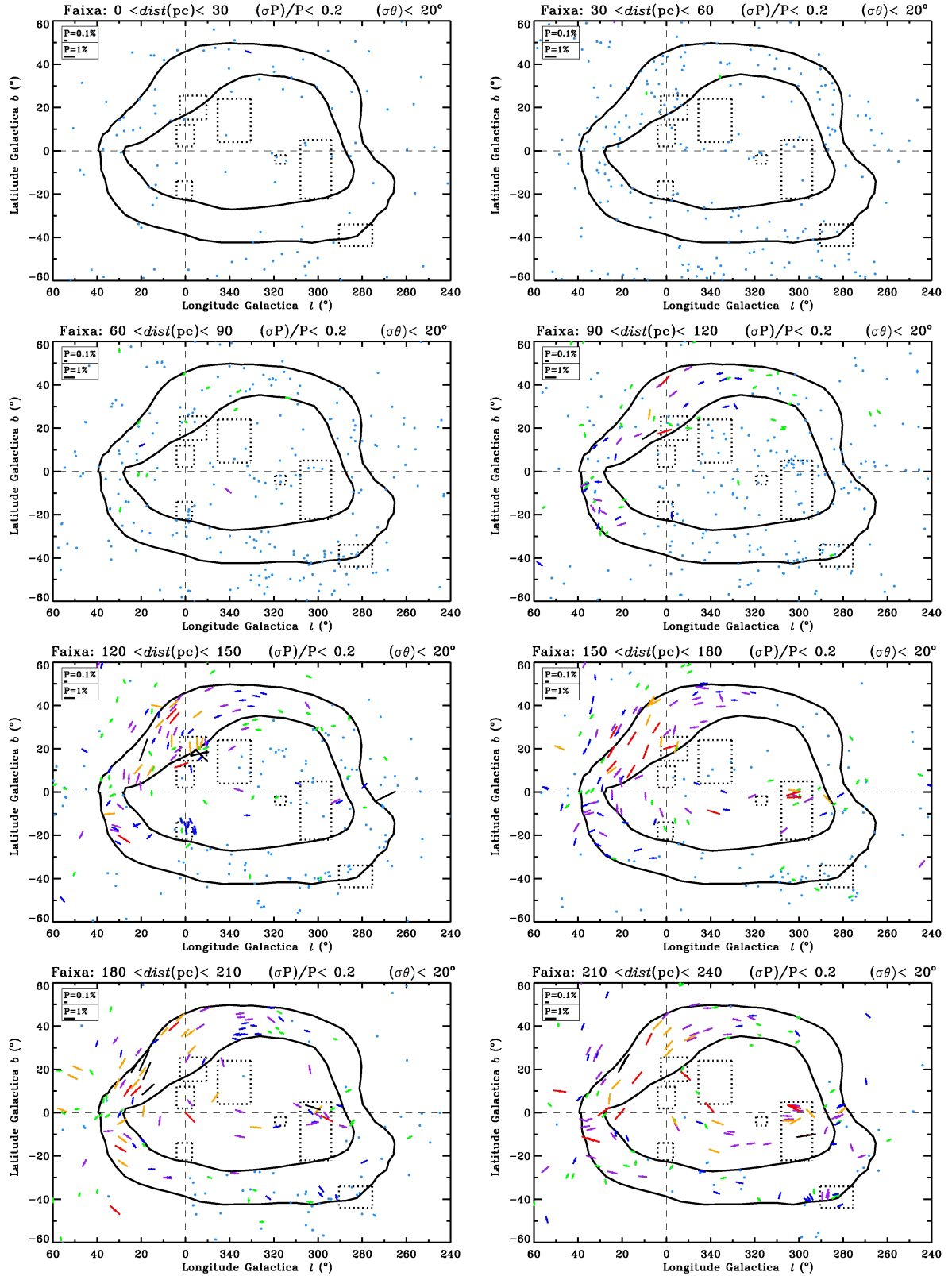


Figura 6.5: Diagrama de vetores polarização para faixas de distância até 240 pc.

(correspondendo a polarizações de $\sim 0,1 - 0,5\%$). A orientação dos vetores polarização aproximadamente vertical nesta área está associada ao filamento indicado pela letra A na

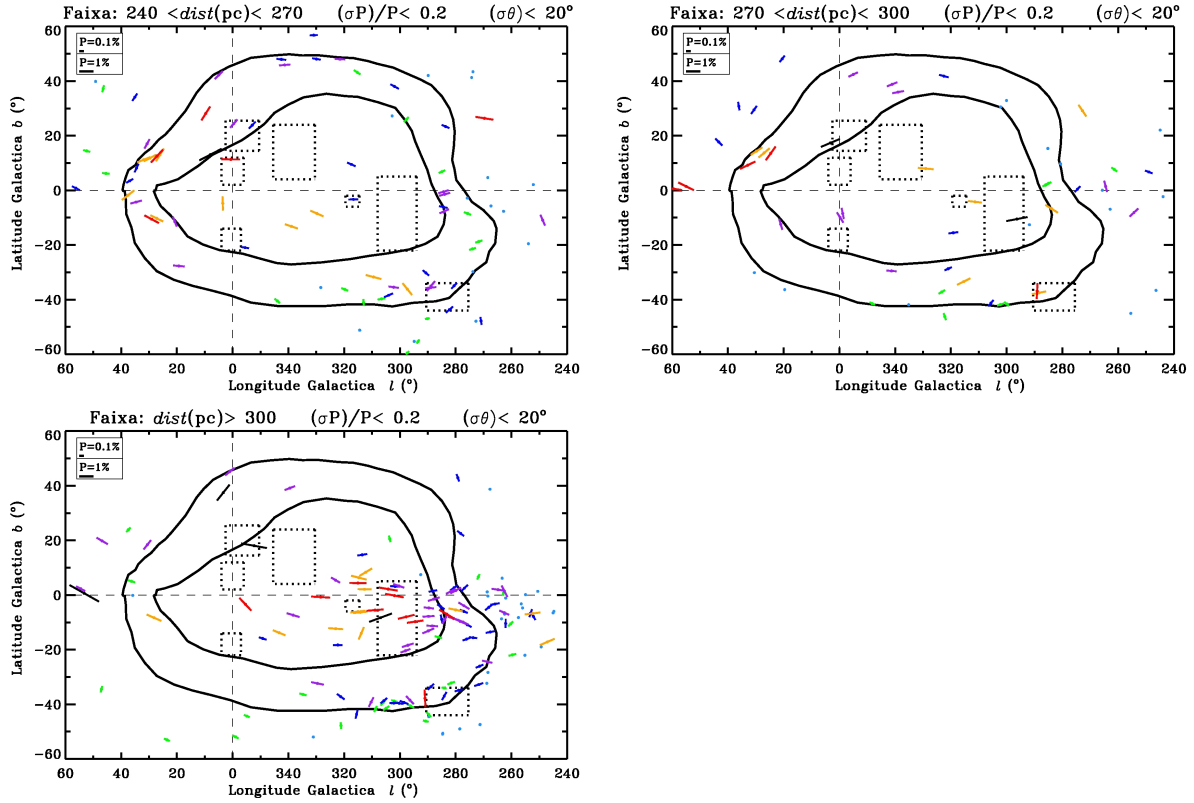


Figura 6.6: Diagrama de vetores polarização para faixas de distância de 240 até 300 pc. O último diagrama corresponde a todos os objetos com distância maior que 300 pc.

figura 6.3. Dentre os filamentos observados ao redor da associação Sco-Cen, este é o mais brilhante no contínuo de rádio, e se estende até cerca de $l \sim 80^\circ$.

Na faixa de longitudes centrais à área do anel ($320^\circ - 340^\circ$), os primeiros objetos com $P \geq 0,3\%$ (azul) aparecem sobre o contorno anular ao norte a partir de 90 pc e ao sul apenas a partir de 210 pc. Na parte sul do anel as primeiras estruturas com polarização $\geq 0,5\%$, aparecem a partir de 210 pc, mas se restringem às proximidades do filamento interestelar na direção da constelação de Mensa.

No interior do contorno anular as nuvens escuras de R CrA e ρ Oph aparecem na parte oeste a partir de 120 pc, sendo que a primeira apresenta polarizações predominantemente na faixa $0,3 - 0,5\%$ (azul) e a segunda mostra objetos com $P \geq 2\%$. Note que os vetores polarização sobre R CrA (e também ao norte desta nuvem, mais próximo ao plano Galáctico) se dispõem em uma orientação aproximadamente vertical. Discutiremos mais sobre esta configuração de vetores na seção 7.1.1. A nuvem escura Saco de Carvão aparece na parte leste a partir de 150 pc, correspondendo a polarizações de até 2%. No interior do contorno anular, muitas regiões carecem de cobertura, dificultando a identificação de algumas nuvens escuras.

No extremo leste do contorno anular, alguns objetos com $0,5\% < P < 1,3\%$ (roxo e laranja) aparecem apenas a partir de 210 pc. Portanto, a transição esperada de $\sim 0,9 - 1,3\%$ (laranja) ocorre no leste pelo menos a partir de 210 pc, em contraste com a situação no extremo oeste, no qual as primeiras estruturas densas surgem a partir de 90 pc.

Levando em conta a posição do Sol em relação ao suposto anel de interação, de fato é esperado que as estruturas do oeste sejam vistas mais próximas que a porção do leste. No entanto, se realmente houver uma “parede” de interação inclinada entre ambas as bolhas, com a porção oeste surgindo a cerca de 90 pc e as estruturas internas a distâncias variando de ~ 120 a ~ 150 pc, então espera-se que a porção leste do anel seja encontrada a cerca de 150 pc. No entanto, a presença de estruturas de gás e poeira nesta direção não é clara até pelo menos cerca de 210 pc.

Outra diferença notável entre as porções leste e oeste do anel é que nesta área da região leste a orientação dos vetores polarização é aproximadamente perpendicular à direção do contorno anular (e paralela à direção do plano Galáctico), ao passo que na região oeste os vetores polarização se dispõem paralelos ao contorno, sugerindo diferentes histórias de formação para ambas as regiões. Além disso, não é possível realizar uma distinção clara entre a orientação dos vetores para dentro e fora do anel.

A partir de 240 pc a amostra passa a ser não uniforme. O último diagrama da figura 6.6 mostra que para distâncias maiores que 300 pc, a orientação dos vetores disponíveis é predominantemente paralela ao disco Galáctico, aparentemente livrando-se da influência das estruturas polarizadoras locais e traçando a direção da componente uniforme do campo magnético Galáctico (paralela ao plano Galáctico).

6.3 Análise da polarização em função da distância

Passamos agora para a análise de $P(\%) \times d(\text{pc})$ para diversas áreas retangulares sobre a região de interação. O estudo é feito separadamente para regiões externas, ao longo e internas ao contorno anular, sendo que estes diagramas estão expostos nas figuras 6.7, 6.8 e 6.9, respectivamente. Estes gráficos mostram também as barras de erros nas distâncias e nos valores de polarização para cada objeto, e assim permitem uma visão mais detalhada das distâncias até as estruturas do meio interestelar dentro de cada região retangular. Para maior clareza, em cada diagrama mostramos apenas a faixa de polarizações entre 0% e 2%. Esta restrição não prejudica a análise, já que poucos objetos se encontram fora desta faixa, com $P > 2\%$.

Interpretamos um salto no valor de polarização em uma determinada distância como sendo devido à presença de estruturas de gás e poeira a partir daquele ponto. Os limites nas coordenadas $l(^{\circ})$ e $b(^{\circ})$ associadas a cada área estão especificadas na tabela 6.2, e também estão expostas no título de cada diagrama.

6.3.1 Diagramas de $P(\%) \times d(\text{pc})$ em áreas externas ao anel

A figura 6.7 mostra os diagramas de $P(\%) \times d(\text{pc})$ para áreas exteriores ao anel (E1 até E6). No centro desta figura mostramos a localização das respectivas áreas retangulares na região na interface. A partir da análise de cada diagrama, temos:

- áreas **E1** e **E2**: em ambos os diagramas, notamos que em $d \approx 150$ pc há um salto no qual P passa de $\sim 0,2\%$ a $\sim 0,5\%$. No entanto, em E1 o salto é menos marcado e vemos que até distâncias de $d \approx 280$ pc existem estrelas com polarização variando entre 0 e $\sim 1,5\%$. Isto deve ser um efeito da maior proximidade de E1 com o disco Galáctico, indicando a presença de uma maior quantidade de estruturas de

Tabela 6.2: Áreas retangulares para o estudo de $P(\%) \times d(\text{pc})$ na interface

Exterior ao Anel			Ao longo do Anel			Interior ao Anel		
nome	Δl	Δb	nome	Δl	Δb	nome	Δl	Δb
E1	42° a 57°	-10° a +20°	A1	19° a 38°	+3° a +16°	I1	350° a 4°	-21° a -8°
E2	25° a 45°	+27° a +55°	A2	355° a 14°	+18° a +34°	I2	346° a 5°	0° a +20°
E3	255° a 275°	+20° a +50°	A3	335° a 351°	+33° a +48°	I3	325° a 342°	+5° a +25°
E4	245° a 263°	-20° a +10°	A4	309° a 329°	+34° a +47°	I4	300° a 320°	+7° a +25°
E5	270° a 310°	-57° a -44°	A5	286° a 307°	+30° a +45°	I5	294° a 309°	-15° a +5°
E6	340° a 20°	-57° a -43°	A6	281° a 289°	-6° a +21°	I6	312° a 335°	-20° a +0°
			A7	271° a 284°	-27° a -8°			
			A8	279° a 302°	-42° a -27°			
			A9	304° a 326°	-42° a -27°			
			A10	329° a 349°	-41° a -27°			
			A11	351° a 10°	-36° a -24°			
			A12	14° a 33°	-25° a -6°			

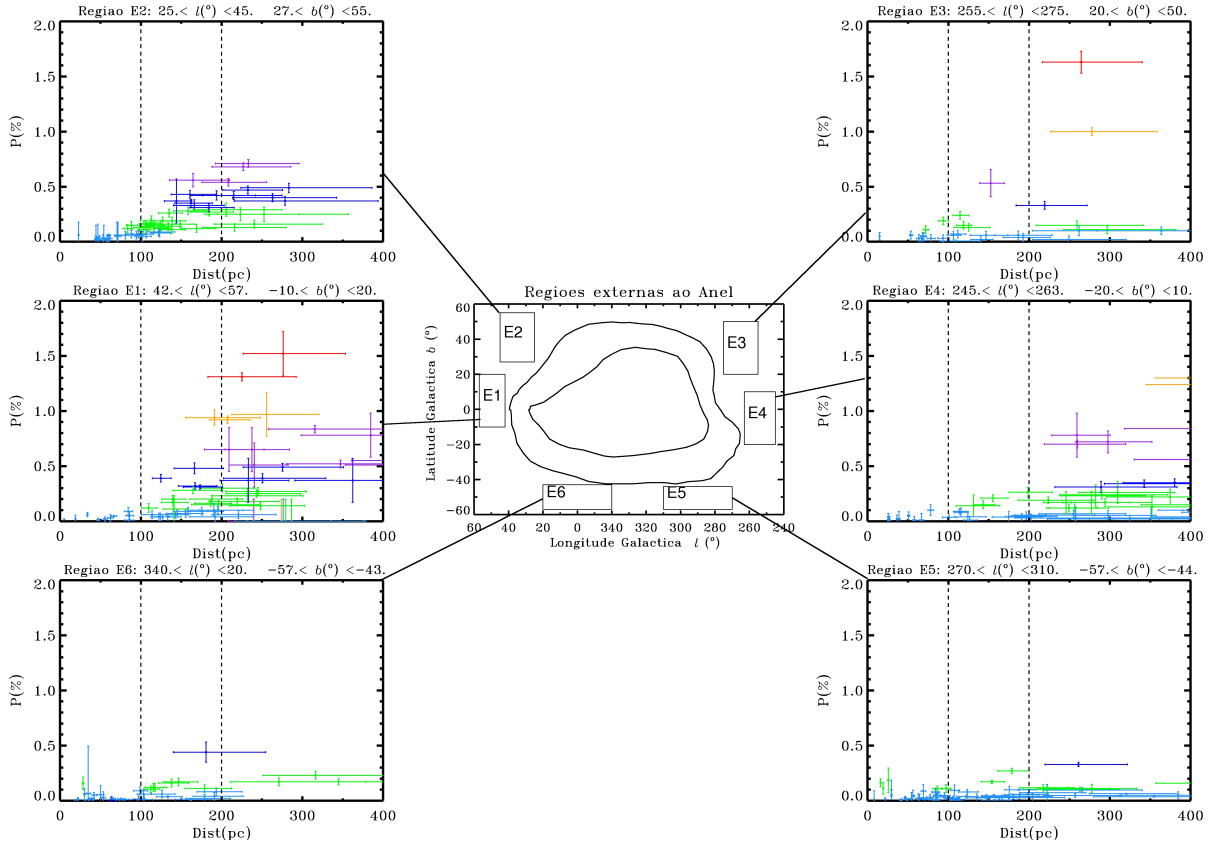


Figura 6.7: Diagramas de $P(\%) \times d(\text{pc})$ em áreas externas ao anel

gás e poeira ao longo desta linha de visada. Por outro lado, em E2, P permanece aproximadamente dentro da faixa 0,2 – 0,7% após 150 pc. Portanto aparentemente encontramos apenas uma estrutura em ≈ 150 pc sobre esta área. Este resultado é consistente com a presença do *North Polar Spur* (sua porção mais próxima do disco Galáctico), indicando a distância até tal estrutura;

- áreas **E3** e **E4**: apesar da pouca quantidade de dados ao longo destas linhas de visada, vemos que de maneira geral a polarização permanece baixa ($\sim 0,1 - 0,2\%$) até cerca de 250 pc, com algumas poucas exceções. A partir deste ponto, notamos uma tendência a um salto para polarizações $\geq 1\%$, no entanto não é possível definir

a distância até estas estruturas com precisão;

- áreas **E5** e **E6**: ao longo de ambas as linhas de visada, P permanece abaixo de 0,4% em toda a cobertura em distância da amostra, indicando uma escassez de estruturas polarizadoras nestas direções.

6.3.2 Diagramas de $P(\%) \times d(\text{pc})$ em áreas ao longo do anel

Na figura 6.8, esboçamos os diagramas de $P(\%) \times d(\text{pc})$ para as áreas retangulares (A1 até A12) selecionadas sobre o contorno anular proposto por Egger & Aschenbach (1995). Segue abaixo a análise detalhada de cada um destes gráficos:

- área **A1**: a polarização é baixa ($\sim 0,1\%$) até cerca de 80 pc, onde vemos um salto para polarizações da ordem de 0,3%. Notamos que ocorre um segundo aumento da polarização em $d \approx 120$ pc, para valores em torno de 0,7%. Na faixa entre 120 e 200 pc, exceto por dois objetos com $1\% < P < 2\%$, as polarizações de todos os outros objetos se concentram na faixa $0\% < P < 1\%$. A partir de $d \approx 200$ pc, vemos o aparecimento de alguns objetos com $P > 1\%$, caracterizando um terceiro salto a partir deste ponto. A proximidade desta área com o disco Galáctico deve fazer com que esta linha de visada cruze diversas estruturas de gás e poeira, dando origem aos três saltos descritos. Em particular a área se localiza na direção da nuvem escura *Scutum* ($l = 25^\circ; b = 1^\circ$);
- área **A2**: em $d \approx 120$ pc notamos um aumento da polarização de 0,2% até 0,6%. Em $d \approx 150$ pc notamos um segundo salto para polarizações de até 2%. De ~ 150 pc em diante, as polarizações se concentram predominantemente na faixa $0,6\% < P < 2\%$. Interpretamos esta estabilização em valores mais elevados de polarização como sendo devido ao fato de que esta linha de visada atravessou uma estrutura em larga escala. Assim, para as estrelas localizadas além de ~ 150 pc, a polarização deve permanecer aproximadamente constante dentro de uma faixa de P , já que são polarizadas apenas devido à presença de tal estrutura. A nuvem molecular de Oph-Sgr ($8^\circ < l < 40^\circ$; $9^\circ < b < 24^\circ$) se localiza ao longo desta direção. Em particular, esta área está localizada ao longo da linha de visada da possível *shell* do subgrupo US, como discutido na seção 6.2;
- áreas **A3** e **A4**: Em ambas as áreas notamos um salto para polarizações $\geq 0,3\%$ em $d \approx 100$ pc. Em A3 o salto é evidente, sendo que de 100 a 250 pc, P se restringe à faixa $\sim 0,3 - 1,3\%$. Em A4, por outro lado, a transição não é tão clara, sendo que em ~ 250 pc ainda existem muitos objetos pouco polarizados ($\sim 0,1 - 0,3\%$). Deste ponto em diante a cobertura da amostra é insuficiente. Comparando os diagramas de A3 e A4 percebemos uma diminuição generalizada das polarizações de A4 em relação a A3, ou seja, no sentido oeste→leste;
- área **A5**: a polarização é predominantemente baixa ($0\% - 0,3\%$) até ~ 210 pc, onde vemos um pequeno aumento para $P \sim 0,5\%$. Mesmo assim, até cerca de 300 pc ainda existem muitos objetos não polarizados;

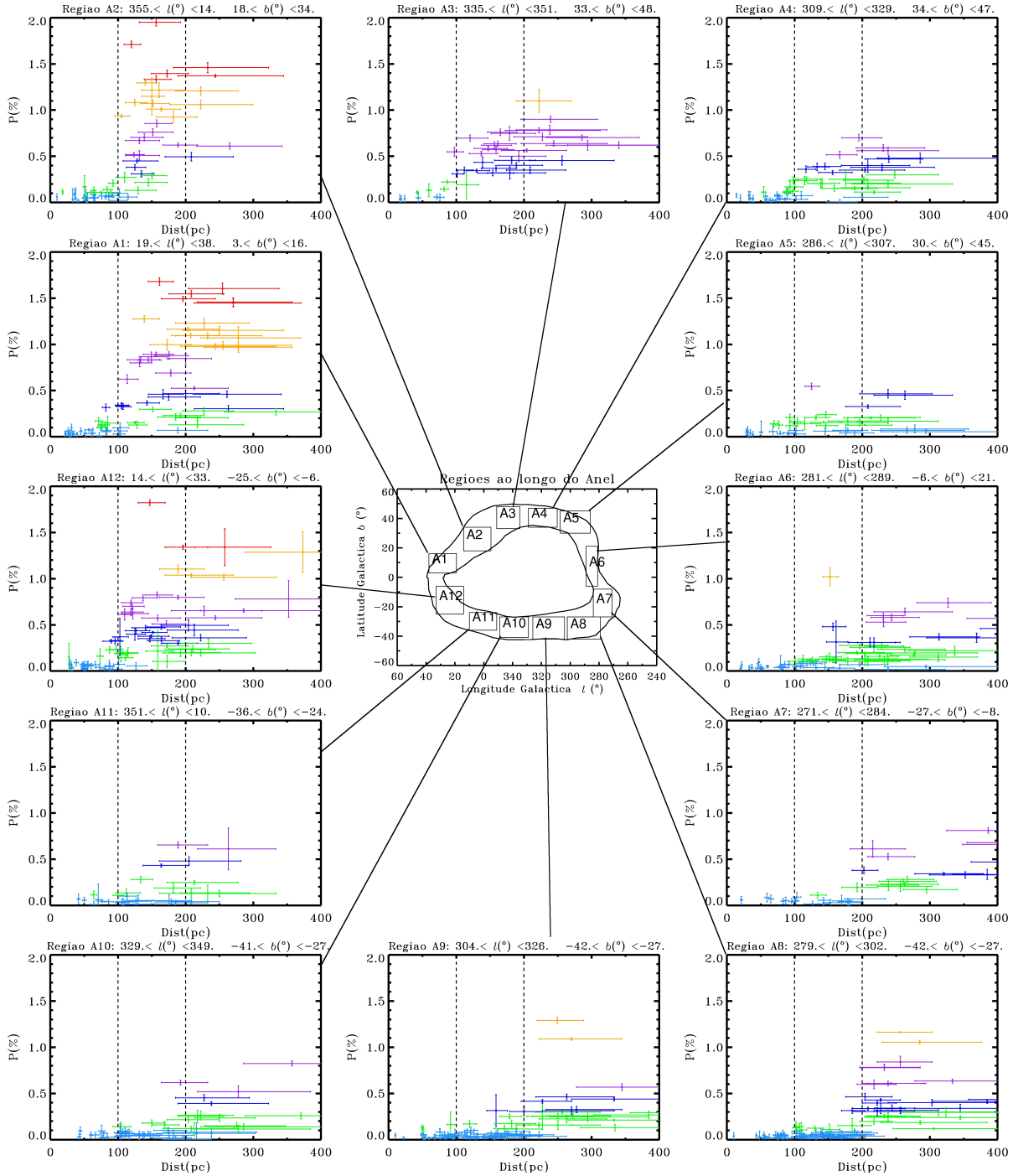


Figura 6.8: Diagramas de $P(\%) \times d(\text{pc})$ em áreas ao longo do anel

- áreas **A6** e **A7**: em ambas as áreas, a polarização é predominantemente baixa ($0\% - 0,3\%$) até ~ 210 pc (a não ser por algumas raras exceções sobre a área A6). Apenas em ~ 210 pc notamos um pequeno salto para $P \sim 0,5\%$. Polarizações $\geq 0,5\%$ aparecem com maior frequência apenas a partir de ≈ 250 pc. No entanto, não observamos a transição esperada de $0,9 - 1,3\%$;
- área **A8**: esta área está ao longo da linha de visada do filamento difuso do meio interestelar na constelação de Mensa. Vemos que em $d \approx 210$ pc ocorre um salto de

$P \sim 0,2\%$ para $P \geq 0,5\%$, indicando a distância até esta estrutura;

- áreas **A9** e **A10**: localizadas ao longo do extremo sul do contorno anular, estas áreas exibem uma baixa polarização (no máximo $0,3\%$) até $d \approx 200$ pc. A partir desta distância, ocorre um pequeno salto para $P \sim 0,5\%$. Em A9, apenas dois objetos com $200 \text{ pc} < d < 300 \text{ pc}$ exibem um grau de polarização mais elevado ($1\% < P < 1,5\%$);
- área **A11**: notamos um pequeno salto de $P \sim 0,2\%$ para $P \sim 0,5\%$ em $d \approx 170$ pc;
- área **A12**: em $d \approx 100$ pc notamos um salto para polarizações de até $0,8\%$. Este degrau permanece aproximadamente constante até $d \approx 200$ pc, onde vemos um segundo salto para $P \geq 1\%$, indicando a presença de duas estruturas distintas ao longo da linha de visada. Esta área se localiza na direção das nuvens Sag-Sul e Aql-Sul ($27^\circ < l < 40^\circ$; $-21^\circ < b < -10^\circ$).

Resumindo as propriedades detalhadas acima, vemos que as distâncias até as estruturas do meio interestelar nas partes oeste e leste e também nas partes norte e sul sobre o contorno anular são bastante diferentes. Em particular, na parte oeste as primeiras estruturas são observadas em ≈ 80 pc ao passo que na parte leste estas aparecem apenas a partir de ≈ 210 pc. Mesmo assim, na parte leste não detectamos claramente a transição esperada de $0,9 - 1,3\%$. Comparando com os mapeamentos de Na I da Bolha Local realizados por Welsh et al. (1994); Sfeir et al. (1999); Lallement et al. (2003) (veja a figura 2.3), vemos que a distância de cerca de 80 pc para o conteúdo de poeira da parte oeste ($l \sim 30^\circ$) é consistente com a mesma distância associada ao conteúdo de gás neutro. A mesma comparação realizada para a parte leste ($l \sim 280^\circ$), mostra que o maior distanciamento (≈ 210 pc) das estruturas nesta direção corresponde ao alongamento da BL na direção de rotação do disco Galáctico.

Não verificamos a presença de um anel de interação entre as bolhas Local e Loop I a aproximadamente 70 pc, como proposto por Egger & Aschenbach (1995). Estes resultados mostram que se o anel existe, este é extremamente fragmentado e distorcido. No entanto, as evidências indicam que talvez as estruturas observadas ao longo das diversas direções sejam distintas, associadas à frentes de choque da Sco-Cen ou mesmo às bordas da BL, não representando assim uma única estrutura em larga escala.

6.3.3 Diagramas de $P(\%) \times d(\text{pc})$ em áreas internas ao anel

Na figura 6.9 apresentamos os diagramas de $P(\%) \times d(\text{pc})$ para áreas retangulares (I1 até I6) no interior do contorno anular, ou seja, na região que corresponde à suposta “parede” de interação entre as bolhas Local e Loop I, proposta por Centurion & Vladilo (1991) e Egger & Aschenbach (1995). A seguir discutimos detalhadamente cada um destes diagramas:

- área **I1**: corresponde à direção da nuvem escura R CrA. Notamos um salto na polarização passando de $\sim 0,1\%$ para $\sim 0,5\%$ em torno de $d \approx 120$ pc, indicando assim a distância até esta nuvem molecular;

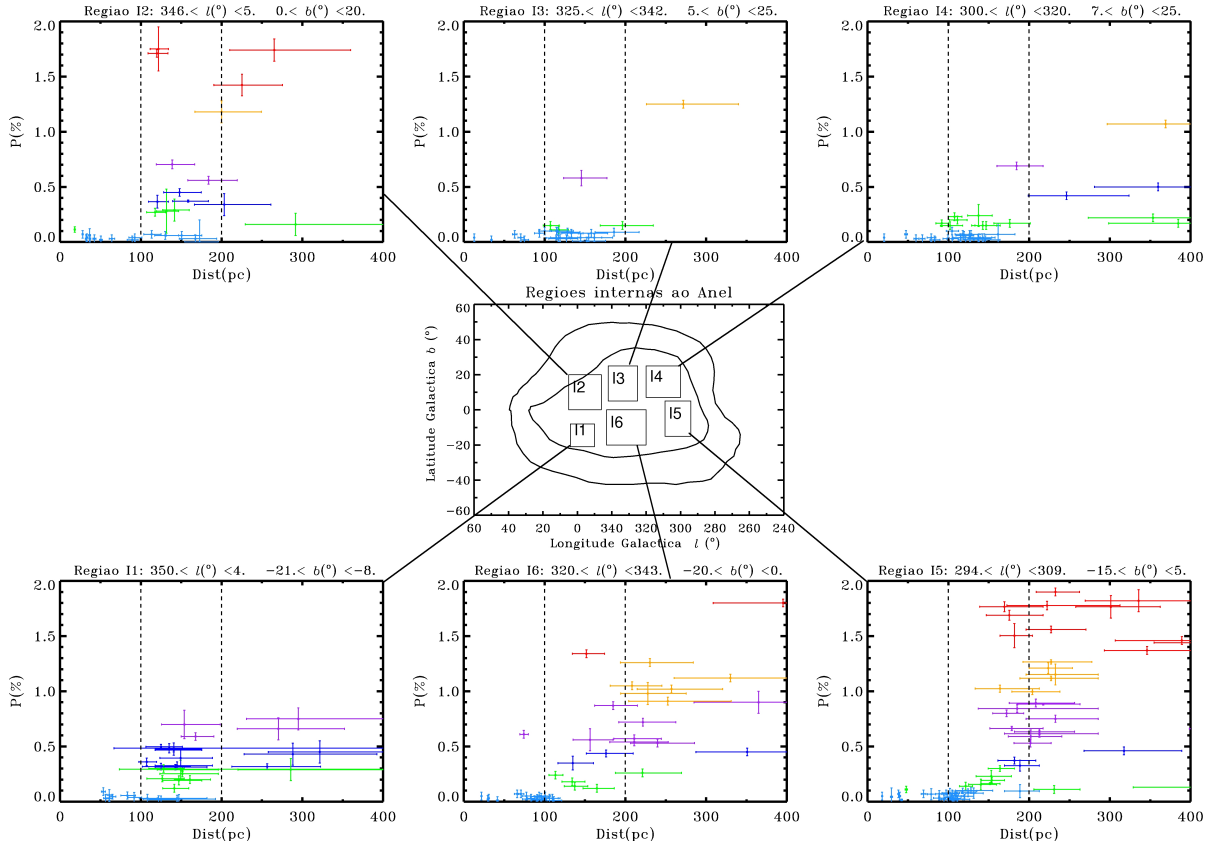


Figura 6.9: Diagramas de $P(\%) \times d(\text{pc})$ em áreas internas ao anel

- área **I2**: está ao longo da linha de visada da nuvem escura ρ Oph. Vemos que esta estrutura se localiza em $d \approx 120$ pc, já que neste ponto ocorre um salto atingindo polarizações da ordem de 2%;
- área **I3**: apesar da pouca quantidade de dados ao longo desta direção, notamos de maneira geral os objetos apresentam baixos valores de polarização (0% – 0,2%) pelo menos até cerca de 200 pc. Esta evidência é consistente com a presença do “túnel de Lupus”, em $(l; b) \approx (330^\circ; 12^\circ)$, como proposto através da análise dos mapeamentos de NaI da BL (veja a figura 2.3);
- área **I4**: a falta de dados ao longo desta direção nos impede de distinguir com clareza as estruturas do meio interestelar. Vemos que até ≈ 180 pc os objetos apresentam polarizações baixas (0% – 0,3%). A partir deste ponto surgem alguns objetos com $P \geq 0,3\%$;
- área **I5**: corresponde à direção do complexo de nuvens escuras Saco de Carvão, Chamaeleon e Musca. A maior parte dos dados nesta área se distribui na direção do Saco de Carvão (figura 6.4). Notamos um salto em $d \approx 160$ pc, atingindo polarizações da ordem de 2%, indicando a distância até esta estrutura;
- área **I6**: em $d \approx 130$ pc notamos um salto na polarização até cerca de 0,5%. Em seguida a polarização aumenta até atingir valores da ordem de 1,5% a cerca de 300 pc.

6.4 Discussão dos resultados e comparações com o excesso de cor $E(b - y)$

Procedemos agora para a discussão em conjunto dos resultados obtidos tanto na análise polarimétrica dos vetores polarização para faixas de distância quanto na análise de $P(\%)$ em função de $d(\text{pc})$ para as diversas áreas sobre a zona de interação. A maior parte dos resultados encontrados estão em concordância com a análise da distribuição do excesso de cor na mesma região. Dada a correlação existente entre $P(\%)$ e $E(b - y)$ (figura 5.7), é possível utilizar a análise detalhada da distribuição do excesso de cor feita por Reis (2007) e Reis & Corradi (2008) para se comparar com os valores de polarização em cada região. Para comparação, mostramos na figura 6.10 os gráficos de $E(b - y)$ em função da distância para áreas ao longo do anel, de acordo com a análise de Reis & Corradi (2008).

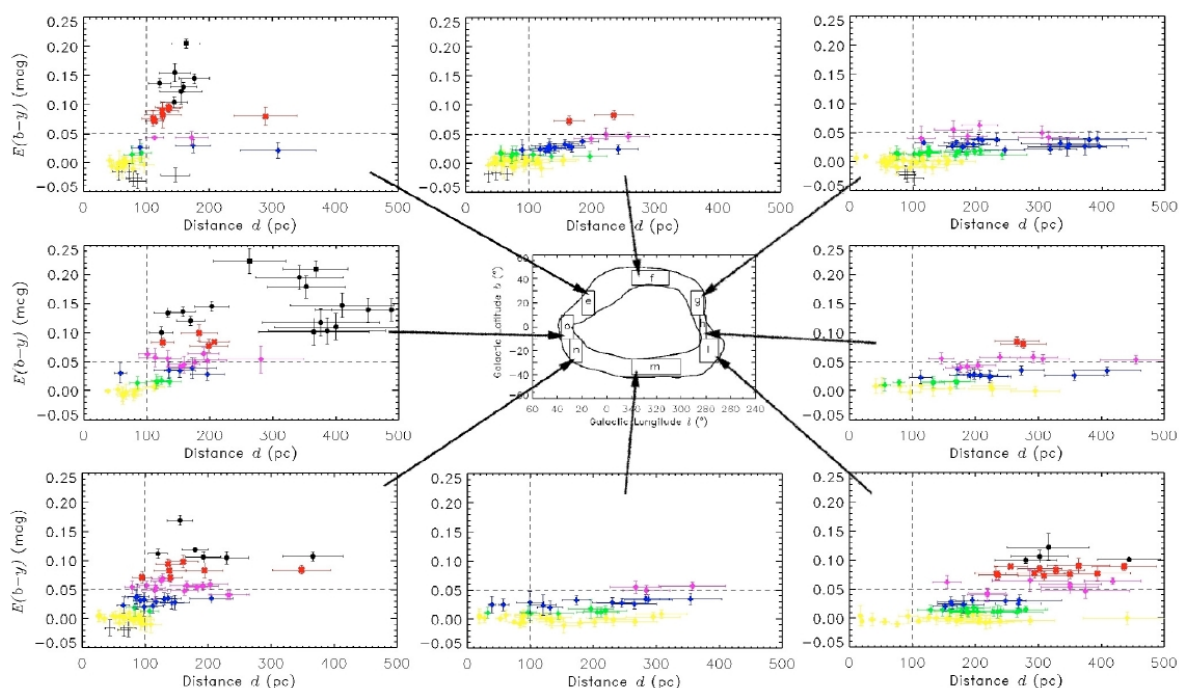


Figura 6.10: Diagramas de $E(b - y) \times d(\text{pc})$ em áreas ao longo do anel, de acordo com Reis & Corradi (2008).

Listamos a seguir os principais resultados obtidos, realizando as devidas comparações com a distribuição de $E(b - y)$ (a partir da relação 5.1):

- Em todas as direções as estrelas são predominantemente não polarizadas até cerca de 80 pc, correspondente à cavidade da Bolha Local. A mesma evidência é observada na análise de $E(b - y)$, onde o excesso de cor é baixo até tal distância em todas as direções;
- As primeiras estruturas de gás e poeira aparecem em ~ 80 pc no extremo oeste da região anular (áreas A12, A1 e A2). Os diagramas de $P(\%) \times d(\text{pc})$ exibem mais

de um salto em P , indicando a presença de várias estruturas ao longo da linha de visada. A análise de $E(b - y)$ em função da distância nestas áreas também mostra diversos saltos, porém algumas vezes registrados em distâncias diferentes pois as áreas retangulares utilizadas diferem. A área A12 apresenta dois saltos ($d \sim 100$ pc ; $P \sim 0,8\%$ / $d \sim 200$ pc ; $P \geq 1\%$), enquanto que na área A1 são vistos três saltos ($d \sim 80$ pc ; $P \sim 0,3\%$ / $d \sim 120$ pc ; $P \sim 0,7\%$ / $d \sim 200$ pc ; $P \geq 1\%$). Na área A2 temos um salto em $d \sim 120$ pc ($P \sim 0,6\%$) até um segundo salto em $d \sim 150$ pc ($P \sim 2\%$). Interpretamos este efeito como sendo devido ao fato que estas linhas de visada atravessam diversas estruturas de gás e poeira;

- A direção dos vetores polarização na região correspondente às áreas A2 e A3 descreve um arco aproximadamente ao redor do centro do subgrupo US. A comparação com a imagem no contínuo de rádio (figura 6.3 , filamento B) e com a representação das *shells* de HI ao redor dos subgrupos de Sco-Cen (figura 2.6) mostra que esta estrutura poderia estar associada à *shell* em expansão ao redor do subgrupo US. Sobre tal arco a direção dos vetores polarização é predominantemente paralela ao filamento, consistente com o modelo de Heiles (1998) para as linhas de campo magnético deformadas pela expansão do material. Esta evidência é corroborada pelo fato de que P se restringe à faixa $0,6 - 2,0\%$ sobre a área A2 a partir de ~ 150 pc, indicando a presença de uma única estrutura extensa em profundidade;
- No extremo leste do contorno anular (áreas A6 e A7), estruturas gerando polarizações $\geq 0,5\%$ são vistas apenas a partir de ≈ 250 pc. Esta evidência está em acordo com o aumento de $E(b - y)$, que ocorre aproximadamente em 280 pc, com estrelas apresentando $E(b - y) \sim 0,070$ (correspondente a uma polarização máxima de $\sim 0,9\%$);
- No norte do contorno anular as primeiras estruturas surgem a partir de ~ 100 pc, ao passo que no sul o salto em P ocorre apenas a partir de ~ 200 pc. No entanto nesta região os objetos mais polarizados se concentram predominantemente nas proximidades do filamento difuso localizado na direção da constelação de Mensa;
- No interior da região anular, valores mais elevados de polarização são observados na direção das nuvens escuras. Identificamos no oeste desta região as nuvens de R CrA e ρ Oph (ambas a cerca de 120 pc) e no leste a nuvem Saco de Carvão (localizada a ≈ 160 pc). Os baixos valores de P na direção da área I3 até cerca de 200 pc podem ser um indicativo da presença do “túnel de Lupus”;
- No extremo oeste da região analisada, fora do contorno anular (correspondente à área E2), identificamos a presença de uma parte do loop associado ao *North Polar Spur*. A comparação com a imagem no contínuo de rádio (figura 6.3) mostra que a direção do filamento é paralela à direção dos vetores polarização, consistente com a visão de Heiles (1998) para a distorção das linhas de campo magnético. Nesta direção detectamos um salto para $P \sim 0,5\%$ em $d \approx 150$ pc. Nesta mesma direção há um aumento de $E(b - y)$ para $0,040$ (correspondente a $P \leq 0,5\%$) em $d \approx 130$ pc, sendo assim consistente com nosso resultado.

Através da análise de espectros no ultravioleta de apenas oito objetos no interior da região $310^\circ < l < 330^\circ$ e $15^\circ < b < 25^\circ$ (correspondente em parte às áreas I3 e I4),

Centurion & Vladilo (1991) detectaram um aumento na coluna de densidade de NaI em $d = 40 \pm 25$ pc, e identificaram esta distância como sendo a localização da interface entre as bolhas Local e Loop I. No entanto, nossos resultados mostram que nesta direção não há um aumento significativo da polarização até pelo menos $\sim 180 - 200$ pc. Este resultado é confirmado pela análise da distribuição do excesso de cor realizada por Reis (2007) e Reis & Corradi (2008), na qual as estrelas não são avermelhadas ($E(b - y) \leq 0,010$) até pelo menos 180 pc nesta direção.

A distribuição dos vetores polarização em toda a região da interface mostra ainda que não existe nenhuma estrutura em larga escala de material neutro e denso até pelo menos ~ 80 pc, já que até esta distância os objetos são predominantemente não polarizados. Além disso as primeiras estruturas do meio interestelar fornecendo $P \geq 0,5\%$ aparecem na região oeste a cerca de 80 pc enquanto que na região leste objetos com este grau de polarização mínimo surgem apenas a partir de ~ 250 pc. Este resultado não está em acordo com a hipótese de Egger & Aschenbach (1995), na qual uma estrutura em forma de anel associada à colisão entre as bolhas deveria ser observada a cerca de 70 pc de distância. Segundo estes autores sobre esta região a coluna de densidade de HI deveria passar de $N_H \sim 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ para $N_H \sim 7 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ em torno de 70 pc. Isso corresponderia a observarmos uma transição de $0,9 - 1,3\%$ sobre toda a extensão do contorno anular a uma distância aproximada de 80 pc para o oeste e ~ 150 pc para o leste, o que caracterizaria a presença de uma única estrutura em larga escala. No entanto, esta evidência não é observada na análise polarimétrica, e o mesmo resultado é obtido a partir da análise da distribuição do excesso de cor.

Outra evidência que dificulta a caracterização de uma “parede” de interação bem definida, circundada pelo anel, é a diferença observada nas distâncias entre o interior e sobre a região anular. Em particular, na região leste da interface as nuvens escuras do Saco de Carvão, Chamaeleon e Musca (que supostamente fariam parte da “parede” de interação) são encontradas a uma distância de aproximadamente 160 pc. Nas proximidades desta direção, mas sobre a região do contorno anular, no entanto, as estruturas densas do meio interestelar são encontradas pelo menos a partir de ~ 250 pc, indicando uma clara discrepância entre a localização da “parede” e do anel de interação.

Notamos também que sobre a área leste do anel a orientação dos vetores polarização é aproximadamente perpendicular à direção do contorno anular (e paralela à direção do plano Galáctico), ao passo que na região oeste os vetores polarização se dispõem paralelos ao contorno, sugerindo diferentes histórias de formação para ambas as regiões. Além disso, não é possível realizar uma distinção clara entre a orientação dos vetores para dentro e fora do anel. Em particular, o loop traçado pelos vetores polarização na região oeste poderia estar associado à uma *shell* em expansão centrada no subgrupo US de Sco-Cen.

Concluimos que a estrutura identificada como sendo o anel de interação entre as bolhas Local e Loop I, proposta por Egger & Aschenbach (1995), não é claramente observada através da análise polarimétrica. Se esta estrutura existe, ela é claramente fragmentada e bastante distorcida. No entanto, notamos que existem diversas discrepâncias nas distâncias e nas propriedades dos vetores polarização quando várias linhas de visada foram comparadas entre si. É possível, portanto, que existam explicações diferentes para a formação das diversas estruturas de gás e poeira ao longo da região analisada. Mais especificamente, as estruturas da região oeste da zona de interação (~ 80 pc; $l \sim 20^\circ$) talvez estejam associadas à expulsão do material interestelar realizado pelas frentes de choque das *shells* de Sco-Cen, ao passo que o maior distanciamento até as estruturas da

região leste (~ 250 pc; $l \sim 280^\circ$) é compatível com o alongamento da Bolha Local na direção de rotação do disco Galáctico.

Comparando com os diversos modelos de formação para o meio interestelar local, vemos então que o cenário exposto através da análise polarimétrica é mais favorável à visão de Frisch (1981, 1995), na qual a Bolha Local teria sido formada através de diversas frentes de choque associadas a épocas sucessivas de formação estelar em Sco-Cen. Assim, as diferentes *shells* em expansão assimétrica entre os braços espirais da Galáxia teriam dado origem à cavidade local, sendo esta apenas um anexo da superbolha Loop I. Dentro deste contexto o modelo recente de Wolleben (2007) se encaixa adequadamente neste mesmo cenário, no qual teríamos duas *shells* emissoras de radiação síncrotron com diferentes velocidades de expansão a partir de diferentes centros no interior da associação Sco-Cen. O Sol estaria atualmente localizado no interior da borda de uma destas *shells* em expansão.

Capítulo 7

Dependência espectral de $P(\%)$ em regiões específicas na direção da interface

7.1 Análise da dependência espectral de $P(\%)$ para algumas nuvens escuras na zona de interação

O estudo da polarização em função do comprimento de onda para estrelas cuja luz atravessa uma determinada estrutura de gás e poeira do meio interestelar pode fornecer informações importantes a respeito do tamanho médio dos grãos de poeira responsáveis pela polarização, bem como em relação à presença de sub-estruturas da nuvem ao longo da linha de visada. Em termos quantitativos, a dependência de $P(\%)$ com λ^{-1} é descrita empiricamente através da relação de Serkowski ($P_\lambda = P_{max} \exp[-K \ln^2(\lambda_{max}/\lambda)]$).

Realizamos observações polarimétricas em cinco faixas espectrais diferentes (UBVRI) para objetos posicionados “atrás” de três nuvens escuras localizadas na direção geral da interface com Loop I (R CrA, Saco de Carvão e o filamento interestelar difuso na direção da constelação de Mensa) para estudar a dependência espectral de $P(\%)$ ao longo destas direções. Parte da análise consiste no ajuste da relação de Serkowski sobre os dados, onde realizamos um ajuste de mínimos quadrados não linear (veja o apêndice B). Este procedimento fornece dois parâmetros importantes: P_{max} e λ_{max} . O valor de λ_{max} nos dá uma medida do tamanho médio dos grãos (equação 3.31) ao longo de determinada direção. Um valor médio usualmente encontrado para este parâmetro, na direção de nuvens difusas típicas é de $\lambda_{max} \approx 0,55 \mu\text{m}$, correspondendo a grãos de raio médio $a \approx 0,15 \mu\text{m}$.

Neste processo utilizamos para o parâmetro K da relação o valor fixo de $K = 1,15$, como sugerido por Serkowski et al. (1975). Este parâmetro fornece uma medida da largura do pico assimétrico característico da curva de Serkowski. No entanto, as faixas espectrais associadas aos filtros UBVRI se localizam próximas do pico central da curva, e não fornecem uma boa medida da largura associada. Daí a utilização do valor fixo de $K = 1,15$.

Outra informação importante que pode ser extraída desta análise se refere à dependência de θ com λ^{-1} . Quando a luz de uma estrela passa por mais de uma estrutura

do meio interestelar cujas direções de alinhamento ou tamanho dos grãos variam ao longo da linha de visada, normalmente poderá ser observado um efeito de rotação do ângulo de polarização quando analisado em função de λ^{-1} . Este, portanto é um indicativo da presença de múltiplas estruturas ao longo da linha de visada. Se tal rotação não é observada, conclui-se que a direção de alinhamento é aproximadamente uniforme ao longo daquela direção.

Os resultados apresentados a seguir ainda são bastante preliminares, sendo que uma maior quantidade de dados e uma melhor precisão é necessária para completar a análise. Mesmo assim, algumas conclusões interessantes e consistentes foram obtidas no estudo da polarização ao longo da linha de visada das três nuvens escuras mencionadas.

7.1.1 A nuvem escura R Corona Australis

Localizada a cerca de 130 pc (Harju et al., 1993), a nuvem molecular R Corona Australis (R CrA, figura 7.1) está entre as regiões de formação de estrelas de massa baixa a intermediária mais próximas do Sol, contendo um grande número de objetos jovens e variáveis (Chini et al., 2003; Haas et al., 2008). A nuvem se constitui de um grande complexo em formato cometário, distribuída ao longo de $\sim 6^\circ$ no céu e localizada aproximadamente na direção $(l; b) \approx (0^\circ; -18^\circ)$, exibindo diversas nebulosas de reflexão e regiões de alta extinção. A extinção visual em algumas direções pode chegar a até 35 mag (Harju et al., 1993). A velocidade média da nuvem em relação ao LSR é de $5,8 \text{ kms}^{-1}$.



Figura 7.1: Imagem composta (faixa visual) da região da nuvem escura R CrA mostrando a emissão da poeira associada às regiões de reflexão (próximo de objetos mais brilhantes), bem como regiões de alta extinção, onde a luz das estrelas ao fundo é totalmente absorvida. A morfologia da nuvem indica um aspecto cometário. A imagem acima delimita um arco de 5° no céu, ou seja, mostrando a maior parte da estrutura da nuvem, que no total se distribui por 6° . Fonte: <http://antwrp.gsfc.nasa.gov/apod/ap021002.html>.

A nuvem R CrA está localizada na parte sul de uma *shell* de HI associada ao subgrupo UCL da associação OB Sco-Cen, cujo centro se localiza a uma distância de 140 ± 20 pc (de Geus, 1992). A coincidência nas distâncias assim como a morfologia da nuvem dão suporte à idéia de que R CrA possui uma associação física com a passagem da *shell* de UCL. Uma forte evidência está no formato de cometa da nuvem, cuja direção da “cauda” aponta radialmente para longe do centro de UCL. Além disso, a região de maior atividade de formação estelar na nuvem se localiza sobre a “cabeça” da estrutura cometária. Harju et al. (1993) sugerem que a *shell* em expansão a partir de UCL teria colidido com a nuvem há poucos milhões de anos atrás, dando início à formação estelar.

Estima-se que a região de maior densidade da nuvem, mostrada na figura 7.2 (à esq.) apresente uma coluna de densidade de $H_2 > 10^{22}$ cm $^{-2}$, correspondendo a uma massa total de gás de $120 M_{\odot}$ (Harju et al., 1993). O aglomerado denso visto na direção de $(\alpha; \delta) \approx (19^h 02^m; -36^{\circ} 54')$, conhecido com o “núcleo de R CrA” na realidade consiste de um disco fragmentado em rotação diferencial ao redor de seu centro de massa. A região como um todo exibe diversas sub-condensações e estruturas fragmentadas. Os fragmentos possuem raios da ordem de $0,03-0,1$ pc e massas de 2 a $20 M_{\odot}$. As diferentes propriedades observadas ao longo do eixo principal da nuvem sugerem que as sub-condensações correspondem a diferentes fases evolutivas de formação estelar (Harju et al., 1993).

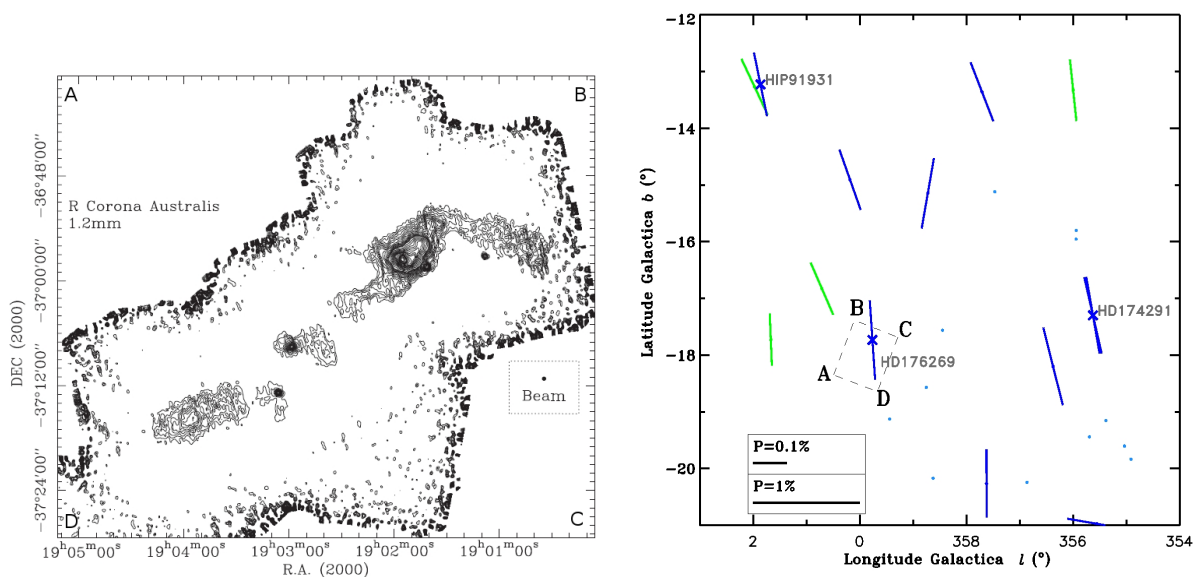


Figura 7.2: *Esquerda:* Mapeamento de 1,22 mm da região mais densa de R CrA realizado por Chini et al. (2003); *Direita:* Diagrama de vetores polarização sobre a região da nuvem R CrA. As extremidades (A, B, C e D) do gráfico à esquerda corresponde à pequena área retangular mostrada no diagrama de vetores. Note que os vetores polarização se dispõem predominantemente na direção vertical. A comparação entre os dois diagramas acima mostra que os vetores polarização são aproximadamente paralelos ao eixo principal da nuvem (direção BD). Os objetos indicados por \times são aqueles para os quais realizamos a análise de $P \times \lambda^{-1}$.

A figura 7.2 (à dir.) mostra o diagrama de vetores polarização sobre a região da nuvem molecular. A região correspondente à área da mesma figura à esquerda é indicada

por um retângulo tracejado de vértices A,B,C e D. Note que de maneira geral os vetores polarização se apresentam direcionados ao longo da vertical. A comparação entre ambos os diagramas mostra que a polarização sobre a nuvem é aproximadamente paralela ao seu eixo (que corresponde ao eixo na direção “cabeça–cauda” da estrutura cometária). Este resultado está em acordo com a análise de Vrba et al. (1981), que revelou que a direção do campo magnético sobre a nuvem é aproximadamente paralelo ao seu eixo principal.

A figura 7.3 mostra os diagramas de $\theta_{gal} \times \lambda^{-1}$ e $P \times \lambda^{-1}$ para os três objetos indicados na figura 7.2. As distâncias até cada objeto e os valores de P_{max} e λ_{max} obtidos através do ajuste da relação de Serkowski, estão indicados nos respectivos diagramas. Indicamos também o valor do coeficiente de correlação para os ajustes lineares realizados nos diagramas de $\theta_{gal} \times \lambda^{-1}$. Este coeficiente fornece uma medida da qualidade do ajuste linear (1 para um ajuste perfeito e 0 para uma relação linear nula entre os pontos).

Apenas um objeto do Hipparcos com $d \approx 135$ pc (HD 176269) foi observado sobre a região de maior densidade de R CrA (indicado pela área retangular na figura 7.2 à direita). Os altos valores de extinção dificultam a observação de objetos atrás da nuvem nesta direção. Os outros dois objetos indicados (HIP 91931 e HD174291) se localizam atrás da estrutura estendida e em larga escala da nuvem, ambos a cerca de ~ 140 pc.

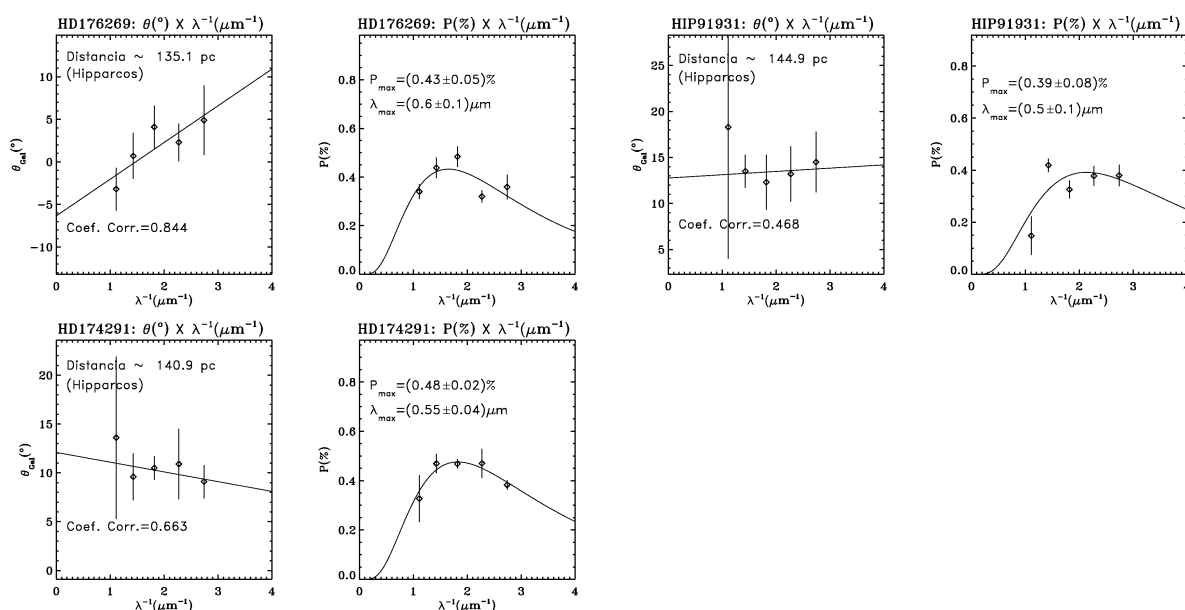


Figura 7.3: Diagramas de $\theta_{gal} \times \lambda^{-1}$ e $P \times \lambda^{-1}$ para três objetos na direção de R CrA. A reta nos gráficos de $\theta_{gal} \times \lambda^{-1}$ corresponde a um ajuste linear sobre os pontos, no sentido de evidenciar a possível rotação do ângulo. A curva nos gráficos de $P \times \lambda^{-1}$ corresponde ao ajuste da relação de Serkowski.

Como a polarização dos objetos na direção da nuvem é predominantemente baixa (0,1% – 0,6%), a análise da dependência espectral de P é dificultada, já que os erros relativos na polarização ficam muito elevados. A tendência de se encontrar menores valores de P na direção de regiões de nuvens moleculares muito densas e de alta extinção foi discutida na seção 3.3.3. Assim, encontramos uma alta margem de erro (até $\sim 0,1\mu\text{m}$)

para os valores de λ_{max} , e os ajustes da relação de Serkowski são bastante imprecisos. Os valores encontrados sugerem uma pequena dispersão com λ_{max} variando desde $0,5 \pm 0,1 \mu m$ (HIP 91931) até $0,6 \pm 0,1 \mu m$ (HD 176269), no entanto, a pouca quantidade de dados não permite realizarmos uma análise precisa a respeito da distribuição de λ_{max} . O estudo polarimétrico de Vrba et al. (1981) na direção da nuvem (que envolvia uma amostra mais completa) revelou uma grande dispersão, com valores de λ_{max} desde $\sim 0,4 \mu m$ até $\sim 1,1 \mu m$. Segundo este autor, uma maior frequência de objetos apresentam $\lambda_{max} \approx 0,7 \mu m$, sendo este um indicativo de um maior tamanho médio dos grãos na região na nuvem molecular, quando comparado ao tamanho médio típico (correspondente a $\lambda_{max} \approx 0,55 \mu m$).

A análise dos gráficos de $\theta_{gal} \times \lambda^{-1}$ mostra que apenas o objeto HD 176269 apresenta uma rotação considerável do ângulo de polarização, exibindo uma diferença de cerca de 9° desde a banda U até a banda I. Apesar do alto valor do erro no valor de θ_{gal} do filtro I para os objetos HIP 91931 e HD174291, não notamos nenhuma tendência a uma variação significativa de θ_{gal} com λ^{-1} , já que levando em conta a extensão das barras de erro, ambas as retas se posicionam praticamente na horizontal. Como apenas a HD 176269 se localiza na linha de visada da estrutura mais densa de R CrA (o retângulo na figura 7.2) este resultado é consistente com a presença das estruturas fragmentadas e sub-condensações ao longo desta direção, causando assim a rotação observada no ângulo de polarização.

7.1.2 O Saco de Carvão

A nuvem escura do Saco de Carvão do Sul (SC, figura 7.4) consiste em um volume de baixa absorção, localizado a 150 ± 30 pc do Sol, na direção $294^\circ < l < 308^\circ$ e $-5^\circ < b < +5^\circ$ (Corradi et al., 1997). A estrutura da nuvem é bastante complexa, exibindo diversas componentes de velocidade ao longo de algumas direções (Nyman et al., 1989). Apesar de ser altamente fragmentada, uma característica comum de nuvens com formação estelar, esta parece ser uma das poucas nuvens moleculares massivas ($\sim 3500 M_\odot$) desprovida da atividade de formação estelar.

O estudo da distribuição dos excessos de cor ($E(b - y)$) sobre a nuvem, realizado por Corradi et al. (1997), revelou que a distância até o Saco de Carvão é praticamente idêntica à distância até as nuvens próximas Chamaeleon-Musca ($d = 150 \pm 30$ pc), concluindo assim que este complexo de nuvens (SCCM) constitui uma grande estrutura de formato laminar em uma posição praticamente perpendicular ao plano Galáctico. Dessa maneira estas nuvens seriam apenas condensações densas imersas em uma estrutura difusa maior. Além disso, a análise espectroscópica (Na I) realizada por Corradi et al. (2004) mostrou indícios da presença de duas estruturas laminares extendidas na direção de SC, uma em $d \leq 60$ pc (menos densa, a uma velocidade de $v_{PRL} \approx -7$ kms $^{-1}$), e outra em $d \sim 150$ pc (mais densa, a uma velocidade centrada em $v_{PRL} \approx 0$ kms $^{-1}$, apesar de haver variações ao longo da nuvem). A velocidade da componente mais próxima segue o padrão generalizado de afastamento da região de Sco-Cen.

A estrutura laminar e extendida deste complexo de nuvens sugere que faça parte da “parede” de interação entre as bolhas Local e Loop I (Corradi et al., 1997, 2004). Por outro lado, se a lâmina de gás e poeira faz parte de uma pequena bolha, esta poderia estar associada à *shell* do subgrupo LCC, proposta por de Geus (1992). Se a estrutura laminar faz parte de uma estrutura maior, esta poderia estar associada à *shell* de UCL, como proposto por Iwan (1980).



Figura 7.4: Imagem de 20° do céu na região da nuvem escura do Saco de Carvão, localizada na direção da constelação do Cruzeiro do Sul. A fotografia acima foi obtida em <http://antwrp.gsfc.nasa.gov/apod/ap070517.html>.

A análise de Corradi et al. (1997) revelou que o salto em $E(b-y)$ na direção da nuvem ocorre a ~ 150 pc, chegando a $E(b-y) \sim 0,150$. Dada a relação 5.1, isso corresponderia a uma polarização máxima da ordem de 1,9%. Nossa análise (figura 6.9, área I5) revelou que o salto em $P(\%)$ ocorre aproximadamente à mesma distância (~ 160 pc), com a maioria dos objetos apresentando polarizações dentro da faixa $1\% < P < 2\%$, sendo assim consistente com o limite superior associado à eficiência de polarização.

A figura 7.5 mostra o diagrama de vetores polarização na região do complexo de nuvens SCCM. A maior parte dos dados se distribui na direção do Saco de Carvão, sendo que a direção dos vetores é predominantemente paralela à direção do disco Galáctico.

Estudamos a dependência espectral de P para nove objetos, indicados na figura 7.5, todos com distância dentro da faixa $160 \text{ pc} < d < 240 \text{ pc}$, ou seja, posicionados “atrás” da nuvem. Os diagramas de $\theta_{gal} \times \lambda^{-1}$ e $P \times \lambda^{-1}$ para estes objetos estão expostos na figura 7.6, começando pelas estrelas localizadas mais ao norte e terminando com as estrelas localizadas mais ao sul da estrutura.

Todos os valores de λ_{max} obtidos através dos ajustes da relação de Serkowski se encontram dentro da faixa $0,56 - 0,62 \mu\text{m}$. O valor médio de λ_{max} é de $0,60 \mu\text{m}$, com um desvio padrão de $0,02 \mu\text{m}$. Portanto, notamos que existe pouca dispersão entre os valores encontrados, com a maior parte das estrelas exibindo valores de λ_{max} dentro da faixa $0,58 - 0,62 \mu\text{m}$. Este resultado revela então que no interior da nuvem encontramos uma predominância de grãos com tamanhos ligeiramente maiores que o tamanho típico encontrado no meio interestelar difuso (correspondente a $\lambda_{max} \approx 0,55 \mu\text{m}$). A distribuição dos tamanhos nos grãos se concentra predominantemente na faixa $0,15 - 0,16 \mu\text{m}$ (onde usamos a equação 3.31 com $n = 1,6$, correspondente a silicatos).

A análise dos gráficos de $\theta_{gal} \times \lambda^{-1}$ revela pouca ou nenhuma rotação dos ângulos de polarização ao longo da maior parte das linhas de visada sobre a nuvem. Este resultado é coerente com a morfologia desta estrutura que consiste de uma lâmina de gás e poeira posicionada perpendicularmente em relação ao plano Galáctico. A única estrela que

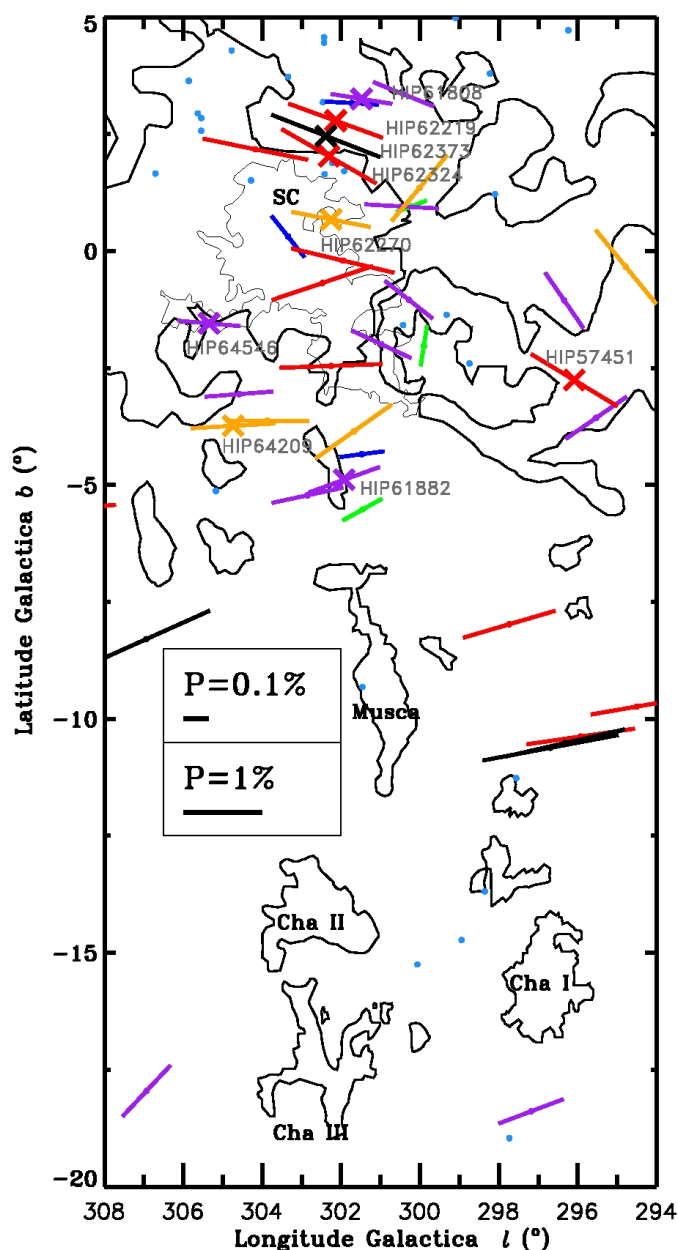


Figura 7.5: Diagrama de vetores polarização na direção do Saco de Carvão. O contorno mais espesso corresponde ao nível de menor opacidade e o contorno mais fino corresponde à emissão de CO em 2 K kms^{-1} (Nyman et al., 1989), ambos obtidos de Corradi et al. (1997) e Corradi et al. (2004). Os objetos para os quais realizamos a análise da dependência espectral de P estão indicados por \times .

apresenta uma rotação considerável do ângulo de polarização (variando de $\theta_{gal} \approx 81^\circ$ no filtro U a $\theta_{gal} \approx 87^\circ$ no filtro I) é a HIP 61808, localizada a $\approx 212 \text{ pc}$ de distância no extremo norte da direção da nuvem. Apesar deste objeto estar posicionado fora do contorno de maior absorção de SC, este resultado indica a presença de sub-estruturas da nuvem cujos tamanhos dos grãos variam ao longo desta linha de visada. Outra hipótese é que na direção deste objeto exista uma região em que o campo magnético é mais distorcido,

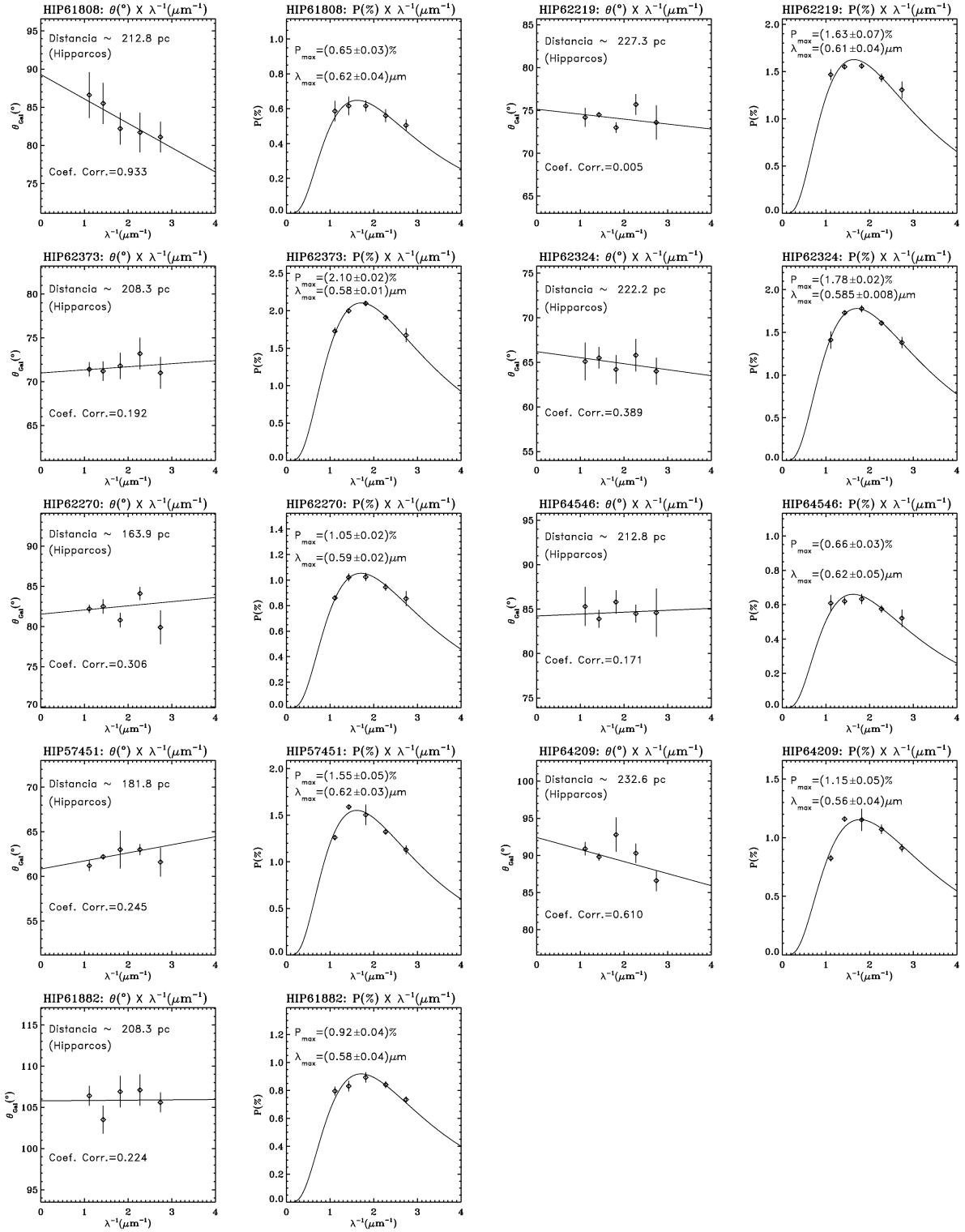


Figura 7.6: Diagramas de $\theta_{gal} \times \lambda^{-1}$ e $P \times \lambda^{-1}$ para nove objetos na direção do Saco de Carvão.

causando variações na direção preferencial de alinhamento dos grãos. No entanto, são necessários mais dados polarimétricos sobre esta área para se estabelecer uma conclusão mais precisa.

Além da estrutura densa de SC localizada a uma distância de ~ 150 pc, Corradi et

al. (2004) revelaram a existência de uma segunda estrutura, menos densa e mais próxima (< 60 pc), ao longo da direção de SCCM. A predominância de estrelas que não apresentam a rotação do ângulo de polarização mostra que nossos dados não permitem distinguir a presença desta estrutura, provavelmente devido à sua baixa densidade ($\log N_{Na\ I} \approx 11.2$ cm^{-2}), correspondente ao baixo conteúdo de poeira, evidenciado também pelos baixos valores de excesso de cor e polarização até ~ 60 pc.

7.1.3 O filamento interestelar difuso na constelação de Mensa

Na região do céu entre a Grande e a Pequena Nuvem de Magalhães, na direção da constelação de Mensa ($l; b \approx 290^\circ; -43^\circ$), o mapeamento de hidrogênio neutro (21 cm) realizado por Colomb et al. (1977) revelou a presença de um grande arco semicircular. Este filamento interestelar difuso foi analisado por Penprase et al. (1998), que utilizaram os excessos de cor de 38 estrelas distribuídas ao longo da linha de visada para estimar a distância até tal estrutura. Esta análise sugere $d = 230 \pm 30$ pc e uma extensão linear de cerca de 90 pc para o objeto. A figura 7.7 (à esq.) mostra que o filamento exibe uma forte emissão no infravermelho, se releveando como um grande *loop* nesta direção do céu. Devido ao alto grau de inhomogeneidade espacial associado à estrutura, Penprase et al. (1998) sugerem que diversas sub-estruturas de gás e poeira devem coexistir na região.

Penprase et al. (1998) argumentam que a baixa velocidade do material aliado ao seu alto conteúdo de poeira sugere que esta estrutura poderia ser uma remanescente de supernova muito antiga que teria resfriado e desacelerado. Em particular, a proximidade do filamento com o túnel da Bolha Local na direção de β CMa em conjunto com a interpretação de que este túnel teria sido gerado pela supernova associada ao pulsar Geminga (Gehrels & Chen, 1993), leva à suposição de que esta estrutura difusa tenha sido ejetada desta supernova.

Na figura 7.7 (à dir.) mostramos o diagrama de vetores polarização sobre a região do filamento interestelar. A área correspondente à imagem da esquerda é indicada neste diagrama. A comparação entre ambas as imagens leva à conclusão que de maneira geral a direção dos vetores polarização é perpendicular à direção da estrutura filamentar. No entanto, a maior parte de nossa amostra se localiza no interior do contorno do anel proposto por Egger & Aschenbach (1995), cobrindo assim apenas uma porção do filamento difuso. Uma análise polarimétrica mais detalhada sobre a região do filamento fora do contorno anular seria necessária para confirmar esta tendência.

Um análise da polarização interestelar na direção do filamento já foi previamente realizada por Luna & Testori (1988) indicando que este estaria localizado a ~ 350 pc de distância. No entanto, a análise de Penprase et al. (1998) mostrou um salto no excesso de cor para $E(B - V) \approx 0,170$ mag a uma distância de 230 ± 30 pc. Este excesso seria equivalente a uma polarização máxima de $\sim 1,5\%$, de acordo com a equação 3.27. Na figura 7.8 mostramos o diagrama de $P(\%) \times d(\text{pc})$ para a mesma região do filamento da figura 7.7 (à dir.). Note que o salto em P ocorre a aproximadamente 200 pc, atingindo valores de até 1,2%, ou seja consistente com o limite máximo na polarização imposto pela análise do excesso de cor. A distância que obtivemos é consistente com a distância obtida por Penprase et al. (1998), indicando que o valor proposto por Luna & Testori (1988) foi superestimado.

Realizamos observações polarimétricas para algumas estrelas da amostra de Penprase et al. (1998), todas com $d > 220$ pc. Destas estrelas apenas três possuíam polarização

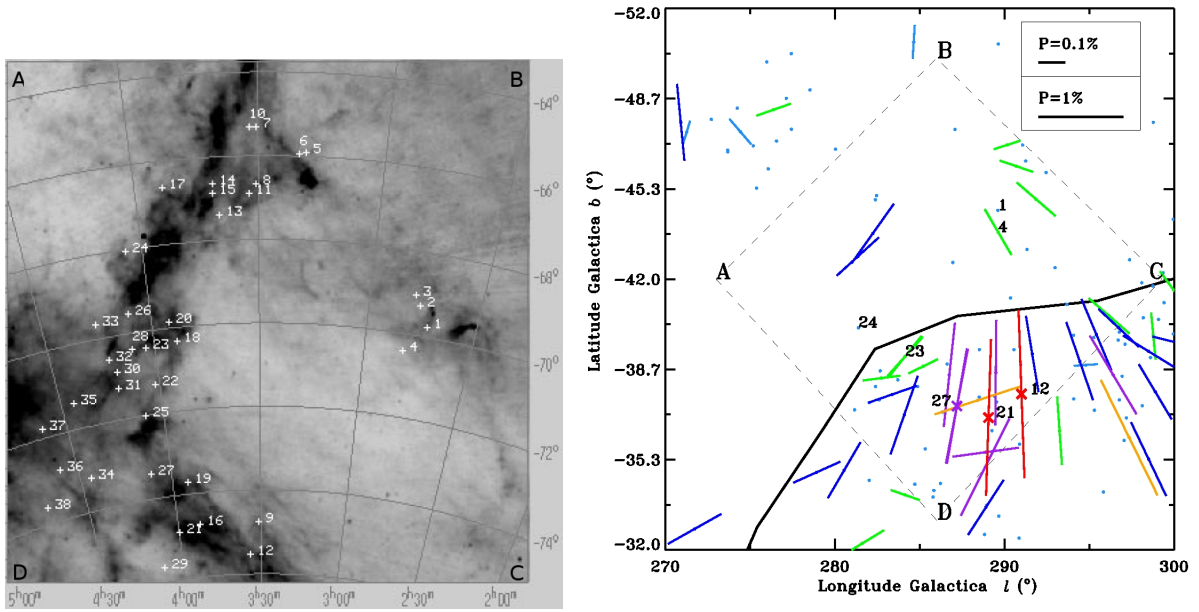


Figura 7.7: *Esquerda:* Imagem no infravermelho (*Infrared Astronomical Satellite - IRAS* 100 μm) da região do céu correspondente à localização do filamento, obtida em Penprase et al. (1998). Os números correspondem à localização das estrelas utilizadas na análise de Penprase et al. (1998). A emissão da nuvem corresponde à cor mais escura. *Direita:* Diagrama de vetores polarização na região do filamento difuso. A área retangular tracejada (limitada pelas extremidades A, B, C e D) corresponde à mesma área da imagem à esquerda. A linha contínua atravessando o diagrama corresponde ao contorno externo do suposto anel de interação entre as bolhas Local e Loop I (Egger & Aschenbach, 1995), mostrando que uma porção do filamento se localiza sobre esta área. Os números indicados sobre alguns vetores polarização fazem a correspondência com os objetos da imagem à esquerda. As três estrelas para as quais realizamos a análise da dependência espectral de P estão indicadas por \times : CPD-75°239 (12), HD 25863 (21) e HD 26595 (27). Os outros objetos indicados não possuíam polarização suficiente para fazer esta análise. A comparação entre ambas as imagens mostra que de maneira geral os vetores polarização se dispõem perpendicularmente à direção do filamento.

suficiente ($P \geq 0,4\%$) para que fosse possível realizar a análise da dependência espectral de P . Estes objetos são CPD-75°239, HD 25863 e HD 26594, identificados respectivamente por 12, 21 e 27, na amostra de Penprase et al. (1998) (figura 7.7) Os diagramas de $\theta_{gal} \times \lambda^{-1}$ e $P \times \lambda^{-1}$ para estes três objetos estão mostrados na figura 7.9. Dois destes objetos, CPD-75°239 e HD 25863 não possuem dados de paralaxe trigonométrica do Hipparcos, por isso utilizamos as distâncias fotométricas estimadas por Penprase et al. (1998): ~ 820 pc e ~ 280 pc, respectivamente. A distância trigonométrica até HD 26594 é de ~ 233 pc.

Para cada um destes objetos, analisamos a relação entre P_{max} (obtido através do ajuste da relação de Serkowski) e $E(B - V)$, obtido da análise fotométrica de Penprase et al. (1998):

- Para CPD-75°239, $P_{max} = (1,62 \pm 0,05)\%$ e $E(B - V) \approx 0,25$, sendo portanto consistente com $P \leq 2,3\%$ (equação 3.27);

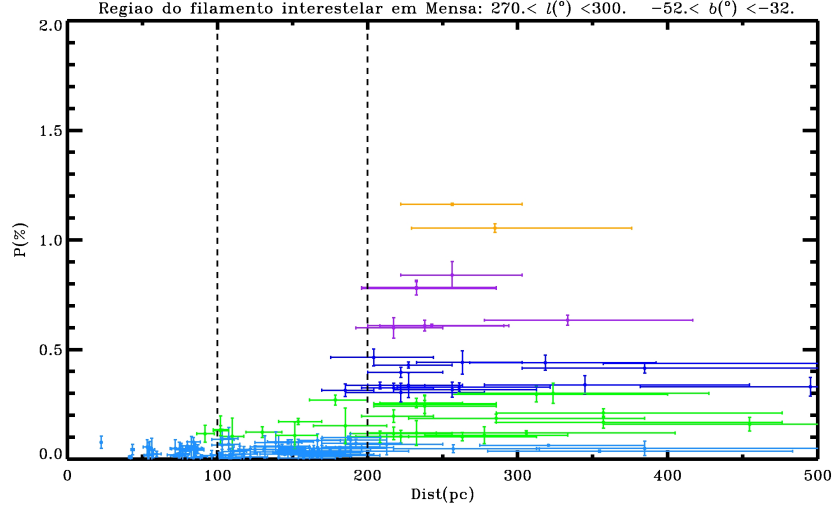


Figura 7.8: Diagrama de $P(\%) \times d(\text{pc})$ para a região do filamento interestelar difuso na direção de Mensa

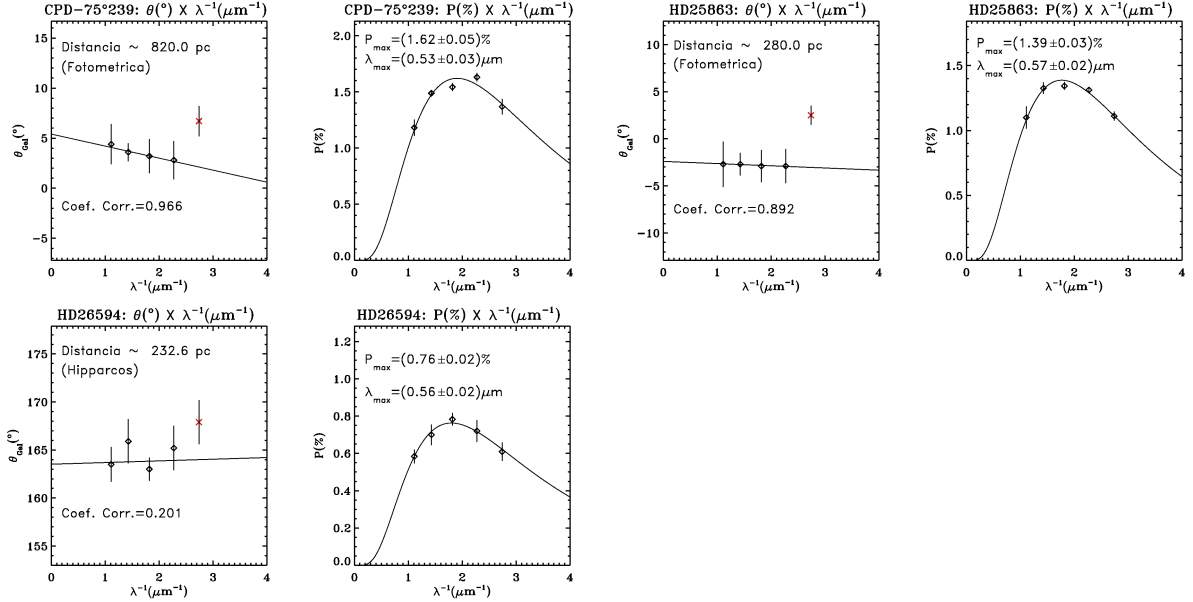


Figura 7.9: Diagramas de $\theta_{gal} \times \lambda^{-1}$ e $P \times \lambda^{-1}$ para três objetos na direção do filamento difuso em Mensa.

- Para HD 25863, $P_{max} = (1,39 \pm 0,03)\%$ e $E(B - V) \approx 0,29$, consistente com $P \leq 2,6\%$;
- Para HD 26594, $P_{max} = (0,76 \pm 0,02)\%$ e $E(B - V) \approx 0,17$, consistente com $P \leq 1,5\%$.

Os valores de λ_{max} encontrados se encontram dentro da faixa $0,53 - 0,57 \mu\text{m}$, sugerindo uma distribuição de tamanhos dos grãos com valores que são usualmente encontrados para nuvens interestelares típicas ($\lambda_{max} \approx 0,55 \mu\text{m}$).

Nos três diagramas de $\theta_{gal} \times \lambda^{-1}$ não utilizamos o ponto associado ao filtro U (indicado por \times). Notamos que em todos os casos λ^{-1} há um deslocamento deste valor de θ_{gal} em

relação à tendência geral exibida pelos ângulos associadas aos filtros BVRI. Este problema ocorreu provavelmente devido a um problema na calibração destes ângulos a partir de um objeto padrão polarizado, já que a observação destes objetos no filtro U coincidiu com noites de grande variação atmosférica. Como a faixa espectral coberta por este filtro é altamente afetada pela atmosfera, é provável que tenham ocorrido variações da faixa espectral observada entre o momento da observação das estrelas de programa e as padrões polarizadas. Daí a origem do problema da calibração do ângulo, que naturalmente afeta apenas esta grandeza, deixando o valor de $P(\%)$ inalterado, por se tratar de uma medida diferencial. Mesmo assim, a tendência exibida apenas pelos ângulos nos filtros BVRI é adequada para avaliar se há ou não rotação dos ângulos de polarização.

A análise de $\theta_{gal} \times \lambda^{-1}$ mostra que para dois dos objetos localizados imediatamente atrás da nuvem (HD 25863, em $d \approx 280$ pc e HD 26594, $d \approx 232$ pc), não há indício de rotação do ângulo de polarização. Isto indica que mesmo se houver sub-estruturas de gás e poeira na porção do filamento localizada na direção destes objetos, o campo magnético deve ser razoavelmente uniforme e o tamanho dos grãos não deve variar muito ao longo destas linhas de visada.

Notamos que a estrela CPD-75°239 apresenta uma pequena rotação do ângulo, perfazendo uma diferença de $\sim 2,5^\circ$ desde o filtro B até o filtro I. No entanto, dada a grande distância até este objeto (~ 820 pc), o mais provável é que este efeito tenha ocorrido devido à passagem da luz através de outras estruturas do meio interestelar mais ao fundo, além da posição do filamento difuso.

Estas evidências confirmam que não há quantidade significativa de material interestelar para $d < 230$ pc nesta direção, localizada sobre a parte sudeste do suposto anel de interação, corroborando os resultados observados através da análise de P em função da distância e da distribuição de $E(b - y)$ nesta área (Reis & Corradi, 2008). Concluímos novamente que o anel de interação não existe ou não possui componentes com $N_H \sim 7 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ a 70 pc do Sol, como sugerido por Egger & Aschenbach (1995).

Capítulo 8

Conclusões

Neste trabalho de pesquisa observacional, analisamos a polarização da luz das estrelas na direção da interface entre as bolhas Local e Loop I. Mais especificamente o objetivo foi verificar se a hipótese da existência de uma zona de interação limitada por um anel de material interestelar denso (Egger & Aschenbach, 1995; Breitschwerdt et al., 2000), é consistente dentro do contexto do meio interestelar local. Além disso, realizamos uma investigação mais detalhada da polarização interestelar ao longo da linha de visada de três nuvens escuras localizadas na direção da interface. Este estudo envolveu a análise da dependência da polarização com o comprimento de onda, e revelou algumas características importantes de cada estrutura.

Citamos abaixo os principais resultados obtidos.

Polarização Interestelar na interface entre as Bolhas Local e Loop I

Verificamos que as propriedades do meio interestelar são bastante diversificadas ao longo da interface. Notamos que as distâncias até as estruturas da parte oeste (~ 80 pc) são bem menores que as distâncias até as estruturas da parte leste (≥ 250 pc, onde não foi observada a transição esperada de $P \approx 0,9 - 1,3\%$). Ao mesmo tempo, as nuvens escuras que supostamente fariam parte da “parede” de interação se encontram a distâncias de ~ 120 a ~ 150 pc no interior da área anular. Portanto, claramente existe uma discrepância ao compararmos as distâncias da parte oeste e interior com as distâncias até as estruturas do extremo leste.

Além disso, as diferenças observadas nas direções dos vetores polarização entre as regiões oeste e leste não dão suporte à presença de uma única estrutura de larga escala, cuja origem estaria associada à colisão entre as bolhas. Os vetores polarização na parte oeste se encontram praticamente paralelos ao contorno anular ao passo que na parte leste os vetores polarização se dispõem paralelos ao plano Galáctico (e perpendiculares ao contorno do anel). Levando em conta o cenário em que ambas as regiões do anel teriam uma origem em comum, é natural imaginar que as propriedades entre elas sejam

semelhantes, em especial com relação à direção do campo magnético resultante da suposta colisão entre as bolhas Local e Loop I.

Analisadas em conjunto, estas evidências colocam em dúvida a existência do anel de interação proposto por Egger & Aschenbach (1995). É possível que existam histórias diferentes para a formação das estruturas observadas a oeste e leste do anel, assim como para as estruturas ao norte e ao sul. A direção dos vetores polarização na parte oeste do anel mostra que o material do meio interestelar nesta região talvez esteja associado à diversas *shells* em expansão a partir dos subgrupos de Sco-Cen. A localização mais distante das estruturas ao leste é uma consequência do alongamento da BL na direção de rotação do plano Galáctico. Os resultados da análise polarimétrica mostram que o cenário proposto por Frisch (1981, 1995) é o mais adequado para explicar as observações.

Todos os resultados desta investigação estão em acordo com a análise da distribuição do excesso de cor ($E(b-y)$) ao longo da mesma região (Reis & Corradi, 2008). A correlação entre ambos os resultados reafirma a utilidade de se utilizar os efeitos da poeira interestelar sobre a luz das estrelas como uma maneira de se realizar um diagnóstico da morfologia e das condições do meio interestelar local.

Dependência Espectral da Polarização na direção das Nuvens Escuras

Os resultados da análise P em função de λ na direção de R CrA, Saco de Carvão e do filamento difuso em Mensa ainda são preliminares, e mais dados polarimétricos são necessários para se concluir o estudo. Mesmo assim alguns resultados interessantes e consistentes foram encontrados. Assim temos:

- R CrA: Os vetores polarização nesta área do céu se distribuem aproximadamente paralelos ao filamento associado à nuvem molecular. Esta evidência, além do próprio formato da nuvem e sua velocidade relativa apontam para uma possível conexão com a expansão da *shell* do subgrupo UCL de Sco-Cen (Harju et al., 1993). O estudo dos diagramas de $\theta_{gal} \times \lambda^{-1}$ e $P \times \lambda^{-1}$ para três objetos localizados imediatamente atrás da nuvem mostraram valores de λ_{max} de $\sim 0,5$ a $\sim 0,6\mu\text{m}$, consistentes com a análise de Vrba et al. (1981). Além disso apenas um objeto (HD 176269) apresentou uma rotação apreciável do ângulo de polarização, consistente com a localização desta estrela imediatamente atrás da porção mais densa da nuvem, que é bastante fragmentada e apresenta múltiplas sub-condensações;
- Saco de Carvão: A análise da dependência espectral de P para nove objetos distribuídos ao longo desta nuvem escura revelou que a maior parte das estrelas não apresenta rotação do ângulo de polarização. Esta evidência é consistente com a visão de Corradi et al. (1997, 2004), na qual a forma da nuvem consiste de uma estrutura laminar disposta perpendicularmente ao plano Galáctico. Apenas um objeto (HIP 61808) apresenta claramente algum grau de rotação do ângulo, provavelmente associado a sub-estruturas presentes ao longo da linha de visada nesta direção. Os valores de λ_{max} se concentram predominantemente na faixa $0,58 - 0,62\mu\text{m}$, com pouca dispersão, revelando que o tamanho dos grãos na nuvem é ligeiramente maior que o tamanho típico encontrado no meio interestelar (correspondente a $\lambda_{max} \approx 0,55\mu\text{m}$).

- Filamento interestelar na direção da constelação de Mensa: A maior parte dos vetores polarização nesta direção encontram-se aproximadamente perpendiculares ao filamento. Este pode ser um indício do colapso da nuvem ao longo das linhas de campo magnético, no entanto, mais dados são necessários para se confirmar esta evidência. Nossa distância sugerida de ~ 200 pc é consistente com a distância de $d = 230 \pm 30$ pc proposta por Penprase et al. (1998). Dos três objetos para os quais analisamos a dependência espectral de P , apenas um (CPD-75°239) apresenta uma pequena rotação do ângulo de polarização. No entanto, a distância até este objeto (~ 820 pc) nos leva a acreditar que este efeito seja devido à passagem da luz por outras estruturas localizadas mais ao fundo.

Considerações para o futuro

No futuro, pretendemos refinar esta análise utilizando dados de distância mais acurados. Em particular, a missão astrométrica GAIA, um projeto da Agência Espacial Européia (ESA), deverá fornecer distâncias com precisão de cerca de 20% para objetos localizados a distâncias do Sol até o centro Galáctico. Em termos da estrutura do meio interestelar local, estes dados representarão uma verdadeira revolução na maneira de mapear sua morfologia, quando aliado a técnicas de medida do conteúdo de gás e poeira, como por exemplo medidas do excesso de cor, polarização, e colunas de densidade de gás neutro. A previsão de lançamento do satélite é para o segundo semestre de 2011.

Além disso, atualmente pretendemos estender a análise polarimétrica para outras regiões do meio interestelar local, como uma maneira de criar uma visão global e consistente das estruturas e do campo magnético Galáctico nas proximidades do Sol. Mesmo assim, na própria região da interface entre as Bolhas Local e Loop I, muitas áreas ainda carecem de dados polarimétricos e uma boa cobertura espacial. Esta análise detalhada é fundamental para se estabelecer uma imagem sólida da distribuição do material interestelar local, dada a complexidade e a dinâmica dos processos físicos envolvidos. A busca de mapas observacionais precisos é essencial para se ajustar os modelos de formação e evolução das estruturas locais.

Pretendemos também refinar a análise da dependência espectral da polarização para as três nuvens escuras mencionadas, através da obtenção de novos dados polarimétricos e com maior precisão nas medidas. Esta análise fornece resultados interessantes em relação às estruturas presentes ao longo da linha de visada e referentes ao tamanho médio dos grãos de poeira. Outra possibilidade é realizar medidas de polarização circular ao longo das direções onde são observados os efeitos de rotação do ângulo de polarização, já que a passagem da luz através de mais de uma estrutura do meio interestelar deve introduzir uma componente fraca de polarização circular. A análise conjunta de dados de polarização linear e circular pode fornecer resultados importantes relacionados à composição química dos grãos de poeira.

Apêndice A

Dados Polarimétricos

Na tabela A-1 mostramos todos os dados polarimétricos coletados no LNA, utilizados no desenvolvimento deste trabalho. Especificamos o nome da estrela, as coordenadas equatoriais (α e δ), as coordenadas Galácticas (l e b), o filtro utilizado, o valor do grau de polarização (P) e do erro (ΔP), os valores dos ângulos de posição equatoriais (θ_{EQ}) e Galácticos (θ_{GAL}) e o erro associado ($\Delta\theta$). Os parâmetros polarimétricos foram obtidos utilizando o método descrito no capítulo 4.

Tabela A-1: Dados polarimétricos utilizados neste trabalho.

Estrela	α_{2000} (h m s)	δ_{2000} ($^{\circ}$ ' ")	$l(^{\circ})$	$b(^{\circ})$	Filtro	$P(\%)$	$\Delta P(\%)$	$\theta_{EQ}(^{\circ})$	$\theta_{GAL}(^{\circ})$	$\Delta\theta(^{\circ})$
HD224746	00 00 18,333	-23 27 09,70	47,760	-77,879	U	0,090	0,076	133,5	23,2	24,2
HD224746	00 00 18,333	-23 27 09,70	47,760	-77,879	B	0,040	0,053	44,5	114,2	38,0
HD224746	00 00 18,333	-23 27 09,70	47,760	-77,879	V	0,063	0,064	135,6	25,3	29,1
HD224746	00 00 18,333	-23 27 09,70	47,760	-77,879	R	0,146	0,078	18,6	88,3	15,3
HD224746	00 00 18,333	-23 27 09,70	47,760	-77,879	I	0,050	0,040	87,3	157,0	22,9
HD164245	18 01 48,298	-36 22 40,31	355,277	-6,689	U	0,594	0,081	144,6	25,7	4,1
HD164245	18 01 48,298	-36 22 40,31	355,277	-6,689	B	0,699	0,025	145,1	26,2	1,0
HD164245	18 01 48,298	-36 22 40,31	355,277	-6,689	V	0,772	0,043	149,3	30,4	1,9
HD164245	18 01 48,298	-36 22 40,31	355,277	-6,689	R	0,658	0,104	150,8	31,9	4,6
HD164245	18 01 48,298	-36 22 40,31	355,277	-6,689	I	0,668	0,031	153,1	34,2	1,7
HD170867	18 33 23,088	-38 43 12,12	355,998	-13,331	U	0,301	0,053	129,4	15,2	5,2
HD170867	18 33 23,088	-38 43 12,12	355,998	-13,331	B	0,454	0,082	119,2	5,0	5,2
HD170867	18 33 23,088	-38 43 12,12	355,998	-13,331	V	0,293	0,023	120,6	6,4	2,5
HD170867	18 33 23,088	-38 43 12,12	355,998	-13,331	R	0,409	0,106	124,3	10,1	7,4
HD170867	18 33 23,088	-38 43 12,12	355,998	-13,331	I	0,226	0,041	109,0	174,8	5,3
HD178322	19 09 57,654	-41 53 32,12	355,552	-20,975	U	0,417	0,065	177,3	69,1	4,7
HD178322	19 09 57,654	-41 53 32,12	355,552	-20,975	B	0,479	0,085	5,8	77,6	5,1
HD178322	19 09 57,654	-41 53 32,12	355,552	-20,975	V	0,317	0,026	9,0	80,8	2,5
HD178322	19 09 57,654	-41 53 32,12	355,552	-20,975	R	0,232	0,076	179,5	71,3	9,4
HD178322	19 09 57,654	-41 53 32,12	355,552	-20,975	I	0,369	0,079	178,2	70,0	6,2
HD202389	21 16 59,888	-46 03 45,41	353,880	-44,005	V	0,050	0,024	123,8	28,7	13,8
HD202501	21 17 52,543	-48 43 05,75	350,192	-43,855	V	0,035	0,010	116,4	18,6	8,3
HD202612	21 18 25,563	-45 17 24,66	354,923	-44,319	V	0,172	0,028	161,8	67,2	4,8
HD202996	21 20 50,862	-45 48 39,16	354,142	-44,695	V	0,027	0,053	120,1	24,5	56,2
HD203010	21 21 16,601	-49 56 17,69	348,398	-44,217	V	0,104	0,029	59,5	139,8	8,1
HD203548	21 24 20,844	-46 36 52,94	352,919	-45,208	V	0,015	0,029	8,1	91,0	55,4
HIP12654	02 42 35,590	-79 47 02,82	297,063	-36,043	V	0,023	0,013	19,7	168,8	16,2
HIP1777	00 22 34,169	-61 02 05,47	309,137	-55,744	V	0,026	0,036	11,0	22,5	39,7
HIP1973	00 24 57,966	-62 12 22,88	308,261	-54,647	V	0,079	0,023	45,0	55,2	8,4
HIP2743	00 35 02,811	-63 41 42,46	305,976	-53,337	V	0,098	0,088	113,5	119,6	25,7
HIP3351	00 42 41,382	-65 36 30,58	304,383	-51,495	V	0,044	0,014	26,8	29,9	9,2
HIP7696	01 39 04,368	-79 18 34,33	300,164	-37,561	V	0,043	0,013	82,3	68,9	8,8
HIP8866	01 54 06,090	-77 29 28,24	298,610	-39,106	V	0,050	0,018	149,4	131,4	10,4
HIP9140	01 57 48,888	-78 45 49,01	298,891	-37,839	V	0,314	0,029	62,4	43,6	2,8
HD161649	17 48 11,256	-34 34 55,00	355,450	-3,391	U	1,117	0,184	162,1	41,2	4,9
HD161649	17 48 11,256	-34 34 55,00	355,450	-3,391	B	1,512	0,043	163,6	42,7	1,0
HD161649	17 48 11,256	-34 34 55,00	355,450	-3,391	V	1,545	0,038	163,4	42,5	0,8
HD161649	17 48 11,256	-34 34 55,00	355,450	-3,391	R	1,463	0,055	163,7	42,8	1,2
HD161649	17 48 11,256	-34 34 55,00	355,450	-3,391	I	1,254	0,044	164,1	43,2	1,2
HIP113293	22 56 30,643	-76 47 52,17	310,993	-38,475	V	0,084	0,036	70,7	103,8	12,3
HIP113382	22 57 46,020	-70 35 56,27	315,549	-43,638	V	0,423	0,036	131,6	167,4	2,4

Estrela	$\alpha_{2000}(\text{h m s})$	$\delta_{2000}(\text{° ' ''})$	$l(\text{°})$	$b(\text{°})$	Filtro	$P(\%)$	$\Delta P(\%)$	$\theta_{EQ}(\text{°})$	$\theta_{GAL}(\text{°})$	$\Delta\theta(\text{°})$
HIP1425	00 17 49,231	-79 13 56,60	304,911	-37,766	V	0,029	0,029	28,7	38,2	28,6
HIP1623	00 20 16,901	-77 13 21,36	305,167	-39,770	V	0,015	0,015	167,0	176,0	28,6
HIP446	00 05 22,226	-79 15 13,51	305,626	-37,632	V	0,049	0,032	158,6	171,6	18,7
HIP648	00 08 00,347	-78 35 55,53	305,652	-38,299	V	0,079	0,024	107,6	119,9	8,7
HD173891	18 49 21,018	-36 38 07,49	359,268	-15,402	U	0,437	0,078	92,8	160,2	5,1
HD173891	18 49 21,018	-36 38 07,49	359,268	-15,402	B	0,361	0,030	100,2	167,6	2,4
HD176269	19 01 03,248	-37 03 39,23	359,764	-17,734	U	0,359	0,051	115,9	4,9	4,1
HD176269	19 01 03,248	-37 03 39,23	359,764	-17,734	B	0,320	0,025	113,3	2,3	2,2
HD176269	19 01 03,248	-37 03 39,23	359,764	-17,734	V	0,484	0,042	115,1	4,1	2,5
HD176269	19 01 03,248	-37 03 39,23	359,764	-17,734	R	0,438	0,042	111,7	0,7	2,7
HD176269	19 01 03,248	-37 03 39,23	359,764	-17,734	I	0,340	0,030	107,8	176,8	2,5
HD176723	19 03 17,696	-38 15 11,33	358,755	-18,570	U	0,161	0,082	21,1	90,8	14,6
HD176723	19 03 17,696	-38 15 11,33	358,755	-18,570	B	0,069	0,024	137,3	27,0	10,0
HD176723	19 03 17,696	-38 15 11,33	358,755	-18,570	V	0,045	0,021	18,2	87,9	13,4
HD176723	19 03 17,696	-38 15 11,33	358,755	-18,570	R	0,017	0,036	148,1	37,8	60,7
HD176723	19 03 17,696	-38 15 11,33	358,755	-18,570	I	0,058	0,027	63,3	133,0	13,3
HIP14571	03 08 08,275	-61 08 59,53	278,532	-48,997	V	0,049	0,033	137,6	88,0	19,3
HIP14828	03 11 28,621	-74 39 56,03	291,636	-39,237	V	0,336	0,016	56,0	14,8	1,4
HIP15120	03 14 57,478	-69 46 57,89	286,956	-42,617	V	0,019	0,037	18,4	153,3	55,8
HIP15272	03 17 00,645	-63 19 49,87	280,036	-46,805	V	0,054	0,017	158,5	108,0	9,0
HIP15438	03 18 57,704	-73 59 10,45	290,560	-39,396	V	0,036	0,024	28,5	164,8	19,1
HIP15528	03 20 03,784	-60 29 41,70	276,392	-48,261	V	0,171	0,014	156,2	102,4	2,3
HIP16190	03 28 33,784	-80 42 32,43	295,838	-34,140	V	0,013	0,083	129,2	86,3	182,9
HIP10116	02 10 08,231	-64 21 18,30	289,635	-50,693	V	0,044	0,051	92,3	64,1	33,2
HIP103953	21 03 46,916	-68 04 18,49	326,058	-37,188	V	0,007	0,037	1,2	70,6	151,4
HIP104018	21 04 23,679	-77 32 43,16	315,410	-33,399	V	1,090	0,016	53,5	116,6	0,4
HIP104299	21 07 45,922	-67 55 13,13	326,068	-37,590	V	0,053	0,042	43,6	112,1	22,7
HIP104453	21 09 33,259	-79 16 25,60	313,444	-32,814	V	0,016	0,013	43,1	103,8	23,3
HIP104840	21 14 17,783	-70 51 28,98	322,393	-36,951	V	0,032	0,026	147,5	32,2	23,3
HIP109198	22 07 14,825	-74 05 10,52	316,234	-38,502	V	0,025	0,030	18,6	66,9	34,4
HIP109260	22 08 08,746	-66 29 50,27	323,949	-43,372	V	0,010	0,024	162,5	35,7	68,8
HIP109488	22 10 49,668	-55 27 25,68	337,259	-49,579	V	0,032	0,015	176,0	58,3	13,4
HIP109494	22 10 52,452	-71 58 32,81	318,048	-40,100	V	0,158	0,024	172,5	41,1	4,4
HIP317	00 04 00,799	-80 23 42,42	305,376	-36,507	V	0,050	0,015	177,3	10,4	8,6
HIP4479	00 57 21,353	-76 33 14,21	302,479	-40,569	V	0,142	0,014	74,1	72,4	2,8
HIP4638	00 59 33,908	-75 48 52,73	302,269	-41,303	V	0,013	0,019	102,1	99,7	41,9
HIP5228	01 06 51,145	-81 38 55,84	302,246	-35,459	V	0,540	0,021	86,0	81,8	1,1
HIP52	00 00 35,254	-77 01 12,42	306,618	-39,742	V	0,298	0,019	86,2	101,0	1,8
HIP5479	01 10 07,767	-77 12 23,42	301,585	-39,873	V	0,059	0,026	174,7	169,3	12,6
HIP57	00 00 40,320	-69 40 33,47	309,334	-46,816	V	0,050	0,011	63,7	80,3	6,3
HIP6256	01 20 14,291	-72 44 57,43	299,959	-44,212	V	0,016	0,013	135,2	126,2	23,3
HIP7098	01 31 29,492	-74 36 40,84	299,359	-42,238	V	0,017	0,009	143,8	131,7	15,2
HIP8273	01 46 37,645	-74 44 19,47	298,097	-41,867	V	0,041	0,016	110,5	93,9	11,2
HIP93308	19 00 17,758	-55 00 56,09	341,478	-23,161	V	0,089	0,014	47,6	122,9	4,5
HIP93496	19 02 26,704	-79 12 55,10	315,054	-27,125	V	0,032	0,035	20,0	107,2	31,3
HIP93547	19 03 12,231	-56 59 48,00	339,488	-24,034	V	0,031	0,018	47,7	124,4	16,6
HIP93953	19 07 47,442	-68 53 01,55	326,634	-26,630	V	0,087	0,011	179,4	82,6	3,6
HIP94154	19 09 54,554	-68 17 58,89	327,309	-26,754	V	0,051	0,021	131,5	34,9	11,8
HIP101515	20 34 16,532	-43 26 52,29	357,325	-36,432	V	0,091	0,019	171,1	76,4	6,0
HIP98449	20 00 11,791	-48 44 54,35	350,282	-31,081	V	0,072	0,034	139,8	42,9	13,5
HIP98539	20 01 04,750	-42 10 11,43	357,869	-30,231	V	0,027	0,028	149,8	49,2	29,7
HIP98579	20 01 26,780	-40 48 51,61	359,422	-30,040	V	0,039	0,022	128,5	27,2	16,2
HIP98864	20 04 36,572	-35 12 51,11	5,872	-29,417	V	0,045	0,014	133,0	29,0	8,9
HD174291	18 51 40,707	-40 35 07,66	355,627	-17,299	U	0,383	0,019	120,3	9,1	1,7
HD174291	18 51 40,707	-40 35 07,66	355,627	-17,299	B	0,470	0,059	122,1	10,9	3,6
HD174291	18 51 40,707	-40 35 07,66	355,627	-17,299	V	0,468	0,019	121,7	10,5	1,2
HD174291	18 51 40,707	-40 35 07,66	355,627	-17,299	R	0,469	0,039	120,8	9,6	2,4
HD174291	18 51 40,707	-40 35 07,66	355,627	-17,299	I	0,327	0,095	124,8	13,6	8,3
HD175626	18 57 58,481	-38 10 08,63	358,449	-17,562	U	0,029	0,047	55,3	124,2	46,4
HD175626	18 57 58,481	-38 10 08,63	358,449	-17,562	B	0,082	0,019	146,1	35,0	6,6
HD175626	18 57 58,481	-38 10 08,63	358,449	-17,562	V	0,055	0,032	66,3	135,2	16,7
HD175626	18 57 58,481	-38 10 08,63	358,449	-17,562	R	0,033	0,042	21,0	89,9	36,5
HD175626	18 57 58,481	-38 10 08,63	358,449	-17,562	I	0,100	0,050	22,3	91,2	14,3
HD180546	19 18 43,288	-39 32 52,23	358,498	-21,829	U	0,068	0,047	105,8	178,0	19,8
HD180546	19 18 43,288	-39 32 52,23	358,498	-21,829	B	0,024	0,028	84,2	156,4	33,4
HD180546	19 18 43,288	-39 32 52,23	358,498	-21,829	V	0,030	0,024	105,0	177,2	22,9
HD180546	19 18 43,288	-39 32 52,23	358,498	-21,829	R	0,068	0,039	53,4	125,6	16,4
HD180546	19 18 43,288	-39 32 52,23	358,498	-21,829	I	0,033	0,042	86,9	159,1	36,5
HD182708	19 27 43,296	-40 05 49,97	358,480	-23,642	U	0,021	0,051	101,8	175,4	69,6
HD182708	19 27 43,296	-40 05 49,97	358,480	-23,642	B	0,052	0,025	132,2	25,8	13,8
HD182708	19 27 43,296	-40 05 49,97	358,480	-23,642	V	0,034	0,007	15,8	89,4	5,9
HD182708	19 27 43,296	-40 05 49,97	358,480	-23,642	R	0,038	0,038	74,7	148,3	28,6
HD182708	19 27 43,296	-40 05 49,97	358,480	-23,642	I	0,085	0,043	52,9	126,5	14,5
HIP10548	02 15 51,737	-69 25 55,38	292,451	-45,940	V	0,078	0,021	115,3	87,9	7,7
HIP10548	02 15 51,737	-69 25 55,38	292,451	-45,940	V	0,006	0,045	18,1	170,7	214,9
HIP10862	02 19 47,018	-68 05 03,76	291,067	-46,956	V	0,030	0,025	50,8	21,4	23,9
HIP11302	02 25 29,630	-67 46 07,49	290,155	-46,958	V	0,102	0,019	132,7	101,4	5,3
HIP11852	02 32 58,930	-72 41 14,74	292,980	-42,423	V	0,077	0,028	75,4	44,3	10,4
HIP12418	02 39 50,959	-66 07 06,09	287,078	-47,535	V	0,048	0,031	1,4	144,5	18,5
HIP12747	02 43 52,144	-76 28 11,15	294,798	-38,829	V	0,079	0,010	125,0	92,4	3,6
HIP16797	03 36 12,245	-73 58 25,75	289,489	-38,547	V	0,599	0,047	47,6	179,1	2,2
HIP4869	01 02 36,897	-77 33 03,69	302,151	-39,560	V	0,377	0,031	93,6	90,4	2,4
HIP5112	01 05 31,305	-77 35 04,79	301,951	-39,517	V	0,240	0,020	105,9	101,8	2,4
HIP6184	01 19 20,917	-76 08 56,46	300,728	-40,860	V	0,042	0,017	12,9	4,7	11,6
HIP8559	01 50 24,311	-73 46 13,28	297,377	-42,716	V	0,068	0,049	64,1	46,1	20,6
HIP106213	21 30 47,930	-62 10 03,37	331,786	-42,024	V	0,028	0,038	141,4	28,3	38,9
HIP10834	02 19 25,262	-61 56 17,27	286,211	-52,239	V	0,087	0,059	26,6	173,6	19,4
HIP110567	22 23 55,563	-65 21 14,10	323,790	-45,343	V	0,036	0,043	38,0	87,5	34,2
HIP111690	22 37 31,687	-65 33 57,07	322,194	-46,237	V	0,267	0,043	153,4	18,6	4,6
HIP112429	22 46 23,258	-75 25 19,78	312,643	-39,256	V	0,071	0,034	142,1	178,7	13,7

Estrela	$\alpha_{2000}(\text{h m s})$	$\delta_{2000}(\text{° ' ''})$	$l(\text{°})$	$b(\text{°})$	Filtro	$P(\%)$	$\Delta P(\%)$	$\theta_{EQ}(\text{°})$	$\theta_{GAL}(\text{°})$	$\Delta\theta(\text{°})$
HIP112791	22 50 28,285	-59 31 31,89	327,173	-51,529	V	0,030	0,040	109,6	155,7	38,2
HIP112848	22 51 11,691	-59 05 50,50	327,569	-51,892	V	0,113	0,026	50,3	96,6	6,6
HIP11364	02 26 23,348	-68 38 07,23	290,705	-46,174	V	0,159	0,031	109,1	77,9	5,6
HIP1258	00 15 47,017	-66 55 26,61	308,334	-49,829	V	0,108	0,025	151,2	163,5	6,6
HIP15644	03 21 24,279	-61 29 17,09	277,440	-47,541	V	0,018	0,057	60,3	6,9	90,7
HIP15910	03 24 52,722	-68 20 04,38	284,689	-42,954	V	0,116	0,039	86,3	37,3	9,6
HIP17628	03 46 36,885	-74 30 28,62	289,428	-37,663	V	0,090	0,046	140,4	89,3	14,6
HIP2111	00 26 48,875	-67 43 17,00	306,502	-49,236	V	0,076	0,038	145,4	153,8	14,3
HIP3120	00 39 41,141	-71 06 13,03	304,301	-45,993	V	0,029	0,035	142,1	145,9	34,6
HIP610	00 07 25,900	-77 29 39,08	305,996	-39,371	V	0,291	0,030	127,4	140,1	3,0
HIP6446	01 22 48,072	-69 04 48,45	298,774	-47,794	V	0,029	0,022	35,3	24,9	21,7
HIP7623	01 38 11,749	-67 34 12,49	296,173	-48,940	V	0,117	0,029	85,3	69,4	7,1
HIP8185	01 45 11,259	-60 23 17,17	291,235	-55,503	V	0,072	0,076	3,5	162,1	30,2
HIP8351	01 47 40,095	-76 46 48,75	298,780	-39,891	V	0,123	0,024	25,0	8,6	5,6
HIP8407	01 48 28,035	-64 21 09,35	293,036	-51,666	V	0,103	0,029	128,4	107,7	8,1
HD178558	19 10 47,877	-38 54 34,12	358,625	-20,171	U	0,036	0,045	113,9	4,8	35,8
HD178558	19 10 47,877	-38 54 34,12	358,625	-20,171	B	0,065	0,062	61,5	132,4	27,3
HD178558	19 10 47,877	-38 54 34,12	358,625	-20,171	V	0,029	0,028	15,8	86,7	27,7
HD178558	19 10 47,877	-38 54 34,12	358,625	-20,171	R	0,022	0,059	114,9	5,8	76,8
HD178558	19 10 47,877	-38 54 34,12	358,625	-20,171	I	0,291	0,045	3,9	74,8	4,4
HIP112975	22 52 48,124	-64 54 28,78	321,140	-47,810	V	0,230	0,032	144,2	5,2	4,0
HIP11303	02 25 30,167	-70 06 06,77	291,869	-44,952	V	0,270	0,023	91,6	61,5	2,4
HIP11629	02 30 04,852	-75 47 04,52	295,264	-39,840	V	0,056	0,045	38,0	9,1	23,0
HIP11715	02 31 13,261	-78 22 00,24	296,775	-37,542	V	0,033	0,015	159,2	130,9	13,0
HIP1404	00 17 34,509	-69 52 42,35	307,188	-46,969	V	0,046	0,026	102,9	114,0	16,2
HIP5066	01 04 49,172	-78 17 51,90	302,062	-38,808	V	0,169	0,021	77,9	74,1	3,6
HIP804	00 09 56,440	-78 35 26,16	305,535	-38,327	V	0,023	0,027	123,6	135,4	33,6
HIP8485	01 49 22,657	-72 24 42,75	296,898	-44,031	V	0,109	0,038	66,9	48,9	10,0
HD172952	18 44 40,103	-38 07 42,74	357,468	-15,121	U	0,022	0,024	70,7	137,8	31,3
HD172952	18 44 40,103	-38 07 42,74	357,468	-15,121	B	0,005	0,017	53,7	120,8	97,4
HD172952	18 44 40,103	-38 07 42,74	357,468	-15,121	V	0,038	0,045	137,1	24,2	33,9
HD172952	18 44 40,103	-38 07 42,74	357,468	-15,121	R	0,096	0,033	97,0	164,1	10,0
HD172952	18 44 40,103	-38 07 42,74	357,468	-15,121	I	0,136	0,052	23,1	90,2	11,2
HD172993	18 44 59,230	-39 45 00,42	355,941	-15,802	U	0,120	0,028	64,2	131,8	6,7
HD172993	18 44 59,230	-39 45 00,42	355,941	-15,802	B	0,027	0,042	55,8	123,4	44,6
HD172993	18 44 59,230	-39 45 00,42	355,941	-15,802	V	0,060	0,048	66,3	133,9	23,0
HD172993	18 44 59,230	-39 45 00,42	355,941	-15,802	R	0,048	0,025	30,4	98,0	15,0
HD172993	18 44 59,230	-39 45 00,42	355,941	-15,802	I	0,355	0,124	5,0	72,6	10,2
HD176498	19 02 25,915	-41 16 20,35	355,693	-19,442	B	0,106	0,027	146,2	36,7	7,3
HD176498	19 02 25,915	-41 16 20,35	355,693	-19,442	V	0,017	0,034	126,6	17,1	57,3
HD176498	19 02 25,915	-41 16 20,35	355,693	-19,442	R	0,032	0,028	156,5	47,0	25,2
HD176498	19 02 25,915	-41 16 20,35	355,693	-19,442	I	0,077	0,092	52,0	122,5	34,3
HD183504	19 31 47,939	-42 25 46,66	356,240	-25,007	U	0,095	0,047	88,7	163,9	14,2
HD183504	19 31 47,939	-42 25 46,66	356,240	-25,007	B	0,056	0,024	100,4	175,6	12,3
HD183504	19 31 47,939	-42 25 46,66	356,240	-25,007	V	0,040	0,012	87,5	162,7	8,7
HD183504	19 31 47,939	-42 25 46,66	356,240	-25,007	R	0,083	0,032	93,8	169,0	11,1
HD183504	19 31 47,939	-42 25 46,66	356,240	-25,007	I	0,064	0,056	17,7	92,9	25,1
HD184142	19 34 51,485	-41 09 18,42	357,762	-25,232	U	0,175	0,053	80,7	155,8	8,7
HD184142	19 34 51,485	-41 09 18,42	357,762	-25,232	B	0,236	0,026	78,5	153,6	3,2
HD184142	19 34 51,485	-41 09 18,42	357,762	-25,232	V	0,247	0,023	70,6	145,7	3,2
HD184142	19 34 51,485	-41 09 18,42	357,762	-25,232	R	0,233	0,022	72,0	147,1	3,2
HD184142	19 34 51,485	-41 09 18,42	357,762	-25,232	I	0,156	0,109	59,6	134,7	20,1
HIP111725	22 37 53,205	-69 16 58,88	318,521	-43,581	V	0,055	0,040	86,5	129,0	20,9
HIP111804	22 38 45,777	-53 43 53,16	336,283	-53,934	V	0,057	0,019	127,4	3,2	9,7
HIP111876	22 39 40,845	-78 05 57,80	310,991	-36,885	V	0,051	0,033	13,5	50,7	18,6
HIP112113	22 42 35,304	-73 14 32,44	314,651	-40,824	V	0,056	0,024	111,5	150,3	12,4
HIP112201	22 43 28,806	-64 48 43,17	322,317	-47,212	V	0,057	0,043	124,7	168,7	21,7
HIP112265	22 44 20,800	-74 49 14,28	313,248	-39,657	V	0,036	0,078	62,5	100,0	62,1
HIP112391	22 45 47,886	-74 46 26,35	313,187	-39,752	V	0,027	0,015	86,1	123,2	16,0
HIP112732	22 49 47,206	-76 20 59,40	311,728	-38,626	V	0,021	0,025	101,4	136,6	34,1
HIP112753	22 50 05,051	-66 03 01,69	320,348	-46,763	V	0,073	0,021	154,2	15,2	8,4
HIP112826	22 50 54,521	-62 48 52,86	323,491	-49,225	V	0,044	0,029	173,4	36,6	19,0
HIP112828	22 50 58,811	-76 47 23,15	311,333	-38,305	V	0,115	0,044	125,3	160,0	11,1
HIP113019	22 53 16,091	-63 45 53,75	322,217	-48,702	V	0,076	0,025	127,5	169,2	9,6
HIP113118	22 54 28,078	-74 51 53,56	312,518	-40,010	V	0,059	0,009	131,5	166,1	4,7
HIP113138	22 54 39,890	-67 36 43,64	318,401	-45,851	V	0,041	0,037	15,1	53,7	26,0
HIP11464	02 27 51,127	-77 25 06,79	296,409	-38,462	V	0,634	0,023	71,2	43,5	2,0
HIP12173	02 36 51,545	-79 48 50,36	297,353	-36,145	V	1,163	0,005	67,4	38,1	1,7
HIP12548	02 41 27,280	-71 27 45,05	291,332	-43,102	V	0,055	0,033	151,5	117,2	17,3
HIP12949	02 46 32,267	-76 11 36,59	294,435	-38,974	V	0,429	0,014	62,1	28,7	1,9
HIP14180	03 02 51,054	-72 27 26,09	290,359	-41,310	V	0,024	0,036	22,0	162,0	43,0
HIP14311	03 04 36,139	-77 09 57,70	294,082	-37,578	V	0,049	0,039	7,7	149,6	22,9
HIP1531	00 19 05,425	-77 59 20,21	305,091	-39,003	V	0,158	0,049	85,5	94,8	9,1
HIP15641	03 21 22,978	-74 35 39,32	290,952	-38,844	V	0,053	0,020	17,2	153,1	10,9
HIP16140	03 27 58,506	-77 36 47,72	293,248	-36,402	V	0,256	0,021	50,8	6,5	2,9
HIP16650	03 34 13,389	-72 50 44,29	288,521	-39,399	V	0,060	0,019	179,9	131,2	9,3
HIP1937	00 24 26,620	-78 15 01,38	304,691	-38,786	V	0,023	0,032	114,1	121,8	39,9
HIP2615	00 33 12,100	-78 39 54,53	304,075	-38,423	V	0,463	0,031	109,0	114,2	2,5
HIP647	00 07 59,390	-78 12 39,57	305,759	-38,678	V	0,358	0,055	117,5	129,9	4,7
HIP75211	15 22 11,635	-05 36 18,63	356,688	41,024	V	0,707	0,101	78,0	124,2	4,1
HIP75310	15 23 11,078	-10 29 13,66	352,470	37,388	V	0,039	0,071	162,8	26,3	52,2
HIP75368	15 24 04,978	-14 18 36,79	349,471	34,427	V	1,099	0,123	73,3	115,1	3,2
HIP75985	15 31 02,961	-18 50 11,64	347,404	29,931	V	0,609	0,120	57,1	98,3	5,6
HIP76363	15 35 47,413	-12 51 32,93	353,170	33,537	V	0,179	0,128	44,9	89,5	20,5
HIP76517	15 37 37,995	-09 02 41,88	356,873	35,880	V	0,740	0,096	81,2	128,0	3,7
HIP88216	18 00 57,187	-02 34 44,10	24,784	10,006	V	0,996	0,056	65,6	127,5	1,6
HIP88324	18 02 17,883	+00 06 15,09	27,355	10,965	V	0,036	0,022	108,9	171,2	17,5
HIP88329	18 02 22,853	-05 44 07,07	22,141	8,195	V	0,056	0,035	93,8	155,3	17,9
HIP88376	18 02 47,457	-01 20 10,98	26,117	10,184	V	1,493	0,026	84,8	146,9	0,5
HIP88843	18 08 08,642	-07 07 11,65	21,602	6,276	V	0,866	0,052	101,2	162,8	1,7

Estrela	$\alpha_{2000}(\text{h m s})$	$\delta_{2000}(\text{° } ' '')$	$l(\text{°})$	$b(\text{°})$	Filtro	$P(\%)$	$\Delta P(\%)$	$\theta_{EQ}(\text{°})$	$\theta_{GAL}(\text{°})$	$\Delta\theta(\text{°})$
HIP93764	19 05 42,981	+04 16 42,68	38,368	-1,217	V	0,139	0,008	65,8	128,5	1,6
HIP1462	00 18 16,642	-75 39 47,78	305,655	-41,289	V	0,325	0,034	130,2	140,0	3,0
HIP1914	00 24 13,361	-75 40 45,89	305,168	-41,331	V	0,021	0,038	80,8	88,9	51,8
HIP2127	00 26 58,601	-75 47 02,46	304,926	-41,250	V	0,062	0,052	2,3	9,5	24,0
HIP2182	00 27 34,892	-75 36 48,92	304,905	-41,423	V	0,267	0,041	117,4	124,5	4,4
HIP2947	00 37 23,399	-75 36 24,48	304,097	-41,490	V	0,041	0,025	72,7	76,9	17,5
HIP3561	00 45 32,311	-75 55 06,64	303,409	-41,204	V	0,209	0,033	78,4	80,1	4,5
HIP4698	01 00 22,036	-75 19 02,79	302,173	-41,798	V	0,245	0,017	111,2	108,5	2,0
HIP6494	01 23 25,870	-76 36 42,42	300,509	-40,366	V	0,027	0,066	136,2	126,8	70,0
HIP6879	01 28 35,725	-77 17 48,19	300,290	-39,640	V	0,400	0,034	92,0	81,2	2,4
HIP89201	18 12 14,081	-38 11 05,75	354,655	-9,370	U	0,668	0,130	38,9	101,6	5,6
HIP89339	18 13 43,266	-37 15 04,82	355,632	-9,204	U	0,335	0,028	133,8	16,6	2,4
HIP89461	18 15 26,920	-35 02 17,02	357,785	-8,501	U	0,636	0,020	132,7	15,4	0,9
HIP89514	18 16 00,813	-41 52 09,28	351,638	-11,672	U	0,147	0,038	146,6	30,5	7,4
HIP89593	18 16 58,495	-32 22 14,01	0,325	-7,558	U	0,552	0,039	134,3	16,9	2,0
HIP89879	18 20 26,621	-36 13 50,31	357,172	-9,945	U	0,246	0,033	140,7	24,2	3,8
HIP96545	19 37 39,390	-41 27 29,77	357,585	-25,817	U	0,195	0,022	63,3	138,9	3,2
HIP96848	19 41 10,591	-36 19 53,89	3,262	-25,121	U	0,135	0,107	118,6	12,3	22,7
HIP96910	19 42 00,165	-41 30 40,71	357,748	-26,619	U	0,130	0,050	50,1	126,4	11,0
HIP97000	19 42 55,608	-37 26 23,42	2,188	-25,762	U	0,064	0,132	82,9	157,3	59,1
HIP10137	02 10 24,228	-76 37 25,34	297,112	-39,599	V	0,054	0,050	119,9	96,9	26,5
HIP10179	02 10 53,427	-75 57 31,82	296,736	-40,199	V	0,304	0,043	82,9	59,6	4,1
HIP101954	20 39 36,956	-42 49 24,10	358,199	-37,355	V	0,040	0,031	41,9	127,6	22,2
HIP102023	20 40 28,079	-54 01 12,34	344,088	-37,478	V	0,050	0,030	44,6	130,1	17,2
HIP102073	20 41 07,680	-45 48 45,38	354,451	-37,782	V	0,041	0,015	56,4	144,7	10,5
HIP102179	20 42 13,507	-56 48 12,28	340,567	-37,449	V	0,063	0,027	96,0	179,0	12,3
HIP102181	20 42 15,717	-44 53 06,74	355,633	-37,949	V	0,060	0,019	101,8	9,5	9,1
HIP102293	20 43 36,131	-51 48 04,13	346,848	-38,103	V	0,142	0,046	29,8	116,4	9,3
HIP10229	02 11 31,872	-76 06 27,28	296,767	-40,047	V	0,017	0,022	25,8	2,3	37,1
HIP102463	20 45 48,415	-56 57 12,81	340,299	-37,914	V	0,047	0,045	149,6	51,7	27,4
HIP102579	20 47 15,911	-47 10 22,08	352,732	-38,854	V	0,052	0,020	75,4	165,0	11,0
HIP10363	02 13 34,805	-79 01 26,20	298,115	-37,324	V	0,017	0,029	28,6	5,5	48,9
HIP103643	20 59 57,517	-53 26 29,33	344,417	-40,407	V	0,120	0,026	145,2	47,0	6,2
HIP103693	21 00 43,423	-53 44 20,65	344,009	-40,475	V	0,235	0,039	148,2	49,6	4,8
HIP103998	21 04 14,103	-50 26 07,28	348,252	-41,446	V	0,175	0,033	159,6	63,1	5,4
HIP10422	02 14 18,955	-76 21 27,14	296,701	-39,751	V	0,085	0,030	151,4	127,2	10,1
HIP10428	02 14 20,930	-75 22 42,22	296,170	-40,643	V	0,296	0,035	85,9	61,4	3,4
HIP106803	21 37 55,662	-63 42 42,94	329,440	-42,117	V	0,044	0,033	7,1	70,9	21,5
HIP106818	21 38 02,848	-64 49 27,00	328,098	-41,628	V	0,590	0,219	135,9	18,7	10,6
HIP106834	21 38 17,021	-69 37 48,62	322,557	-39,316	V	0,305	0,048	172,1	51,3	4,5
HIP107010	21 40 23,850	-71 30 12,00	320,392	-38,479	V	0,132	0,029	152,7	30,0	6,3
HIP107061	21 41 00,930	-70 48 25,48	321,109	-38,896	V	0,163	0,136	133,4	11,0	23,9
HIP107104	21 41 40,664	-64 08 37,79	328,668	-42,288	V	0,045	0,040	67,9	130,3	25,5
HIP107423	21 45 28,829	-71 00 31,86	320,635	-39,092	V	0,252	0,146	142,7	19,0	16,6
HIP107486	21 46 14,731	-71 05 04,98	320,509	-39,101	V	0,247	0,052	167,3	43,3	6,0
HIP114859	23 15 57,373	-81 22 21,22	307,181	-34,953	V	0,015	0,019	111,0	137,1	36,3
HIP114991	23 17 24,158	-79 26 00,77	308,168	-36,720	V	0,066	0,031	172,5	18,8	13,5
HIP115129	23 19 08,636	-79 28 20,67	308,057	-36,720	V	0,050	0,038	94,4	120,2	21,8
HIP115449	23 23 08,683	-77 47 20,67	308,747	-38,324	V	0,415	0,020	135,9	161,1	1,4
HIP116145	23 31 57,637	-80 49 40,23	306,757	-35,702	V	0,314	0,174	166,3	8,2	15,9
HIP116913	23 41 54,936	-74 53 42,03	308,890	-41,419	V	0,038	0,034	24,1	44,9	25,6
HIP117165	23 45 13,886	-74 38 20,23	308,736	-41,735	V	0,212	0,008	136,5	156,4	1,1
HIP117252	23 46 31,689	-77 15 44,07	307,498	-39,285	V	0,173	0,038	90,3	109,0	6,3
HIP117313	23 47 15,622	-77 14 06,47	307,460	-39,323	V	0,062	0,036	125,0	143,5	16,6
HIP117596	23 50 55,170	-79 53 54,86	306,211	-36,841	V	0,028	0,027	7,8	24,7	27,6
HIP117828	23 53 50,110	-75 37 57,11	307,621	-40,968	V	0,047	0,021	51,1	68,1	12,8
HIP20537	04 24 03,445	-75 36 17,26	288,866	-35,054	V	0,840	0,062	21,9	141,4	2,1
HIP22126	04 45 41,420	-76 18 16,22	288,902	-33,568	V	0,339	0,042	19,8	134,1	3,5
HIP22219	04 46 44,458	-73 55 06,87	286,228	-34,455	V	0,023	0,018	144,7	77,3	22,4
HIP22613	04 51 55,699	-73 43 06,01	285,840	-34,194	V	0,059	0,050	121,7	52,8	24,3
HIP22622	04 52 03,347	-72 59 43,34	285,019	-34,443	V	0,104	0,083	145,9	76,5	22,9
HIP22651	04 52 21,813	-78 16 15,52	290,865	-32,431	V	0,047	0,030	130,4	64,2	18,3
HIP66636	13 39 34,013	-15 36 57,89	319,635	45,689	V	0,152	0,032	74,9	90,3	6,0
HIP66685	13 40 11,824	-24 15 50,26	316,932	37,279	V	0,207	0,038	44,4	58,1	5,3
HIP66717	13 40 32,507	-17 20 37,42	319,309	43,961	V	0,237	0,048	83,4	98,6	5,8
HIP66749	13 40 50,724	-17 47 33,63	319,242	43,509	V	0,167	0,060	99,9	115,1	10,3
HIP66759	13 40 59,925	-20 44 54,84	318,266	40,643	V	0,201	0,034	57,9	72,5	4,8
HIP66837	13 41 52,779	-18 59 05,45	319,138	42,294	V	0,069	0,020	112,7	127,9	8,3
HIP66918	13 42 50,540	-21 42 41,26	318,489	39,603	V	0,043	0,073	59,3	74,2	48,6
HIP66952	13 43 20,716	-22 22 01,51	318,417	38,939	V	0,160	0,016	48,8	63,7	2,9
HIP67071	13 44 45,665	-25 30 03,36	317,805	35,826	V	0,112	0,016	48,8	63,5	4,1
HIP67368	13 48 31,217	-22 09 20,54	319,971	38,820	V	0,167	0,026	103,9	120,3	4,5
HIP72640	14 51 03,669	-15 01 38,92	341,105	38,820	V	0,619	0,053	77,3	112,0	2,5
HIP72731	14 52 12,418	-13 30 18,65	342,533	39,903	V	0,529	0,023	65,9	101,6	1,2
HIP76616	15 38 45,860	-06 19 02,71	359,621	37,513	V	1,010	0,047	87,5	135,9	1,3
HIP76647	15 39 06,434	-16 07 43,84	351,163	30,631	V	0,455	0,044	88,6	132,3	2,8
HIP78530	16 01 55,455	-21 58 49,40	350,871	22,681	V	0,567	0,041	142,4	7,8	2,1
HIP78543	16 02 05,795	-20 45 19,99	351,853	23,509	V	0,311	0,036	110,5	156,3	3,3
HIP78600	16 02 51,671	-13 48 43,28	357,643	28,103	V	0,380	0,030	85,9	134,3	2,3
HIP78687	16 03 49,115	-15 07 00,81	356,719	27,061	V	0,050	0,038	117,2	165,3	21,8
HIP78702	16 04 00,237	-19 46 02,91	352,970	23,871	V	0,459	0,054	90,4	136,9	3,4
HIP79296	16 10 58,700	-14 23 02,45	358,613	26,244	V	0,053	0,037	14,3	63,7	20,0
HIP83215	17 00 26,990	-00 46 47,81	18,704	24,086	V	4,496	0,011	95,8	155,4	0,1
HIP83233	17 00 35,328	-11 04 33,82	9,359	18,576	V	1,949	0,041	103,3	159,5	0,6
HIP83242	17 00 46,255	-15 40 47,29	5,406	15,940	V	0,543	0,036	78,8	133,9	1,9
HIP83335	17 01 52,267	-13 22 20,23	7,545	17,032	V	2,532	0,038	66,9	122,6	0,4
HIP83400	17 02 43,107	-12 33 06,63	8,377	17,321	V	0,139	0,042	80,9	136,9	8,7
HIP83405	17 02 49,586	-06 04 06,20	14,144	20,835	V	0,044	0,029	66,6	124,5	18,9
HIP83414	17 02 57,647	-06 21 08,43	13,905	20,656	V	0,059	0,026	52,8	110,6	12,6
HIP83999	17 10 15,556	+00 28 53,82	21,225	22,587	V	0,247	0,038	82,5	143,1	4,4

Estrela	$\alpha_{2000}(\text{h m s})$	$\delta_{2000}(\text{° } ' '')$	$l(\text{°})$	$b(\text{°})$	Filtro	$P(\%)$	$\Delta P(\%)$	$\theta_{EQ}(\text{°})$	$\theta_{GAL}(\text{°})$	$\Delta\theta(\text{°})$
HIP84166	17 12 22,548	-00 46 26,00	20,328	21,508	V	0,153	0,015	154,1	34,4	2,8
HIP84353	17 14 44,223	-01 20 49,84	20,108	20,711	V	0,039	0,023	179,1	59,3	16,9
HIP84643	17 18 14,843	-00 45 53,08	21,111	20,235	V	0,021	0,050	96,5	157,1	68,2
HIP86661	17 42 25,220	-09 04 33,69	16,734	10,880	V	0,059	0,046	173,0	52,9	22,3
HIP86702	17 42 54,896	-10 47 41,80	15,285	9,910	V	0,111	0,038	136,7	16,4	9,8
HIP86734	17 43 23,150	-09 00 33,11	16,914	10,707	V	2,201	0,020	71,8	131,8	0,3
HIP86786	17 44 00,825	-05 55 46,46	19,721	12,098	V	0,317	0,037	54,9	115,5	3,3
HIP86832	17 44 34,683	-10 20 10,76	15,896	9,788	V	1,058	0,043	90,6	150,5	1,2
HIP86936	17 45 50,738	-10 21 14,36	16,039	9,509	V	1,878	0,021	89,1	149,1	0,3
HIP94883	19 18 31,289	+00 25 24,47	36,409	-5,829	V	0,355	0,065	49,1	111,8	5,2
HIP94913	19 18 50,944	+00 20 20,49	36,371	-5,940	V	0,459	0,056	51,3	114,0	3,5
HIP95076	19 20 37,202	-02 28 32,22	34,054	-7,620	V	0,732	0,047	41,9	104,9	1,8
HIP95112	19 20 56,304	+00 54 53,85	37,127	-6,139	V	0,616	0,048	53,0	115,6	2,2
HIP95155	19 21 35,998	+00 26 37,01	36,783	-6,503	V	0,748	0,039	38,8	101,4	1,5
HIP95202	19 22 03,687	-04 44 20,46	32,179	-8,965	V	0,021	0,027	89,9	153,1	36,8
HIP95281	19 23 04,449	-07 24 02,22	29,877	-10,380	V	0,418	0,010	178,9	62,6	0,7
HIP95299	19 23 16,464	-06 35 07,33	30,642	-10,062	V	0,034	0,030	32,3	95,8	25,3
HIP95363	19 24 03,350	-06 58 38,19	30,373	-10,410	V	0,022	0,039	107,8	171,4	50,8
HIP95453	19 25 01,533	-04 53 04,33	32,383	-9,690	V	0,073	0,059	63,9	127,2	23,2
HIP98544	20 01 06,367	-13 56 28,11	27,875	-21,617	V	1,822	0,030	170,9	56,9	0,5
HIP98550	20 01 09,654	-21 27 46,28	20,329	-24,516	V	0,740	0,027	38,9	107,8	1,0
HIP98707	20 02 54,899	-18 32 46,60	23,467	-23,825	V	0,056	0,060	178,3	66,1	30,7
HIP98993	20 05 48,697	-15 45 22,41	26,568	-23,386	V	0,071	0,035	119,5	6,3	14,1
HIP10978	02 21 25,356	-77 38 43,26	296,935	-38,415	V	0,043	0,030	113,6	87,8	20,0
HIP11342	02 25 55,462	-80 56 45,63	298,498	-35,354	V	0,464	0,038	63,2	37,3	2,4
HIP11434	02 27 28,470	-75 44 25,26	295,419	-39,955	V	0,396	0,023	62,0	33,8	1,8
HIP12147	02 36 35,556	-74 06 33,18	293,676	-41,074	V	0,018	0,038	9,4	157,9	60,5
HIP12588	02 41 53,847	-75 14 17,10	294,072	-39,932	V	0,050	0,028	139,5	107,0	16,0
HIP13562	02 54 41,639	-78 04 57,57	295,305	-37,157	V	0,076	0,049	164,3	129,4	18,5
HIP19776	04 14 23,304	-69 32 43,16	282,671	-38,614	V	0,017	0,013	41,5	159,6	21,9
HIP19957	04 16 46,298	-69 43 36,39	282,753	-38,346	V	0,196	0,029	157,0	94,6	4,2
HIP20248	04 20 19,247	-70 27 01,71	283,392	-37,745	V	0,337	0,057	165,1	102,3	4,8
HIP20339	04 21 26,732	-69 36 56,43	282,393	-38,034	V	0,087	0,029	178,9	115,2	9,6
HIP20677	04 25 45,847	-69 59 37,27	282,617	-37,534	V	0,043	0,024	74,8	10,2	16,0
HIP20920	04 29 04,428	-69 36 43,95	282,030	-37,435	V	0,050	0,028	86,9	21,2	16,0
HIP21351	04 34 53,105	-69 04 59,74	281,164	-37,175	V	0,072	0,019	151,0	83,4	7,6
HIP70991	14 31 12,343	-19 58 40,07	332,710	37,059	V	0,096	0,038	106,2	134,3	11,3
HIP71006	14 31 19,754	-15 38 19,77	335,440	40,844	V	0,050	0,052	7,9	37,7	29,8
HIP71071	14 32 02,192	-20 56 51,72	332,357	36,111	V	0,628	0,044	66,2	94,1	2,1
HIP71098	14 32 21,786	-17 52 52,35	334,286	38,769	V	0,382	0,040	72,4	101,5	3,1
HIP71234	14 34 03,753	-16 49 10,49	335,415	39,493	V	0,619	0,038	63,8	93,8	1,9
HIP71263	14 34 26,710	-22 23 27,93	332,133	34,574	V	0,178	0,033	79,7	107,7	5,3
HIP71295	14 34 50,729	-20 26 21,77	333,372	36,247	V	0,366	0,057	56,3	85,1	4,5
HIP71776	14 40 57,542	-18 47 53,16	335,944	36,956	V	0,221	0,019	94,3	125,1	2,6
HIP77999	15 55 40,999	-15 01 50,63	355,290	28,566	V	0,131	0,037	113,1	160,0	8,1
HIP78078	15 56 33,374	-14 49 45,98	355,621	28,549	V	0,030	0,038	176,7	43,8	36,3
HIP78122	15 57 07,949	-10 53 16,68	359,103	31,085	V	1,207	0,045	91,4	140,2	1,3
HIP78228	15 58 26,674	-13 26 33,97	357,141	29,149	V	0,924	0,061	89,6	137,5	2,0
HIP79410	16 12 21,832	-19 34 44,58	354,577	22,556	V	1,210	0,020	136,0	3,8	0,8
HIP79439	16 12 44,100	-19 30 10,35	354,702	22,543	V	1,227	0,020	135,4	3,3	0,8
HIP79524	16 13 40,344	-21 23 59,86	353,351	21,102	V	0,066	0,064	126,5	174,0	27,8
HIP79599	16 14 28,883	-21 06 27,49	353,718	21,161	V	0,120	0,036	83,4	131,1	8,6
HIP79633	16 14 59,134	-14 38 20,39	359,096	25,340	V	0,075	0,022	96,2	146,0	8,4
HIP79690	16 15 50,521	-20 04 35,27	354,769	21,616	V	0,066	0,031	106,5	154,7	13,5
HIP79692	16 15 51,495	-14 50 56,81	359,069	25,043	V	0,622	0,021	102,1	152,0	1,2
HIP80384	16 24 28,695	-15 46 08,79	359,747	22,856	V	0,108	0,015	173,8	44,5	4,1
HIP80403	16 24 41,368	-17 33 39,13	358,290	21,676	V	0,272	0,052	5,4	55,6	5,5
HIP80472	16 25 34,939	-16 05 05,77	359,665	22,451	V	0,022	0,025	159,4	30,2	32,6
HIP80712	16 28 45,524	-17 59 05,97	358,602	20,659	V	1,332	0,040	55,0	105,6	1,1
HIP80745	16 29 09,579	-05 27 04,02	9,640	28,167	V	1,370	0,015	93,0	148,2	0,7
HIP80768	16 29 25,738	-13 34 13,33	2,427	23,293	V	1,009	0,020	122,4	174,5	0,9
HIP80831	16 30 25,625	-10 26 28,99	5,317	24,995	V	0,050	0,050	118,7	172,0	28,6
HIP80857	16 30 41,371	-13 06 58,81	3,023	23,328	V	0,110	0,033	95,9	148,3	8,6
HIP80864	16 30 44,404	-03 40 45,61	11,558	28,841	V	0,509	0,051	103,9	160,0	3,0
HIP80891	16 31 05,507	-07 32 27,23	8,027	26,571	V	0,518	0,024	110,1	164,6	1,5
HIP80904	16 31 18,192	-07 55 15,07	7,716	26,308	V	0,935	0,016	117,1	171,5	0,8
HIP81010	16 32 38,133	-15 59 15,12	0,890	21,191	V	0,013	0,024	119,7	171,4	52,9
HIP81027	16 32 55,740	-10 33 44,95	5,613	24,429	V	0,209	0,034	115,8	169,3	4,7
HIP81040	16 33 05,404	-01 00 03,85	14,499	29,813	V	0,101	0,073	107,0	164,6	20,7
HIP81046	16 33 12,127	-06 45 37,38	9,078	26,594	V	0,108	0,018	127,0	2,1	4,8
HIP81892	16 43 38,952	-15 14 37,65	3,241	19,540	V	0,704	0,039	74,3	127,6	1,7
HIP82114	16 46 24,561	-01 21 38,14	16,154	26,798	V	0,014	0,059	4,7	63,2	120,7
HIP82134	16 46 47,130	-13 20 19,60	5,351	20,055	V	0,217	0,041	65,4	119,6	5,4
HIP82197	16 47 33,307	-10 31 19,47	7,925	21,532	V	0,450	0,020	114,9	170,0	1,5
HIP82260	16 48 28,316	-16 20 04,33	3,048	17,959	V	0,062	0,060	139,9	13,4	27,7
HIP82283	16 48 45,960	-15 44 20,18	3,596	18,255	V	0,113	0,025	46,4	100,1	6,3
HIP82442	16 50 55,479	-16 32 48,94	3,234	17,359	V	2,142	0,062	59,5	113,3	1,0
HIP82527	16 52 07,752	-02 47 53,97	15,626	24,827	V	1,859	0,028	90,6	148,9	0,8
HIP84271	17 13 37,355	-09 17 01,86	12,770	16,860	V	0,514	0,062	54,7	112,5	3,6
HIP84303	17 14 08,071	-08 24 13,84	13,620	17,219	V	0,076	0,065	8,5	66,6	24,5
HIP84328	17 14 23,230	-04 09 43,28	17,472	19,369	V	3,130	0,028	9,7	157,0	0,7
HIP84397	17 15 17,240	-07 12 06,49	14,849	17,608	V	0,010	0,020	163,1	41,6	57,3
HIP84423	17 15 34,657	-10 17 50,82	12,143	15,912	V	0,202	0,043	160,7	38,4	6,1
HIP84481	17 16 15,885	-15 13 25,43	7,958	13,104	V	3,212	0,046	61,3	118,0	0,8
HIP84524	17 16 42,748	-06 14 41,91	15,900	17,803	V	0,225	0,023	151,8	30,7	3,0
HIP84537	17 16 56,812	-02 52 23,49	18,994	19,471	V	4,548	0,062	101,2	161,1	0,8
HIP84552	17 17 04,396	-09 11 30,56	13,322	16,187	V	1,918	0,017	83,1	141,2	0,7
HIP84742	17 19 21,299	-02 44 56,98	19,426	19,012	V	0,931	0,031	85,8	145,8	1,2
HIP8686	01 51 45,025	-75 59 30,00	298,177	-40,575	V	0,020	0,029	113,6	95,9	41,5
HIP8884	01 54 23,450	-77 14 30,19	298,490	-39,338	V	0,415	0,023	87,1	68,9	1,7

Estrela	$\alpha_{2000}(\text{h m s})$	$\delta_{2000}(\text{° ' ''})$	$l(\text{°})$	$b(\text{°})$	Filtro	$P(\%)$	$\Delta P(\%)$	$\theta_{EQ}(\text{°})$	$\theta_{GAL}(\text{°})$	$\Delta\theta(\text{°})$
HIP95511	19 25 38,103	-02 03 40,01	35,003	-8,547	V	0,721	0,045	31,0	93,9	1,9
HIP95708	19 28 03,027	-09 25 31,62	28,576	-12,377	V	1,037	0,020	168,2	52,3	0,9
HIP95814	19 29 19,090	-01 22 53,60	36,040	-9,055	V	0,538	0,051	50,9	113,6	2,8
HIP95886	19 30 04,701	-00 26 41,89	36,971	-8,794	V	0,429	0,029	66,7	129,3	2,0
HIP95909	19 30 17,498	-03 10 55,42	34,527	-10,093	V	1,068	0,030	31,1	94,1	1,0
HIP99356	20 10 00,172	-35 20 11,13	6,036	-30,515	V	0,432	0,016	15,9	92,5	1,3
HIP99374	20 10 12,197	-31 09 58,50	10,711	-29,510	V	0,591	0,044	11,2	85,5	2,2
HIP99399	20 10 31,700	-33 32 44,56	8,081	-30,192	V	0,654	0,035	5,2	80,9	1,6
HIP99430	20 10 54,316	-32 19 24,53	9,471	-29,960	V	0,188	0,047	16,1	91,1	7,2
HIP99448	20 11 04,736	-43 28 27,82	356,717	-32,254	V	0,135	0,085	31,9	113,6	18,0
HIP99453	20 11 07,428	-57 31 27,26	340,036	-33,196	V	0,040	0,041	82,1	171,4	29,4
HIP99465	20 11 15,793	-43 39 44,26	356,502	-32,314	V	0,040	0,029	45,7	127,5	20,8
HIP99478	20 11 20,947	-28 37 46,62	13,582	-29,037	V	0,136	0,058	21,0	94,1	12,2
HIP99536	20 12 02,543	-26 21 45,75	16,101	-28,502	V	0,083	0,027	122,9	14,8	9,3
HIP99537	20 12 02,857	-50 43 23,08	348,166	-33,167	V	0,034	0,026	147,1	53,6	21,9
HIP99591	20 12 40,110	-34 21 23,84	7,292	-30,819	V	0,055	0,034	137,0	33,4	17,7
HIP99592	20 12 40,515	-23 26 26,83	19,290	-27,697	V	0,665	0,025	14,1	84,6	1,3
HIP99609	20 12 53,687	-22 59 27,25	19,788	-27,594	V	0,036	0,055	163,9	54,2	43,8
HIP99734	20 14 11,742	-38 12 03,41	2,971	-31,944	V	0,011	0,060	159,4	58,3	156,3
HIP99851	20 15 29,614	-40 01 55,62	0,896	-32,524	V	0,052	0,058	8,5	88,7	32,0
HIP101725	20 37 11,047	-65 01 59,81	330,591	-35,494	V	0,007	0,035	37,0	115,2	143,2
HIP101747	20 37 18,640	-62 10 04,72	334,057	-36,046	V	0,067	0,037	131,0	31,2	15,8
HIP101854	20 38 22,720	-72 25 31,52	321,857	-33,752	V	0,045	0,068	137,3	30,2	43,3
HIP101857	20 38 25,544	-66 32 19,57	328,756	-35,293	V	0,026	0,030	128,0	24,8	33,1
HIP101965	20 39 51,760	-62 54 28,09	333,091	-36,202	V	0,061	0,031	118,3	17,3	14,6
HIP102133	20 41 46,419	-68 08 06,20	326,762	-35,216	V	0,059	0,033	46,7	121,6	16,0
HIP102145	20 41 51,970	-59 26 42,62	337,288	-37,037	V	0,391	0,020	166,2	67,3	1,5
HIP102231	20 42 54,067	-71 55 38,55	322,305	-34,231	V	0,039	0,022	29,0	101,1	16,2
HIP102323	20 43 54,344	-68 34 07,68	326,186	-35,290	V	0,039	0,028	164,3	58,4	20,6
HIP102372	20 44 34,799	-66 29 53,28	328,622	-35,897	V	0,120	0,012	179,2	74,5	2,9
HIP103962	21 03 51,653	-73 45 10,32	319,560	-35,014	V	0,052	0,010	4,3	69,8	5,5
HIP104856	21 14 27,768	-74 02 48,47	318,843	-35,546	V	0,051	0,031	115,4	178,0	17,4
HIP105178	21 18 25,424	-73 01 35,55	319,798	-36,268	V	0,254	0,028	6,8	69,0	3,2
HIP105480	21 21 50,729	-73 51 19,63	318,751	-36,086	V	0,023	0,014	150,7	31,5	17,4
HIP105781	21 25 24,302	-72 35 43,48	319,962	-36,927	V	0,053	0,023	26,9	87,5	12,4
HIP17764	03 48 11,470	-74 41 38,81	289,529	-37,465	V	0,048	0,032	101,5	50,1	19,1
HIP18084	03 51 55,346	-72 01 37,88	286,623	-38,867	V	0,021	0,042	66,1	12,0	57,3
HIP18184	03 53 22,926	-73 56 55,13	288,514	-37,642	V	0,030	0,061	85,4	32,1	58,3
HIP18356	03 55 27,008	-72 20 29,72	286,750	-38,464	V	0,609	0,024	45,2	170,3	1,1
HIP18729	04 00 43,681	-71 10 00,48	285,208	-38,779	V	0,134	0,063	164,4	107,3	13,5
HIP18729	04 00 43,681	-71 10 00,48	285,208	-38,779	V	0,130	0,023	164,0	106,9	5,1
HIP18842	04 02 25,433	-70 16 19,67	284,140	-39,141	V	0,242	0,047	6,1	128,0	5,6
HIP18842	04 02 25,433	-70 16 19,67	284,140	-39,141	V	0,250	0,042	2,9	124,8	4,8
HIP18910	04 03 10,467	-75 09 36,00	289,267	-36,405	V	0,064	0,038	74,5	19,3	17,0
HIP19479	04 10 20,147	-71 20 38,55	284,882	-38,030	V	0,043	0,030	132,3	72,8	20,0
HIP19693	04 13 06,848	-72 49 14,31	286,349	-37,095	V	0,055	0,051	114,2	54,9	26,6
HIP94724	19 16 28,612	-69 11 26,97	326,378	-27,433	V	0,077	0,051	148,2	53,6	19,0
HIP94767	19 16 58,124	-67 10 00,27	328,653	-27,300	V	0,015	0,040	144,5	49,0	76,4
HIP94770	19 17 00,520	-65 13 39,73	330,821	-27,100	V	0,255	0,064	1,3	84,8	7,2
HIP94943	19 19 10,936	-72 38 59,00	322,495	-27,858	V	0,011	0,048	34,4	122,2	125,0
HIP95037	19 20 15,473	-69 52 39,12	325,631	-27,811	V	0,014	0,015	110,4	17,0	30,7
HIP95086	19 20 42,654	-74 39 35,25	320,223	-28,017	V	0,052	0,035	33,1	122,4	19,3
HIP95100	19 20 49,318	-72 37 43,76	322,523	-27,980	V	0,019	0,048	165,9	74,1	72,4
HIP95256	19 22 49,667	-66 09 07,03	329,852	-27,787	V	0,096	0,041	155,5	60,8	12,2
HIP95396	19 24 21,476	-43 43 19,43	354,481	-24,031	V	0,044	0,028	86,5	161,2	18,2
HIP95828	19 29 26,056	-48 57 53,61	349,088	-26,128	V	0,025	0,046	163,7	61,6	52,7
HIP95861	19 29 48,493	-49 20 23,11	348,693	-26,266	V	0,092	0,044	154,5	52,6	13,7
HIP95881	19 30 01,407	-53 37 07,02	343,996	-27,101	V	0,453	0,036	177,9	78,2	2,3
HIP95940	19 30 40,256	-59 13 17,69	337,755	-27,992	V	0,618	0,026	1,5	84,8	1,2
HIP95975	19 30 59,721	-73 47 16,97	321,210	-28,720	V	0,035	0,030	27,6	116,3	24,6
HIP95979	19 31 01,035	-73 59 06,82	320,985	-28,717	V	0,312	0,041	25,7	114,3	3,8
HIP95992	19 31 06,680	-73 47 57,02	321,197	-28,728	V	0,021	0,027	168,2	76,9	36,8
HIP96168	19 33 15,181	-72 06 01,75	323,132	-28,917	V	0,049	0,032	138,4	47,5	18,7
HIP96399	19 35 57,204	-53 00 29,09	344,837	-27,876	V	0,068	0,048	40,1	121,2	20,2
HIP96505	19 37 10,620	-54 09 13,04	343,583	-28,226	V	0,018	0,025	91,0	172,9	39,8
HIP96598	19 38 11,965	-41 48 16,07	357,239	-26,000	V	0,045	0,032	69,6	145,5	20,4
HIP96650	19 39 01,153	-41 07 41,59	358,011	-25,983	V	0,134	0,043	45,4	121,0	9,2
HIP96677	19 39 18,644	-56 18 49,85	341,189	-28,802	V	0,003	0,034	170,9	74,4	324,7
HIP96713	19 39 37,641	-39 29 29,33	359,802	-25,680	V	0,009	0,036	127,5	22,5	114,6
HIP96721	19 39 41,777	-45 16 42,78	353,528	-27,058	V	0,109	0,023	174,4	72,2	6,0
HIP96725	19 39 45,834	-48 11 36,04	350,315	-27,650	V	0,060	0,032	17,1	96,4	15,3
HIP96956	19 42 33,481	-50 40 03,35	347,640	-28,521	V	0,120	0,063	108,3	9,3	15,0
HIP97128	19 44 25,803	-56 16 16,54	341,322	-29,504	V	0,519	0,063	1,6	86,1	3,5
HIP97131	19 44 27,728	-41 36 32,88	357,762	-27,089	V	0,128	0,037	91,9	168,6	8,3
HIP97196	19 45 15,717	-68 23 21,09	327,366	-30,013	V	0,086	0,025	126,5	34,9	8,3
HIP97226	19 45 39,065	-70 37 36,19	324,784	-29,957	V	0,036	0,052	158,7	65,7	41,4
HIP97252	19 45 55,478	-57 32 50,46	339,880	-29,818	V	0,093	0,063	70,5	156,0	19,4
HIP97264	19 46 03,907	-67 02 53,07	328,914	-30,121	V	0,097	0,026	17,5	106,5	7,7
HIP97344	19 47 03,691	-65 16 32,85	330,963	-30,241	V	0,020	0,026	102,4	12,1	37,2
HIP97345	19 47 05,814	-62 27 13,35	334,229	-30,217	V	0,263	0,048	15,3	103,9	5,2
HIP97810	19 52 34,241	-49 40 35,32	349,029	-29,963	V	0,189	0,030	163,7	66,0	4,5
HIP97857	19 53 10,750	-56 40 05,20	340,975	-30,739	V	0,139	0,034	30,8	117,3	7,0
HIP97894	19 53 36,267	-53 55 42,61	344,156	-30,595	V	0,046	0,049	24,2	109,2	30,5
HIP97916	19 53 53,178	-54 21 58,49	343,654	-30,673	V	0,077	0,093	135,1	40,4	34,6
HIP98098	19 56 10,333	-49 57 05,05	348,800	-30,575	V	0,028	0,036	86,0	169,1	36,8
HIP98211	19 57 27,653	-55 45 39,68	342,072	-31,280	V	0,031	0,035	10,1	96,9	32,3
HIP99072	20 06 47,604	-60 21 38,94	336,673	-32,578	V	0,116	0,039	39,2	127,6	9,6
HIP99174	20 08 03,193	-67 44 49,38	327,935	-32,182	V	0,038	0,013	176,1	79,5	9,8
HIP99200	20 08 20,467	-66 21 16,89	329,569	-32,360	V	0,824	0,029	174,0	78,2	1,0
HIP99251	20 08 50,324	-60 01 15,17	337,067	-32,842	V	0,047	0,065	91,8	179,9	39,6

Estrela	$\alpha_{2000}(\text{h m s})$	$\delta_{2000}(\text{° } ' ")$	$l(\text{°})$	$b(\text{°})$	Filtro	$P(\%)$	$\Delta P(\%)$	$\theta_{EQ}(\text{°})$	$\theta_{GAL}(\text{°})$	$\Delta\theta(\text{°})$
HIP99371	20 10 10,149	-63 37 22,96	332,777	-32,799	V	0,064	0,027	120,6	26,1	12,1
HIP99480	20 11 22,893	-63 56 25,60	332,387	-32,906	V	0,069	0,019	31,3	116,3	7,9
HIP99481	20 11 23,288	-68 37 33,48	326,857	-32,377	V	0,456	0,035	175,9	77,9	2,2
HIP61447	12 35 32,013	-68 21 03,26	301,459	-5,525	U	0,234	0,038	100,3	96,7	4,8
HIP61447	12 35 32,013	-68 21 03,26	301,459	-5,525	B	0,209	0,039	117,9	114,3	5,6
HIP61447	12 35 32,013	-68 21 03,26	301,459	-5,525	V	0,300	0,025	118,6	115,0	2,8
HIP61447	12 35 32,013	-68 21 03,26	301,459	-5,525	R	0,209	0,026	122,7	119,1	3,8
HIP61447	12 35 32,013	-68 21 03,26	301,459	-5,525	I	0,211	0,082	109,4	105,8	11,2
HIP61537	12 36 26,190	-67 10 15,61	301,474	-4,342	U	0,184	0,045	100,3	97,0	7,0
HIP61537	12 36 26,190	-67 10 15,61	301,474	-4,342	B	0,251	0,048	98,5	95,2	5,8
HIP61537	12 36 26,190	-67 10 15,61	301,474	-4,342	V	0,326	0,049	99,5	96,2	4,6
HIP61537	12 36 26,190	-67 10 15,61	301,474	-4,342	R	0,256	0,030	100,1	96,8	3,6
HIP61537	12 36 26,190	-67 10 15,61	301,474	-4,342	I	0,191	0,066	87,0	83,7	9,9
HIP61808	12 40 01,506	-59 35 11,10	301,486	3,253	U	0,505	0,034	83,6	81,1	2,0
HIP61808	12 40 01,506	-59 35 11,10	301,486	3,253	B	0,560	0,037	84,2	81,7	2,6
HIP61808	12 40 01,506	-59 35 11,10	301,486	3,253	V	0,616	0,032	84,7	82,2	2,1
HIP61808	12 40 01,506	-59 35 11,10	301,486	3,253	R	0,616	0,052	88,0	85,5	2,7
HIP61808	12 40 01,506	-59 35 11,10	301,486	3,253	I	0,586	0,058	89,1	86,6	3,0
HIP61882	12 40 50,932	-67 44 24,39	301,926	-4,889	U	0,734	0,022	108,0	105,6	1,2
HIP61882	12 40 50,932	-67 44 24,39	301,926	-4,889	B	0,841	0,023	109,5	107,1	1,9
HIP61882	12 40 50,932	-67 44 24,39	301,926	-4,889	V	0,893	0,036	109,3	106,9	1,9
HIP61882	12 40 50,932	-67 44 24,39	301,926	-4,889	R	0,831	0,037	105,9	103,5	1,7
HIP61882	12 40 50,932	-67 44 24,39	301,926	-4,889	I	0,795	0,032	108,8	106,4	1,2
HIP62219	12 45 05,960	-60 04 32,71	302,141	2,786	U	1,306	0,088	75,0	73,6	2,0
HIP62219	12 45 05,960	-60 04 32,71	302,141	2,786	B	1,434	0,043	77,1	75,7	1,2
HIP62219	12 45 05,960	-60 04 32,71	302,141	2,786	V	1,559	0,030	74,4	73,0	0,6
HIP62219	12 45 05,960	-60 04 32,71	302,141	2,786	R	1,551	0,016	75,9	74,5	0,3
HIP62219	12 45 05,960	-60 04 32,71	302,141	2,786	I	1,467	0,056	75,6	74,2	1,1
HIP62324	12 46 19,852	-60 50 19,49	302,309	2,027	U	1,381	0,065	65,1	64,0	1,5
HIP62324	12 46 19,852	-60 50 19,49	302,309	2,027	B	1,609	0,022	66,9	65,8	1,8
HIP62324	12 46 19,852	-60 50 19,49	302,309	2,027	V	1,777	0,039	65,3	64,2	1,6
HIP62324	12 46 19,852	-60 50 19,49	302,309	2,027	R	1,729	0,029	66,6	65,5	1,2
HIP62324	12 46 19,852	-60 50 19,49	302,309	2,027	I	1,411	0,101	66,2	65,1	2,1
HIP62373	12 47 01,009	-60 24 26,63	302,386	2,460	U	1,673	0,093	72,0	71,0	1,8
HIP62373	12 47 01,009	-60 24 26,63	302,386	2,460	B	1,910	0,021	74,2	73,2	1,8
HIP62373	12 47 01,009	-60 24 26,63	302,386	2,460	V	2,098	0,018	72,8	71,8	1,5
HIP62373	12 47 01,009	-60 24 26,63	302,386	2,460	R	1,999	0,031	72,2	71,2	1,1
HIP62373	12 47 01,009	-60 24 26,63	302,386	2,460	I	1,726	0,050	72,4	71,4	0,8
HIP91978	18 44 50,821	-33 23 01,99	1,975	-13,270	U	0,202	0,091	128,7	14,8	12,9
HIP91978	18 44 50,821	-33 23 01,99	1,975	-13,270	B	0,265	0,031	137,2	23,3	3,5
HIP91978	18 44 50,821	-33 23 01,99	1,975	-13,270	V	0,300	0,034	140,5	26,6	3,2
HIP91978	18 44 50,821	-33 23 01,99	1,975	-13,270	R	0,240	0,019	128,8	14,9	2,3
HIP91978	18 44 50,821	-33 23 01,99	1,975	-13,270	I	0,379	0,043	135,2	21,3	3,3
HIP92018	18 45 19,051	-35 29 01,66	0,035	-14,201	U	0,412	0,042	118,3	4,9	3,0
HIP92173	18 47 09,695	-37 01 12,40	358,725	-15,147	U	0,347	0,049	102,7	169,9	4,1
HIP92173	18 47 09,695	-37 01 12,40	358,725	-15,147	B	0,384	0,032	106,7	173,9	3,0
HIP92173	18 47 09,695	-37 01 12,40	358,725	-15,147	V	0,395	0,078	102,3	169,5	5,9
HIP92173	18 47 09,695	-37 01 12,40	358,725	-15,147	R	0,363	0,027	112,2	179,4	2,4
HIP92173	18 47 09,695	-37 01 12,40	358,725	-15,147	I	0,589	0,090	109,4	176,6	4,4
HIP92286	18 48 32,241	-39 29 28,03	356,458	-16,337	U	0,015	0,058	37,1	105,1	110,8
HIP92303	18 48 47,461	-35 37 45,53	0,184	-14,908	U	0,279	0,055	128,2	15,3	5,6
HIP92303	18 48 47,461	-35 37 45,53	0,184	-14,908	B	0,266	0,024	134,2	21,3	2,7
HIP92303	18 48 47,461	-35 37 45,53	0,184	-14,908	V	0,317	0,030	133,5	20,6	2,7
HIP92303	18 48 47,461	-35 37 45,53	0,184	-14,908	R	0,432	0,062	130,2	17,3	4,1
HIP92303	18 48 47,461	-35 37 45,53	0,184	-14,908	I	0,518	0,397	11,0	78,1	22,0
HIP92329	18 49 03,093	-32 42 37,50	2,974	-13,805	U	0,345	0,021	116,3	2,7	1,9
HIP92415	18 50 00,712	-39 20 53,97	356,707	-16,548	U	0,265	0,097	117,4	5,6	10,5
HIP92558	18 51 40,707	-40 35 07,66	355,627	-17,299	U	0,303	0,101	113,3	2,1	9,6
HIP92558	18 51 40,707	-40 35 07,66	355,627	-17,299	B	0,496	0,040	121,5	10,3	2,9
HIP92558	18 51 40,707	-40 35 07,66	355,627	-17,299	V	0,476	0,055	124,8	13,6	3,6
HIP92558	18 51 40,707	-40 35 07,66	355,627	-17,299	R	0,523	0,023	126,5	15,3	1,7
HIP92558	18 51 40,707	-40 35 07,66	355,627	-17,299	I	0,527	0,038	119,2	8,0	2,1
HIP92618	18 52 17,965	-35 37 26,51	0,475	-15,564	U	0,272	0,049	118,4	5,9	5,3
HIP92866	18 55 23,558	-37 23 11,77	359,017	-16,802	U	0,292	0,014	118,9	7,3	1,6
HIP93054	18 57 17,785	-38 48 07,06	357,779	-17,666	U	0,132	0,061	132,7	21,7	13,2
HIP93054	18 57 17,785	-38 48 07,06	357,779	-17,666	B	0,302	0,077	118,3	7,3	7,3
HIP93054	18 57 17,785	-38 48 07,06	357,779	-17,666	V	0,290	0,086	120,9	9,9	8,5
HIP93054	18 57 17,785	-38 48 07,06	357,779	-17,666	R	0,281	0,054	140,4	29,4	5,5
HIP93054	18 57 17,785	-38 48 07,06	357,779	-17,666	I	0,234	0,041	120,2	9,2	5,0
HIP93066	18 57 25,612	-40 14 20,85	356,376	-18,198	U	0,380	0,036	115,8	5,3	2,8
HIP93066	18 57 25,612	-40 14 20,85	356,376	-18,198	B	0,334	0,034	114,8	4,3	3,0
HIP93066	18 57 25,612	-40 14 20,85	356,376	-18,198	V	0,497	0,022	125,5	15,0	1,3
HIP93066	18 57 25,612	-40 14 20,85	356,376	-18,198	R	0,523	0,075	123,3	12,8	4,1
HIP93066	18 57 25,612	-40 14 20,85	356,376	-18,198	I	0,615	0,056	117,5	7,0	2,6
HIP93152	18 58 29,946	-35 53 20,13	0,711	-16,829	U	0,230	0,039	115,9	4,2	5,0
HIP93152	18 58 29,946	-35 53 20,13	0,711	-16,829	B	0,164	0,033	136,2	24,5	6,1
HIP93152	18 58 29,946	-35 53 20,13	0,711	-16,829	V	0,252	0,027	136,5	24,8	3,5
HIP93152	18 58 29,946	-35 53 20,13	0,711	-16,829	R	0,147	0,035	128,9	17,2	6,9
HIP93152	18 58 29,946	-35 53 20,13	0,711	-16,829	I	0,102	0,051	133,0	21,3	14,3
HIP93191	18 58 53,752	-35 57 52,43	0,669	-16,932	U	0,112	0,085	110,9	179,3	21,7
HIP93255	18 59 44,647	-34 28 15,79	2,185	-16,539	U	0,195	0,045	111,8	179,9	6,6
HIP93255	18 59 44,647	-34 28 15,79	2,185	-16,539	B	0,135	0,025	122,4	10,5	5,6
HIP93255	18 59 44,647	-34 28 15,79	2,185	-16,539	V	0,192	0,041	120,1	8,2	6,3
HIP93255	18 59 44,647	-34 28 15,79	2,185	-16,539	R	0,212	0,043	110,0	178,1	5,9
HIP93255	18 59 44,647	-34 28 15,79	2,185	-16,539	I	0,097	0,072	131,0	19,1	21,3
HIP93322	19 00 27,904	-41 26 50,84	355,387	-19,154	U	0,020	0,090	94,7	165,0	128,9
HIP93322	19 00 27,904	-41 26 50,84	355,387	-19,154	B	0,028	0,047	47,0	117,3	48,1
HIP93322	19 00 27,904	-41 26 50,84	355,387	-19,154	V	0,023	0,029	45,7	116,0	36,1
HIP93322	19 00 27,904	-41 26 50,84	355,387	-19,154	R	0,079	0,043	108,3	178,6	15,6
HIP93322	19 00 27,904	-41 26 50,84	355,387	-19,154	I	0,194	0,101	13,2	83,5	14,9

Estrela	$\alpha_{2000}(h\ m\ s)$	$\delta_{2000}(^{\circ}\ ' \ '')$	$l(^{\circ})$	$b(^{\circ})$	Filtro	$P(\%)$	$\Delta P(\%)$	$\theta_{EQ}(^{\circ})$	$\theta_{GAL}(^{\circ})$	$\Delta\theta(^{\circ})$
HIP93425	19 01 38,930	-36 53 26,55	359,975	-17,784	U	0,496	0,029	92,2	161,2	1,9
HIP93425	19 01 38,930	-36 53 26,55	359,975	-17,784	U	0,492	0,347	135,3	24,3	20,2
HIP93425	19 01 38,930	-36 53 26,55	359,975	-17,784	B	0,596	0,168	174,1	63,1	8,1
HIP93495	19 02 25,915	-41 16 20,35	355,693	-19,442	U	0,042	0,048	104,7	175,2	32,7
HIP93590	19 03 36,709	-39 27 23,01	357,584	-19,042	U	0,354	0,066	127,5	17,6	5,4
HIP93655	19 04 15,373	-35 21 48,84	1,670	-17,727	U	0,492	0,428	111,9	0,8	24,9
HIP93655	19 04 15,373	-35 21 48,84	1,670	-17,727	B	0,223	0,031	115,5	4,4	4,4
HIP93655	19 04 15,373	-35 21 48,84	1,670	-17,727	V	0,208	0,028	113,6	2,5	4,2
HIP93655	19 04 15,373	-35 21 48,84	1,670	-17,727	R	0,176	0,022	107,7	176,6	3,8
HIP93655	19 04 15,373	-35 21 48,84	1,670	-17,727	I	0,224	0,040	121,4	10,3	5,2
HIP93874	19 07 06,174	-37 50 11,61	359,441	-19,130	U	0,020	0,038	86,3	156,3	54,4
HIP93874	19 07 06,174	-37 50 11,61	359,441	-19,130	B	0,068	0,033	104,8	174,8	14,0
HIP93874	19 07 06,174	-37 50 11,61	359,441	-19,130	V	0,024	0,039	116,0	6,0	46,6
HIP93874	19 07 06,174	-37 50 11,61	359,441	-19,130	R	0,036	0,040	132,1	22,1	31,8
HIP93874	19 07 06,174	-37 50 11,61	359,441	-19,130	I	0,180	0,032	70,5	140,5	5,2
HIP93911	19 07 20,008	-32 23 58,24	4,808	-17,242	U	0,090	0,020	55,6	124,0	6,4
HIP93911	19 07 20,008	-32 23 58,24	4,808	-17,242	B	0,095	0,038	40,9	109,3	11,5
HIP93911	19 07 20,008	-32 23 58,24	4,808	-17,242	V	0,100	0,025	39,9	108,3	7,2
HIP93911	19 07 20,008	-32 23 58,24	4,808	-17,242	R	0,111	0,056	39,6	108,0	14,5
HIP93911	19 07 20,008	-32 23 58,24	4,808	-17,242	I	0,167	0,139	49,1	117,5	23,8
HIP94042	19 08 44,828	-33 47 39,38	3,558	-18,025	U	0,032	0,031	157,4	46,3	27,8
HIP95337	19 23 44,856	-37 04 38,13	1,359	-22,004	U	0,215	0,067	97,1	169,0	8,9
HIP63514	13 00 53,434	-66 28 53,82	303,877	-3,627	U	0,916	0,062	88,6	90,7	2,1
HIP63514	13 00 53,434	-66 28 53,82	303,877	-3,627	B	1,016	0,033	88,5	90,6	1,2
HIP63514	13 00 53,434	-66 28 53,82	303,877	-3,627	V	1,117	0,021	87,6	89,7	0,5
HIP63514	13 00 53,434	-66 28 53,82	303,877	-3,627	R	1,063	0,043	89,6	91,7	1,2
HIP63514	13 00 53,434	-66 28 53,82	303,877	-3,627	I	0,998	0,041	84,7	86,8	1,2
HIP64054	13 07 38,190	-65 52 39,82	304,588	-3,058	U	0,668	0,038	85,9	89,5	1,9
HIP64054	13 07 38,190	-65 52 39,82	304,588	-3,058	B	0,701	0,050	86,1	89,7	2,1
HIP64054	13 07 38,190	-65 52 39,82	304,588	-3,058	V	0,750	0,032	90,1	93,7	1,2
HIP64054	13 07 38,190	-65 52 39,82	304,588	-3,058	R	0,738	0,023	84,8	88,4	0,9
HIP64054	13 07 38,190	-65 52 39,82	304,588	-3,058	I	0,683	0,060	86,7	90,3	2,5
HIP64209	13 09 35,932	-66 32 35,26	304,742	-3,735	U	0,912	0,033	82,6	86,6	1,4
HIP64209	13 09 35,932	-66 32 35,26	304,742	-3,735	B	1,071	0,040	86,3	90,3	1,3
HIP64209	13 09 35,932	-66 32 35,26	304,742	-3,735	V	1,152	0,094	88,8	92,8	2,3
HIP64209	13 09 35,932	-66 32 35,26	304,742	-3,735	R	1,159	0,021	85,8	89,8	0,5
HIP64209	13 09 35,932	-66 32 35,26	304,742	-3,735	I	0,825	0,027	86,9	90,9	0,9
HIP91266	18 36 57,629	-37 12 40,98	357,709	-13,357	U	0,288	0,035	125,3	11,2	3,6
HIP91266	18 36 57,629	-37 12 40,98	357,709	-13,357	B	0,363	0,048	134,8	20,7	3,9
HIP91266	18 36 57,629	-37 12 40,98	357,709	-13,357	V	0,312	0,025	136,4	22,3	2,3
HIP91266	18 36 57,629	-37 12 40,98	357,709	-13,357	R	0,342	0,021	131,3	17,2	1,8
HIP91266	18 36 57,629	-37 12 40,98	357,709	-13,357	I	0,440	0,065	131,2	17,1	4,2
HIP91931	18 44 27,060	-33 27 56,93	1,864	-13,227	U	0,380	0,041	128,5	14,5	3,3
HIP91931	18 44 27,060	-33 27 56,93	1,864	-13,227	B	0,378	0,038	127,2	13,2	3,0
HIP91931	18 44 27,060	-33 27 56,93	1,864	-13,227	V	0,326	0,034	126,3	12,3	3,0
HIP91931	18 44 27,060	-33 27 56,93	1,864	-13,227	R	0,419	0,026	127,5	13,5	1,8
HIP91931	18 44 27,060	-33 27 56,93	1,864	-13,227	I	0,148	0,074	132,3	18,3	14,3
HIP92051	18 45 43,615	-39 48 21,69	355,943	-15,955	U	0,047	0,140	56,2	123,9	85,3
HIP92051	18 45 43,615	-39 48 21,69	355,943	-15,955	B	0,119	0,022	14,4	82,1	5,6
HIP92051	18 45 43,615	-39 48 21,69	355,943	-15,955	V	0,030	0,027	2,9	70,6	25,8
HIP92051	18 45 43,615	-39 48 21,69	355,943	-15,955	R	0,027	0,035	142,5	30,2	37,1
HIP92051	18 45 43,615	-39 48 21,69	355,943	-15,955	I	0,057	0,074	43,8	111,5	37,2
HIP54925	11 14 50,644	-44 11 47,36	285,226	15,329	V	0,049	0,015	34,4	12,2	8,8
HIP54926	11 14 51,265	-43 48 45,40	285,078	15,685	V	0,040	0,023	90,7	68,5	16,5
HIP54983	11 15 29,514	-44 23 43,40	285,415	15,189	V	0,057	0,027	11,3	169,3	13,6
HIP54984	11 15 30,682	-42 36 46,48	284,721	16,841	V	0,031	0,018	81,6	59,4	16,6
HIP55038	11 16 00,161	-47 18 20,82	286,615	12,520	V	0,032	0,042	153,1	131,5	37,6
HIP55180	11 17 53,100	-45 34 24,98	286,272	14,250	V	0,019	0,018	36,3	14,9	27,1
HIP55270	11 19 10,420	-48 10 54,61	287,448	11,897	V	0,070	0,019	154,0	133,1	7,8
HIP55275	11 19 14,367	-48 52 42,36	287,711	11,250	V	0,037	0,053	113,9	93,1	41,0
HIP52130	10 39 00,437	-55 06 49,49	284,702	3,001	V	0,151	0,047	121,6	92,5	8,9
HIP52486	10 43 50,245	-56 43 02,63	286,065	1,917	V	0,197	0,021	141,4	113,3	3,1
HIP52506	10 44 09,607	-51 55 25,40	283,842	6,167	V	0,112	0,042	171,2	143,0	10,7
HIP52658	10 46 04,404	-56 57 58,16	286,452	1,839	V	0,105	0,045	115,7	88,1	12,3
HIP52788	10 47 32,437	-54 41 28,23	285,584	3,953	V	0,153	0,041	137,8	110,5	7,7
HIP53520	10 56 54,040	-53 12 25,49	286,162	5,894	V	0,106	0,045	75,4	50,0	12,2
HIP54060	11 03 42,619	-51 21 09,56	286,334	8,014	V	0,047	0,013	27,5	3,5	7,9
HIP61830	12 40 16,556	-29 55 02,36	300,051	32,892	V	0,055	0,021	130,7	127,7	10,9
HIP62090	12 43 32,053	-26 18 05,46	300,727	36,536	V	0,465	0,046	43,0	40,8	2,8
HIP62448	12 47 53,646	-24 51 05,97	301,912	38,013	V	0,450	0,045	61,7	60,7	2,9
HIP63243	12 57 33,129	-22 45 12,60	304,775	40,096	V	0,546	0,035	32,3	34,1	1,8
HIP65183	13 21 29,769	-19 29 21,46	312,608	42,817	V	0,100	0,056	120,7	129,8	16,0
HIP65203	13 21 46,308	-18 44 31,63	312,860	43,544	V	0,205	0,044	11,4	20,7	6,1
HIP65275	13 22 43,607	-18 01 51,26	313,334	44,208	V	0,067	0,045	20,9	30,6	19,2
HIP65520	13 25 48,847	-28 22 26,36	312,047	33,889	V	0,065	0,046	171,5	0,7	20,3
HIP66592	13 39 01,559	-24 51 45,62	316,433	36,758	V	0,208	0,034	56,2	69,4	4,7
HIP67744	13 52 38,808	-18 42 32,44	322,530	41,822	V	0,480	0,053	56,3	74,7	3,2
HIP67850	13 53 51,694	-14 39 51,00	324,748	45,547	V	0,385	0,041	55,5	75,5	3,1
HIP68136	13 56 59,315	-23 06 13,03	321,980	37,332	V	0,153	0,018	41,0	59,4	3,4
HIP68671	14 03 27,167	-10 58 02,31	329,950	48,091	V	0,371	0,033	55,6	79,9	2,5
HIP68709	14 03 57,747	-09 44 42,32	330,894	49,149	V	0,077	0,053	65,7	90,8	19,7
HIP69092	14 08 28,980	-11 49 46,06	331,068	46,790	V	0,220	0,093	90,1	115,5	12,1
HIP69143	14 09 13,200	-22 32 15,20	325,544	36,895	V	0,112	0,059	158,0	179,7	15,1
HIP69357	14 11 46,171	-12 36 42,36	331,626	45,737	V	0,309	0,054	45,4	71,4	5,0
HIP69639	14 15 09,159	-22 33 52,10	327,108	36,346	V	0,350	0,020	65,1	88,3	1,6
HIP73096	14 56 19,398	-18 55 41,64	339,642	34,891	V	0,059	0,028	9,9	44,1	13,6
HIP74126	15 08 55,654	-05 37 29,96	353,515	43,342	V	0,063	0,061	175,6	39,3	27,7
HIP74367	15 11 49,977	-16 09 34,41	345,275	34,923	V	0,434	0,058	74,2	112,8	3,8
HIP74391	15 12 12,012	-19 06 23,33	343,174	32,548	V	0,507	0,044	61,0	98,5	2,5
HIP74475	15 13 04,601	-09 49 41,13	350,708	39,560	V	0,779	0,028	76,6	118,6	1,0

Estrela	$\alpha_{2000}(\text{h m s})$	$\delta_{2000}(\text{° ' ''})$	$l(\text{°})$	$b(\text{°})$	Filtro	$P(\%)$	$\Delta P(\%)$	$\theta_{EQ}(\text{°})$	$\theta_{GAL}(\text{°})$	$\Delta\theta(\text{°})$
HIP74488	15 13 14,752	-11 00 25,49	349,738	38,652	V	0,144	0,022	78,0	119,4	4,4
HIP74531	15 13 47,084	-14 01 22,46	347,388	36,279	V	0,786	0,049	70,1	110,1	1,8
HIP74593	15 14 28,127	-18 25 42,72	344,172	32,754	V	0,131	0,043	79,9	118,1	9,4
HIP74623	15 14 50,597	-05 30 09,20	355,069	42,401	V	0,528	0,022	71,2	116,1	1,2
HIP76079	15 32 17,872	-10 26 19,51	354,509	35,856	V	0,915	0,072	81,7	126,9	2,3
HIP76410	15 36 23,203	-07 53 43,05	357,656	36,890	V	1,020	0,051	79,8	127,0	1,4
HIP78945	16 06 58,303	-03 15 09,69	7,987	33,948	V	1,460	0,055	100,1	154,0	1,1
HIP78983	16 07 21,234	-08 10 10,92	3,421	30,891	V	0,091	0,049	85,5	137,0	15,4
HIP79122	16 09 02,137	-09 38 52,09	2,387	29,642	V	0,051	0,038	110,3	161,3	21,3
HIP79486	16 13 14,678	-01 24 07,50	10,895	33,735	V	0,100	0,045	111,4	167,0	12,9
HIP79503	16 13 25,601	-04 03 05,67	8,342	32,175	V	0,139	0,032	138,6	12,8	6,6
HIP79529	16 13 45,434	-08 07 04,84	4,601	29,676	V	1,395	0,038	94,3	146,6	0,8
HIP79934	16 18 52,981	-09 04 15,42	4,621	28,091	V	0,670	0,031	105,6	158,1	1,3
HIP80149	16 21 34,869	+00 04 36,50	13,748	32,817	V	0,495	0,046	68,4	125,6	2,7
HIP84217	17 12 54,345	+00 21 07,30	21,453	21,947	V	0,116	0,039	148,0	28,7	9,6
HIP84676	17 18 39,272	-01 30 35,64	20,474	19,780	V	0,101	0,039	173,9	54,3	11,1
HIP86475	17 40 09,862	-03 32 09,38	21,384	14,105	V	0,623	0,047	81,0	141,9	2,2
HIP86765	17 43 44,253	-03 55 04,33	21,487	13,140	V	0,005	0,044	7,9	68,9	252,1
HIP86890	17 45 13,596	-02 45 43,82	22,710	13,373	V	1,165	0,021	79,1	140,4	0,5
HIP86987	17 46 32,583	-02 51 40,79	22,783	13,037	V	1,231	0,051	75,0	136,3	1,2
HIP87143	17 48 16,109	-01 00 59,60	24,660	13,538	V	1,458	0,046	83,2	144,9	0,9
HIP87633	17 54 03,688	-01 37 09,52	24,818	11,977	V	1,680	0,041	76,7	138,5	0,7
HIP89512	18 15 57,930	-03 37 04,77	25,632	6,209	V	0,831	0,031	115,0	177,2	1,1
HIP89527	18 16 05,572	+02 22 39,06	31,014	8,946	V	0,204	0,027	97,5	160,4	3,8
HIP89601	18 17 04,841	+01 00 20,64	29,894	8,100	V	0,039	0,055	135,6	18,3	40,4
HIP89612	18 17 14,369	+05 45 12,91	34,200	10,216	V	0,366	0,023	87,5	150,9	1,8
HIP89718	18 18 35,305	+04 09 43,96	32,911	9,200	V	1,448	0,042	53,1	116,3	0,8
HIP90035	18 22 17,221	+01 42 25,47	31,123	7,264	V	0,031	0,035	82,0	144,9	32,3
HIP90486	18 27 49,858	+00 11 59,88	30,412	5,342	V	0,460	0,051	91,4	154,2	3,2
HIP90616	18 29 25,178	+05 03 33,91	34,949	7,195	V	0,148	0,071	123,1	6,3	13,7
HIP90728	18 30 41,168	+04 30 39,01	34,599	6,666	V	0,154	0,011	115,7	178,9	2,0
HIP90742	18 30 55,343	+00 25 46,44	30,972	4,760	V	0,097	0,051	106,3	169,1	15,1
HIP90755	18 31 01,452	+05 45 09,03	35,754	7,150	V	0,213	0,035	112,7	176,0	4,7
HIP93702	19 04 49,896	-08 39 04,11	26,713	-6,891	V	0,056	0,035	16,7	80,2	17,9
HIP93780	19 05 54,007	-08 54 28,44	26,601	-7,242	V	0,199	0,053	91,2	154,8	7,6
HIP93947	19 07 43,817	-13 02 14,64	23,054	-9,465	V	0,444	0,062	127,4	11,6	4,0
HIP94248	19 11 05,601	-15 55 13,23	20,765	-11,443	V	0,576	0,021	136,5	21,3	1,0
HIP94929	19 19 00,096	-15 32 11,65	21,947	-13,004	V	0,215	0,221	106,4	171,5	29,4
HIP95015	19 20 00,099	-09 19 24,96	27,782	-10,547	V	0,051	0,031	102,0	165,9	17,4
HIP95020	19 20 02,612	-09 24 41,86	27,706	-10,595	V	0,186	0,084	71,1	135,0	12,9
HIP95973	19 30 58,040	-11 29 04,78	26,988	-13,914	V	0,055	0,028	8,8	73,4	14,6
HIP96440	19 36 26,075	-18 51 10,52	20,571	-18,158	V	0,161	0,080	62,6	129,3	14,2
HIP96729	19 39 49,461	-23 25 39,72	16,408	-20,636	V	0,399	0,066	65,2	133,6	4,7
HIP96854	19 41 13,676	-32 52 24,08	6,903	-24,118	V	0,068	0,053	104,9	177,1	22,3
HIP97007	19 42 59,324	-35 58 54,97	3,746	-25,375	V	0,037	0,037	165,1	58,9	28,6
HIP97066	19 43 36,878	-38 52 30,34	0,686	-26,268	V	0,131	0,043	49,1	124,3	9,4
HIP97067	19 43 37,618	-37 32 19,55	2,123	-25,922	V	0,611	0,225	36,8	111,4	10,6
HIP97340	19 47 00,388	-26 29 26,01	13,942	-23,243	V	0,195	0,031	107,3	177,4	4,6
HIP98108	19 56 16,662	-31 36 48,66	9,282	-26,782	V	0,114	0,042	93,6	166,8	10,6
HIP98287	19 58 13,356	-36 41 12,93	3,881	-28,520	V	0,062	0,168	21,7	97,7	77,6
HIP98496	20 00 35,900	-28 35 11,18	12,830	-26,773	V	0,489	0,027	33,8	105,9	1,6
HIP98521	20 00 54,932	-26 13 25,21	15,359	-26,093	V	0,443	0,020	17,6	88,6	1,3
HIP98766	20 03 36,009	-37 31 42,76	3,230	-29,758	V	0,051	0,064	143,1	40,2	36,0
HIP99038	20 06 28,034	-31 34 08,92	10,019	-28,852	V	0,018	0,045	50,7	124,9	71,6
HIP48849	09 57 49,333	-61 55 54,96	283,974	-5,631	V	0,132	0,025	163,8	125,9	5,4
HIP48873	09 58 07,147	-62 35 07,29	284,405	-6,125	V	0,366	0,019	115,4	77,5	1,5
HIP49051	10 00 33,894	-61 45 30,21	284,125	-5,296	V	0,049	0,036	97,2	59,9	21,0
HIP49320	10 04 01,846	-62 14 08,11	284,740	-5,432	V	0,190	0,016	164,4	127,8	2,4
HIP49648	10 08 05,552	-60 55 59,77	284,360	-4,096	V	0,200	0,016	162,7	127,0	2,3
HIP50287	10 16 03,211	-59 54 12,28	284,579	-2,689	V	0,038	0,024	7,3	153,3	18,1
HIP50397	10 17 27,533	-58 31 57,47	283,965	-1,450	V	0,641	0,040	139,3	105,6	1,8
HIP50808	10 22 24,599	-60 10 37,68	285,392	-2,482	V	0,021	0,031	168,8	136,2	42,3
HIP52552	10 44 40,033	-58 10 27,74	286,848	0,682	V	0,030	0,053	112,9	85,0	50,6
HIP61863	12 40 42,144	-32 51 57,55	300,330	29,952	V	0,031	0,018	46,1	43,3	16,6
HIP61872	12 40 45,746	-33 22 17,13	300,373	29,447	V	0,033	0,026	85,7	83,0	22,6
HIP61884	12 40 51,456	-27 42 47,67	300,070	35,100	V	0,153	0,037	59,1	56,2	6,9
HIP61893	12 40 59,761	-31 44 16,32	300,340	31,081	V	0,043	0,024	154,7	152,0	16,0
HIP61912	12 41 17,996	-33 26 39,71	300,505	29,380	V	0,167	0,020	136,3	133,7	3,4
HIP61967	12 41 56,682	-22 43 40,74	300,070	40,091	V	0,171	0,039	85,9	83,1	6,5
HIP62061	12 43 12,582	-30 14 47,10	300,823	32,592	V	0,204	0,011	130,2	128,0	1,5
HIP62089	12 43 31,681	-18 52 10,93	300,332	43,962	V	0,168	0,028	61,8	59,4	4,8
HIP62485	12 48 17,814	-32 19 29,01	302,162	30,542	V	0,084	0,043	114,8	114,0	14,7
HIP66758	13 40 59,697	-12 46 58,61	321,270	48,316	V	0,402	0,042	70,1	86,8	3,0
HIP66844	13 41 57,510	-13 01 39,80	321,501	48,014	V	0,566	0,023	69,9	86,8	1,2
HIP66920	13 42 53,622	-15 02 06,90	320,972	46,026	V	0,324	0,022	57,7	74,3	1,9
HIP66973	13 43 35,211	-14 14 41,16	321,536	46,735	V	0,254	0,024	66,5	83,5	2,7
HIP67069	13 44 44,602	-14 13 30,65	321,934	46,671	V	0,075	0,044	174,8	12,2	16,8
HIP67093	13 45 06,459	-18 05 45,86	320,468	42,941	V	0,011	0,040	150,5	166,9	104,2
HIP67274	13 47 16,003	-17 04 33,75	321,551	43,768	V	0,560	0,037	48,6	65,9	1,9
HIP67555	13 50 34,594	-19 53 52,42	321,424	40,841	V	0,120	0,029	106,8	124,3	6,9
HIP67708	13 52 15,449	-14 40 35,54	324,220	45,666	V	0,516	0,038	56,5	76,0	2,1
HIP70588	14 26 20,994	-07 19 39,23	340,041	48,585	V	0,053	0,023	30,6	63,4	12,4
HIP70913	14 30 08,323	-07 04 17,68	341,436	48,283	V	0,527	0,073	55,3	89,2	4,0
HIP70956	14 30 47,718	-08 38 46,81	340,351	46,879	V	0,039	0,046	92,2	125,4	33,8
HIP70973	14 31 00,622	-05 48 08,47	342,797	49,206	V	0,066	0,049	80,9	115,9	21,3
HIP71118	14 32 34,330	-09 45 24,89	340,002	45,710	V	0,191	0,153	94,9	127,9	22,9
HIP71169	14 33 21,229	-06 56 09,06	342,537	47,944	V	0,454	0,049	49,1	84,0	3,1
HIP71199	14 33 41,163	-06 52 13,76	342,694	47,950	V	0,571	0,042	49,7	84,7	2,1
HIP71331	14 35 15,611	-09 05 43,97	341,319	45,896	V	0,639	0,029	60,8	94,8	1,3
HIP71535	14 37 52,934	-05 32 55,20	345,124	48,408	V	0,511	0,037	43,3	80,2	2,1

Estrela	$\alpha_{2000}(h m s)$	$\delta_{2000}(^{\circ} ' ")$	$l(^{\circ})$	$b(^{\circ})$	Filtro	$P(\%)$	$\Delta P(\%)$	$\theta_{EQ}(^{\circ})$	$\theta_{GAL}(^{\circ})$	$\Delta\theta(^{\circ})$
HIP74841	15 17 40,426	-00 59 05,55	0,289	44,986	V	0,772	0,031	86,5	135,0	1,2
HIP74904	15 18 27,593	-00 47 10,37	0,683	44,970	V	0,157	0,027	89,5	138,3	4,9
HIP75342	15 23 43,711	-01 01 20,58	1,638	43,819	V	0,086	0,091	166,3	35,8	30,3
HIP75397	15 24 21,044	-00 32 38,82	2,284	44,009	V	0,985	0,044	83,6	133,6	1,3
HIP75685	15 27 42,637	-02 45 18,60	0,734	41,933	V	1,503	0,035	89,3	138,2	0,8
HIP75688	15 27 45,664	-00 36 52,27	2,964	43,309	V	0,749	0,020	86,5	136,9	0,8
HIP76278	15 34 49,574	-00 08 47,54	4,970	42,227	V	0,642	0,043	83,3	135,1	1,9
HIP76292	15 35 04,787	-03 19 20,88	1,754	40,168	V	0,036	0,037	23,2	72,9	29,4
HIP76577	15 38 19,177	+00 56 24,51	6,851	42,197	V	0,919	0,078	94,0	147,1	2,4
HIP77266	15 46 30,836	-04 03 35,98	3,364	37,502	V	2,124	0,057	91,3	142,2	0,8
HIP87224	17 49 19,043	+01 57 41,09	27,500	14,700	V	0,341	0,019	64,4	126,8	1,6
HIP87272	17 49 57,055	+00 30 43,32	26,253	13,886	V	0,099	0,032	122,8	4,9	9,3
HIP87322	17 50 34,034	-06 03 01,03	20,427	10,617	V	0,034	0,026	109,6	170,5	21,9
HIP87432	17 52 00,724	+01 05 57,29	27,035	13,703	V	1,070	0,119	68,3	130,6	3,2
HIP87480	17 52 26,714	+02 59 39,16	28,820	14,482	V	0,296	0,026	86,0	148,7	2,5
HIP87494	17 52 37,058	-05 15 43,44	21,379	10,553	V	1,276	0,036	79,0	140,1	0,8
HIP87521	17 52 51,875	-00 02 15,19	26,103	12,985	V	1,151	0,042	86,5	148,6	1,0
HIP87566	17 53 19,205	+02 40 04,80	28,624	14,138	V	0,525	0,016	79,5	142,2	0,9
HIP87675	17 54 28,339	+03 43 55,73	29,736	14,369	V	0,968	0,054	60,9	123,8	1,6
HIP87678	17 54 29,831	-03 27 44,84	23,215	11,006	V	0,036	0,035	155,5	37,0	27,9
HIP87745	17 55 24,781	+03 45 16,24	29,867	14,170	V	0,059	0,040	116,8	179,8	19,4
HIP87761	17 55 37,511	+02 04 29,76	28,354	13,354	V	0,846	0,058	87,2	149,8	2,0
HIP87807	17 56 15,026	-04 34 35,03	22,433	10,089	V	1,547	0,035	72,8	134,2	0,7
HIP88024	17 58 45,852	-05 25 29,49	21,981	9,133	V	0,878	0,041	79,6	141,0	1,3
HIP88958	18 09 31,031	+00 23 28,89	28,462	9,497	V	0,122	0,036	67,2	129,7	8,5
HIP88974	18 09 39,066	+04 11 57,35	31,922	11,206	V	0,978	0,028	49,0	112,2	0,8
HIP88983	18 09 44,785	+04 36 11,29	32,301	11,367	V	0,336	0,034	69,5	132,7	2,9
HIP89207	18 12 18,163	+01 53 50,79	30,143	9,570	V	0,037	0,030	23,1	85,9	23,2
HIP92278	18 48 21,908	-04 56 06,30	28,189	-1,567	V	0,089	0,036	113,5	176,4	11,6
HIP93324	19 00 29,695	-07 23 08,99	27,368	-5,364	V	0,157	0,083	107,8	171,1	15,1
HIP93540	19 03 05,873	-11 02 38,13	24,362	-7,572	V	0,155	0,147	179,1	62,8	27,2
HIP93690	19 04 45,079	-07 27 21,67	27,781	-6,339	V	0,061	0,039	69,6	133,0	18,3
HIP93809	19 06 18,200	-11 38 57,33	24,163	-8,544	V	0,105	0,065	131,5	15,4	17,7
HIP94534	19 14 22,146	-17 54 07,70	19,265	-12,989	V	0,495	0,060	163,9	49,2	3,5
HIP94544	19 14 32,965	-18 03 35,17	19,136	-13,094	V	0,192	0,026	32,8	98,2	3,9
HIP94559	19 14 39,938	-12 48 01,34	24,016	-10,885	V	0,653	0,050	151,5	35,9	2,2
HIP94635	19 15 26,117	-16 05 57,07	21,052	-12,463	V	0,654	0,018	131,3	16,3	0,8
HIP94851	19 18 00,671	-09 41 10,33	27,231	-10,266	V	1,015	0,033	179,4	63,3	0,9
HIP94879	19 18 29,861	-18 41 48,56	18,938	-14,210	V	0,272	0,020	24,4	90,1	2,1
HIP94925	19 18 59,097	-10 55 47,64	26,200	-11,025	V	0,798	0,022	169,3	53,5	0,8
HIP95244	19 22 40,300	-20 38 34,48	17,508	-15,897	V	0,048	0,040	147,2	33,7	23,9
HIP95417	19 24 34,233	-22 03 43,85	16,333	-16,864	V	0,075	0,054	50,8	117,8	20,6
HIP95457	19 25 06,184	-23 02 30,59	15,437	-17,358	V	0,023	0,081	96,7	164,0	100,9
HIP95458	19 25 07,118	-18 33 46,06	19,727	-15,587	V	0,196	0,040	153,7	39,8	5,8
HIP95645	19 27 18,469	-23 20 49,91	15,346	-17,943	V	0,197	0,036	176,8	64,3	5,2
HIP95921	19 30 29,231	-34 56 16,11	4,015	-22,634	V	0,063	0,030	129,8	21,7	13,6
HIP96111	19 32 28,514	-30 52 10,08	8,319	-21,716	V	0,072	0,022	25,0	95,5	8,8
HIP96240	19 34 09,827	-23 00 59,67	16,299	-19,276	V	0,028	0,053	3,6	71,5	54,2
HIP96408	19 36 03,186	-28 40 06,17	10,831	-21,704	V	0,232	0,287	120,1	10,1	35,4
HIP96710	19 39 36,172	-26 45 07,06	13,060	-21,779	V	0,040	0,034	32,5	102,1	24,4
HIP53484	10 56 29,495	-48 19 55,27	283,977	10,264	V	0,070	0,029	104,8	79,0	11,9
HIP53719	10 59 26,305	-56 37 22,95	287,945	2,955	V	0,037	0,038	80,1	55,4	29,4
HIP53771	11 00 08,278	-51 49 04,08	286,018	7,361	V	0,049	0,015	128,9	104,1	8,8
HIP53779	11 00 12,984	-48 28 14,11	284,605	10,404	V	0,098	0,036	65,6	40,6	10,5
HIP53797	11 00 23,127	-56 33 06,70	288,033	3,073	V	0,123	0,023	156,2	131,7	5,4
HIP53808	11 00 33,654	-49 00 18,30	284,886	9,943	V	0,257	0,049	149,0	124,1	5,5
HIP54185	11 05 04,111	-49 23 32,28	285,729	9,894	V	0,120	0,031	140,2	116,3	7,4
HIP54438	11 08 19,840	-49 23 18,55	286,222	10,109	V	0,277	0,034	136,5	113,4	3,5
HIP63019	12 54 52,282	-25 25 37,81	303,908	37,438	V	0,208	0,029	80,0	81,0	4,0
HIP63083	12 55 32,455	-30 04 12,40	303,988	32,793	V	0,041	0,028	133,5	134,6	19,6
HIP63123	12 56 01,485	-31 28 55,51	304,078	31,379	V	0,160	0,029	110,8	112,0	5,2
HIP63142	12 56 17,205	-19 37 53,48	304,499	43,225	V	0,127	0,043	128,7	130,2	9,7
HIP63157	12 56 30,078	-24 55 31,74	304,387	37,932	V	0,067	0,044	46,2	47,6	18,8
HIP63162	12 56 31,114	-26 35 10,92	304,341	36,272	V	0,209	0,019	68,7	70,1	2,6
HIP63271	12 57 55,299	-19 11 17,26	305,048	43,657	V	0,141	0,065	26,2	28,2	13,2
HIP63296	12 58 18,132	-25 09 53,83	304,895	37,681	V	0,327	0,019	73,4	75,3	1,7
HIP69881	14 18 00,727	-07 32 32,60	337,183	49,485	V	0,059	0,046	85,8	116,2	22,3
HIP70118	14 20 50,334	-19 19 56,32	330,321	38,738	V	0,163	0,045	122,3	148,0	7,9
HIP70123	14 20 53,515	-17 28 53,48	331,390	40,396	V	0,094	0,028	8,4	34,8	8,5
HIP70153	14 21 16,148	-11 23 54,65	335,380	45,738	V	0,564	0,017	68,8	98,0	0,9
HIP70183	14 21 32,812	-10 22 16,13	336,195	46,599	V	0,345	0,017	68,7	98,5	1,4
HIP70204	14 21 49,235	-10 40 00,48	336,067	46,309	V	0,369	0,030	62,3	92,0	2,3
HIP70226	14 22 02,258	-08 05 28,84	338,062	48,503	V	0,281	0,017	62,0	93,1	1,7
HIP70357	14 23 42,636	-12 58 49,30	335,030	44,065	V	0,501	0,058	62,8	91,8	3,3
HIP72433	14 48 40,638	-07 06 25,29	346,839	45,535	V	0,319	0,031	89,1	127,6	2,8
HIP72474	14 49 09,202	-04 30 07,10	349,374	47,474	V	0,697	0,033	75,5	115,8	1,4
HIP72531	14 49 46,108	-09 12 09,00	345,328	43,716	V	0,055	0,037	85,0	122,4	19,3
HIP72618	14 50 51,748	-04 08 00,69	350,207	47,476	V	0,548	0,047	75,5	116,5	2,5
HIP72663	14 51 26,002	-02 27 26,56	352,033	48,634	V	0,089	0,040	12,1	54,4	12,9
HIP72740	14 52 17,266	-03 31 06,24	351,205	47,703	V	0,889	0,095	70,7	112,4	3,1
HIP72769	14 52 31,764	-15 23 15,63	341,214	38,322	V	0,711	0,040	74,3	109,2	1,6
HIP72891	14 53 51,411	-09 05 09,42	346,523	43,188	V	0,747	0,074	67,0	105,4	2,8
HIP76487	15 37 18,149	-00 09 49,69	5,464	41,729	V	0,126	0,040	15,2	67,4	9,1
HIP76607	15 38 41,801	-01 47 12,92	4,061	40,449	V	1,268	0,056	85,0	136,2	1,3
HIP76620	15 38 49,715	-02 49 43,57	3,031	39,766	V	0,566	0,089	77,4	128,0	4,5
HIP76635	15 39 01,056	-00 18 41,40	5,660	41,299	V	0,096	0,031	107,3	159,6	9,3
HIP76763	15 40 25,585	-00 54 44,78	5,316	40,653	V	1,030	0,016	77,8	129,9	0,4
HIP76865	15 41 45,397	-06 26 39,81	0,118	36,871	V	0,943	0,034	87,0	135,8	1,0
HIP76892	15 42 01,403	+00 27 25,30	7,077	41,166	V	0,920	0,043	85,1	138,3	1,3
HIP76921	15 42 21,839	-01 24 33,71	5,193	39,965	V	1,424	0,032	79,7	131,7	0,6

Estrela	$\alpha_{2000}(\text{h m s})$	$\delta_{2000}(\text{° ' ''})$	$l(\text{°})$	$b(\text{°})$	Filtro	$P(\%)$	$\Delta P(\%)$	$\theta_{EQ}(\text{°})$	$\theta_{GAL}(\text{°})$	$\Delta\theta(\text{°})$
HIP88961	18 09 32,246	-00 19 37,67	27,819	9,161	V	0,036	0,039	38,0	100,4	31,0
HIP88969	18 09 36,638	-05 39 13,13	23,075	6,651	V	0,326	0,031	107,3	169,1	2,7
HIP88996	18 09 52,365	-07 54 49,39	21,105	5,521	V	0,075	0,011	121,5	3,1	4,2
HIP89181	18 12 01,373	-08 43 51,55	20,638	4,665	V	0,891	0,024	130,6	12,2	0,8
HIP89216	18 12 24,023	-07 17 49,13	21,949	5,263	V	0,067	0,044	144,6	26,3	18,8
HIP89259	18 12 55,138	-00 45 37,84	27,826	8,211	V	0,833	0,027	112,4	174,8	0,9
HIP89477	18 15 34,328	-05 28 30,65	23,936	5,427	V	0,467	0,038	107,2	169,2	2,3
HIP89489	18 15 42,446	-03 21 27,50	25,834	6,387	V	1,093	0,032	111,6	173,8	0,8
HIP91016	18 33 59,514	+01 17 26,63	32,092	4,470	V	0,103	0,029	157,9	40,8	8,1
HIP91142	18 35 36,494	+04 56 09,56	35,537	5,764	V	0,063	0,048	15,4	78,6	21,8
HIP91259	18 36 54,062	+03 47 23,60	34,657	4,958	V	0,128	0,040	137,7	20,8	9,0
HIP91355	18 37 57,095	-02 35 25,90	29,087	1,815	V	0,364	0,044	107,4	170,1	3,5
HIP91394	18 38 23,799	-03 11 37,10	28,602	1,440	V	0,031	0,028	112,6	175,3	25,9
HIP91440	18 38 54,948	+06 16 14,82	37,107	5,631	V	0,230	0,022	114,0	177,2	2,7
HIP91630	18 41 13,837	-03 49 01,95	28,372	0,526	V	1,743	0,031	63,3	126,1	0,5
HIP91645	18 41 20,353	+04 33 29,39	35,847	4,320	V	0,028	0,020	29,6	92,7	20,5
HIP91665	18 41 34,472	-03 07 06,53	29,032	0,770	V	0,172	0,029	67,9	130,7	4,8
HIP95670	19 27 35,064	-16 27 11,27	21,974	-15,261	V	0,437	0,032	49,6	115,3	2,1
HIP95677	19 27 40,090	-18 21 03,01	20,184	-16,054	V	0,021	0,026	123,3	9,4	35,5
HIP95722	19 28 12,302	-12 08 41,36	26,076	-13,586	V	0,091	0,035	37,9	102,6	11,0
HIP95842	19 29 33,823	-15 21 31,47	23,211	-15,241	V	0,301	0,015	149,5	35,0	1,4
HIP95847	19 29 37,860	-12 38 48,17	25,762	-14,115	V	0,068	0,033	10,5	75,3	13,9
HIP95884	19 30 02,155	-15 58 32,24	22,677	-15,600	V	0,350	0,034	159,7	45,3	2,8
HIP95893	19 30 08,549	-18 14 35,43	20,533	-16,548	V	0,234	0,044	32,6	98,8	5,4
HIP95942	19 30 41,059	-18 19 24,56	20,510	-16,698	V	0,233	0,077	145,7	32,0	9,5
HIP57451	11 46 36,396	-64 45 57,53	296,090	-2,759	U	1,129	0,048	76,0	61,6	1,6
HIP57451	11 46 36,396	-64 45 57,53	296,090	-2,759	B	1,322	0,026	77,4	63,0	0,6
HIP57451	11 46 36,396	-64 45 57,53	296,090	-2,759	V	1,504	0,109	77,4	63,0	2,1
HIP57451	11 46 36,396	-64 45 57,53	296,090	-2,759	R	1,589	0,013	76,6	62,2	0,2
HIP57451	11 46 36,396	-64 45 57,53	296,090	-2,759	I	1,261	0,028	75,6	61,2	0,6
HIP61697	12 38 49,057	-66 41 47,89	301,681	-3,856	U	0,993	0,048	121,2	118,4	1,7
HIP61697	12 38 49,057	-66 41 47,89	301,681	-3,856	B	1,213	0,022	127,2	124,4	0,5
HIP61697	12 38 49,057	-66 41 47,89	301,681	-3,856	V	1,266	0,019	123,7	120,9	0,4
HIP61697	12 38 49,057	-66 41 47,89	301,681	-3,856	R	1,300	0,034	120,4	117,6	0,7
HIP61697	12 38 49,057	-66 41 47,89	301,681	-3,856	I	1,110	0,045	121,9	119,1	1,2
HIP62270	12 45 38,888	-62 11 22,55	302,257	0,675	U	0,812	0,042	81,4	80,1	1,5
HIP62270	12 45 38,888	-62 11 22,55	302,257	0,675	U	0,854	0,058	81,2	79,9	2,1
HIP62270	12 45 38,888	-62 11 22,55	302,257	0,675	B	0,945	0,027	85,4	84,1	0,8
HIP62270	12 45 38,888	-62 11 22,55	302,257	0,675	V	1,024	0,032	82,1	80,8	0,9
HIP62270	12 45 38,888	-62 11 22,55	302,257	0,675	R	1,021	0,031	83,8	82,5	0,9
HIP62270	12 45 38,888	-62 11 22,55	302,257	0,675	I	0,860	0,015	83,5	82,2	0,5
HIP62677	12 50 35,843	-68 05 28,73	302,853	-5,220	U	0,731	0,034	99,8	99,6	1,3
HIP62677	12 50 35,843	-68 05 28,73	302,853	-5,220	B	0,577	0,137	98,8	98,6	6,8
HIP62677	12 50 35,843	-68 05 28,73	302,853	-5,220	V	0,843	0,034	100,5	100,3	1,2
HIP62677	12 50 35,843	-68 05 28,73	302,853	-5,220	R	0,816	0,126	98,8	98,6	4,4
HIP62677	12 50 35,843	-68 05 28,73	302,853	-5,220	I	0,759	0,066	103,3	103,1	2,5
HIP64546	13 13 47,033	-64 18 47,74	305,351	-1,547	U	0,521	0,050	79,6	84,6	2,7
HIP64546	13 13 47,033	-64 18 47,74	305,351	-1,547	B	0,575	0,021	79,5	84,5	1,0
HIP64546	13 13 47,033	-64 18 47,74	305,351	-1,547	V	0,633	0,029	80,8	85,8	1,3
HIP64546	13 13 47,033	-64 18 47,74	305,351	-1,547	R	0,620	0,022	78,9	83,9	1,0
HIP64546	13 13 47,033	-64 18 47,74	305,351	-1,547	I	0,609	0,047	80,3	85,3	2,2
HIP51307	10 28 48,015	-57 13 58,81	284,539	0,455	V	0,315	0,228	160,9	129,6	20,7
HIP59457	12 11 44,292	-64 56 55,64	298,743	-2,400	U	0,146	0,027	95,4	86,6	5,4
HIP59457	12 11 44,292	-64 56 55,64	298,743	-2,400	B	0,180	0,018	40,1	31,3	2,9
HIP59457	12 11 44,292	-64 56 55,64	298,743	-2,400	V	0,095	0,059	166,1	157,3	17,8
HIP59457	12 11 44,292	-64 56 55,64	298,743	-2,400	R	0,219	0,054	149,2	140,4	7,1
HIP59457	12 11 44,292	-64 56 55,64	298,743	-2,400	I	0,109	0,088	93,7	84,9	23,1
HIP60394	12 23 00,074	-64 43 49,23	299,902	-2,026	U	0,111	0,057	112,4	104,1	14,7
HIP60394	12 23 00,074	-64 43 49,23	299,902	-2,026	B	0,112	0,068	110,6	104,3	17,4
HIP60394	12 23 00,074	-64 43 49,23	299,902	-2,026	V	0,193	0,024	175,8	169,5	3,6
HIP60394	12 23 00,074	-64 43 49,23	299,902	-2,026	R	0,197	0,043	85,3	79,0	6,3
HIP60394	12 23 00,074	-64 43 49,23	299,902	-2,026	I	0,215	0,080	145,5	139,2	10,7
HIP60752	12 27 02,562	-61 23 06,82	300,015	1,348	U	0,840	0,034	74,8	69,4	1,5
HIP60752	12 27 02,562	-61 23 06,82	300,015	1,348	B	0,876	0,036	140,3	134,9	1,2
HIP60752	12 27 02,562	-61 23 06,82	300,015	1,348	V	0,996	0,027	140,4	135,0	0,8
HIP60752	12 27 02,562	-61 23 06,82	300,015	1,348	R	1,046	0,045	43,7	38,3	1,2
HIP60752	12 27 02,562	-61 23 06,82	300,015	1,348	I	0,821	0,009	129,2	123,8	0,3
HIP60861	12 28 25,685	-61 47 41,43	300,216	0,956	U	0,156	0,042	93,1	88,0	7,8
HIP60861	12 28 25,685	-61 47 41,43	300,216	0,956	B	0,211	0,023	92,2	87,1	3,1
HIP60861	12 28 25,685	-61 47 41,43	300,216	0,956	V	0,162	0,009	112,8	107,7	1,6
HIP60861	12 28 25,685	-61 47 41,43	300,216	0,956	R	0,140	0,001	158,2	153,1	0,2
HIP60861	12 28 25,685	-61 47 41,43	300,216	0,956	I	0,413	0,359	119,4	114,3	24,9
HIP60950	12 29 38,704	-66 35 54,98	300,766	-3,819	U	0,177	0,149	73,3	68,4	24,1
HIP61033	12 30 31,333	-61 49 04,41	300,465	0,954	U	0,736	0,042	70,8	66,1	1,9
HIP61033	12 30 31,333	-61 49 04,41	300,465	0,954	B	0,794	0,034	82,9	78,2	1,2
HIP61033	12 30 31,333	-61 49 04,41	300,465	0,954	V	0,883	0,008	92,0	87,3	0,3
HIP61033	12 30 31,333	-61 49 04,41	300,465	0,954	R	0,888	0,022	81,2	76,5	0,7
HIP61033	12 30 31,333	-61 49 04,41	300,465	0,954	I	0,759	0,302	136,2	131,5	11,4
HIP62400	12 47 18,544	-63 32 58,54	302,472	-0,682	U	1,387	0,047	63,4	62,5	1,4
HIP62400	12 47 18,544	-63 32 58,54	302,472	-0,682	B	1,690	0,022	5,1	4,2	0,4
HIP62400	12 47 18,544	-63 32 58,54	302,472	-0,682	V	1,766	0,045	106,8	105,9	0,7
HIP62400	12 47 18,544	-63 32 58,54	302,472	-0,682	R	1,777	0,060	97,6	96,7	1,0
HIP61249	12 33 06,815	-64 47 39,02	300,982	-1,992	U	0,524	0,067	98,2	94,1	3,7
HIP61249	12 33 06,815	-64 47 39,02	300,982	-1,992	B	0,535	0,037	142,3	138,2	2,0
HIP61249	12 33 06,815	-64 47 39,02	300,982	-1,992	V	0,663	0,020	72,7	68,6	0,9
HIP61249	12 33 06,815	-64 47 39,02	300,982	-1,992	R	0,623	0,046	62,4	58,3	2,1
HIP61249	12 33 06,815	-64 47 39,02	300,982	-1,992	I	0,595	0,042	154,3	150,2	2,0
HIP61715	12 39 00,883	-62 31 46,09	301,500	0,308	U	1,249	0,018	77,8	75,0	0,4
HIP61997	12 42 19,755	-62 59 37,72	301,898	-0,140	U	1,534	0,065	82,1	80,1	1,2
HIP62154	12 44 19,245	-61 31 30,72	302,084	1,335	U	1,920	0,031	83,7	82,1	1,1

Estrela	$\alpha_{2000}(\text{h m s})$	$\delta_{2000}(\text{° ' ''})$	$l(\text{°})$	$b(\text{°})$	Filtro	$P(\%)$	$\Delta P(\%)$	$\theta_{EQ}(\text{°})$	$\theta_{GAL}(\text{°})$	$\Delta\theta(\text{°})$
HIP62205	12 44 57,388	-65 19 09,36	302,255	-2,456	U	1,129	0,024	68,9	67,5	1,2
HIP62205	12 44 57,388	-65 19 09,36	302,255	-2,456	B	1,305	0,022	87,8	86,4	0,5
HIP62205	12 44 57,388	-65 19 09,36	302,255	-2,456	V	1,689	0,045	93,2	91,8	0,8
HIP62205	12 44 57,388	-65 19 09,36	302,255	-2,456	R	1,710	0,072	179,3	177,9	1,2
HIP62205	12 44 57,388	-65 19 09,36	302,255	-2,456	I	1,527	0,055	82,8	81,4	1,0
HIP62870	12 53 07,576	-64 24 33,61	303,114	-1,538	U	0,325	0,038	72,7	73,1	3,4
HIP63036	12 55 02,569	-62 33 31,91	303,347	0,310	U	0,225	0,033	57,5	58,3	4,3
HIP63036	12 55 02,569	-62 33 31,91	303,347	0,310	B	0,352	0,016	168,1	168,9	1,3
HIP63036	12 55 02,569	-62 33 31,91	303,347	0,310	V	0,372	0,031	42,6	43,4	2,4
HIP63036	12 55 02,569	-62 33 31,91	303,347	0,310	R	0,299	0,056	127,9	128,7	5,4
HIP63036	12 55 02,569	-62 33 31,91	303,347	0,310	I	0,129	0,021	5,7	6,5	4,7
HIP63112	12 55 54,666	-62 37 08,52	303,446	0,248	U	0,149	0,062	85,9	86,9	11,9
HIP91470	18 39 19,550	-36 13 46,78	358,830	-13,390	U	0,423	0,030	130,3	16,3	2,2
HIP91540	18 40 05,668	-37 30 18,77	357,692	-14,045	U	0,433	0,068	122,7	9,1	4,6
HIP91618	18 41 05,853	-38 21 30,47	356,965	-14,566	U	0,257	0,022	113,2	179,9	2,7
HIP91827	18 43 21,562	-38 37 40,01	356,889	-15,079	U	0,167	0,047	116,2	3,3	8,2
HIP92188	18 47 19,037	-37 32 55,23	358,232	-15,379	U	0,360	0,039	131,6	19,0	3,3
HIP92392	18 49 41,087	-33 35 52,66	2,189	-14,280	U	0,190	0,037	116,4	3,1	5,7
HIP93209	18 59 10,963	-39 32 04,96	357,195	-18,267	U	0,352	0,062	115,9	5,4	5,1
HIP93368	19 01 03,248	-37 03 39,23	359,764	-17,734	U	0,413	0,052	114,1	3,1	3,7
HIP40926	08 21 07,638	-64 06 21,61	278,205	-15,186	V	0,054	0,030	22,3	143,8	15,9
HIP41907	08 32 41,765	-73 21 24,44	287,026	-19,141	V	0,141	0,037	4,6	126,2	7,5
HIP43257	08 48 42,933	-39 14 01,94	260,387	2,818	V	0,089	0,024	53,6	2,6	7,7
HIP43620	08 53 03,778	-56 38 58,15	274,350	-7,658	V	0,044	0,022	78,8	28,0	14,3
HIP43974	08 57 18,354	-69 01 16,10	284,499	-15,036	V	0,027	0,023	64,0	12,2	24,4
HIP44713	09 06 38,831	-43 29 31,12	265,814	2,600	V	0,076	0,043	170,2	122,4	16,2
HIP45214	09 12 50,607	-60 55 00,37	279,299	-8,522	V	0,049	0,060	166,2	119,0	35,1
HIP46902	09 33 28,401	-69 41 29,43	287,211	-13,120	V	0,045	0,020	55,5	11,5	12,7
HIP48030	09 47 26,846	-63 36 03,20	284,105	-7,674	V	0,526	0,017	154,6	114,4	0,9
HIP48097	09 48 23,697	-60 11 48,76	281,989	-4,995	V	0,123	0,031	110,1	70,3	7,2
HIP49978	10 12 11,223	-66 10 53,69	287,792	-8,110	V	0,507	0,030	14,1	159,0	1,7
HIP50626	10 20 27,433	-72 07 48,88	291,835	-12,594	V	0,060	0,124	111,5	77,6	59,2
HIP55628	11 23 46,618	-38 29 23,05	284,664	21,253	V	0,080	0,039	27,2	6,3	14,0
HIP58248	11 56 45,562	-10 43 28,92	281,806	49,891	V	0,104	0,039	0,2	161,1	10,7
HIP58363	11 58 03,669	-31 39 03,38	289,838	29,860	V	0,058	0,032	64,9	51,2	15,8
HIP58669	12 01 46,095	-34 39 01,14	291,470	27,113	V	0,048	0,072	32,8	20,4	43,0
HIP59584	12 13 07,440	-38 02 11,95	294,670	24,220	V	0,052	0,028	146,2	136,9	15,4
HIP60775	12 27 26,390	-28 42 58,45	296,594	33,860	V	0,068	0,052	59,3	52,9	21,9
HIP61122	12 31 35,151	-33 40 13,33	298,209	29,019	V	0,163	0,031	30,5	25,4	5,4
HIP61172	12 32 04,388	-32 32 01,54	298,212	30,160	V	0,063	0,040	115,5	110,5	18,2
HIP62450	12 47 54,977	-34 03 38,93	302,100	28,805	V	0,098	0,018	36,5	35,6	5,3
HIP62460	12 48 02,091	-18 05 18,64	301,794	44,776	V	0,031	0,041	111,3	110,2	37,9
HIP64996	13 19 21,592	-24 37 09,53	310,972	37,816	V	0,032	0,014	152,7	160,6	12,5
HIP65311	13 23 08,631	-33 11 23,56	310,530	29,214	V	0,120	0,050	6,5	14,6	11,9
HIP65315	13 23 10,934	-38 34 15,07	309,712	23,883	V	0,149	0,035	57,8	65,5	6,7
HIP70382	14 24 00,356	-19 48 03,20	330,913	37,990	V	0,020	0,072	96,0	122,3	103,1
HIP70472	14 24 49,860	-17 27 08,09	332,505	39,996	V	0,034	0,168	108,0	135,4	141,6
HIP70494	14 25 07,590	-14 42 30,73	334,300	42,386	V	0,489	0,028	85,2	113,8	1,6
HIP70501	14 25 17,593	-13 21 11,39	335,245	43,552	V	0,635	0,028	172,6	21,9	1,3
HIP70677	14 27 21,372	-14 50 19,61	334,853	42,011	V	0,109	0,039	6,4	35,5	10,3
HIP71077	14 32 05,121	-27 42 32,90	328,716	30,075	V	0,304	0,040	4,7	30,6	3,8
HIP71559	14 38 06,984	-12 54 38,47	339,212	42,323	V	0,131	0,071	129,9	162,6	15,5
HIP71682	14 39 40,958	-26 43 25,25	330,973	30,189	V	0,017	0,032	4,6	32,5	53,9
HIP45311	09 14 06,869	-60 32 07,54	279,123	-8,149	V	0,039	0,035	172,9	126,0	25,7
HIP45594	09 17 34,142	-63 23 14,50	281,507	-9,808	V	0,051	0,038	33,9	167,4	21,3
HIP45654	09 18 21,480	-59 38 46,73	278,841	-7,153	V	0,111	0,012	141,0	95,0	3,1
HIP45733	09 19 23,661	-61 44 13,49	280,448	-8,515	V	0,069	0,043	10,5	144,5	17,9
HIP45749	09 19 44,126	-59 28 39,80	278,842	-6,910	V	0,072	0,025	28,0	162,3	9,9
HIP45787	09 20 07,135	-58 56 03,13	278,485	-6,495	V	0,037	0,030	8,2	142,7	23,2
HIP46214	09 25 19,280	-54 27 49,56	275,828	-2,823	V	0,076	0,049	104,0	59,8	18,5
HIP51908	10 36 17,608	-47 50 59,58	280,726	9,110	V	0,062	0,026	122,9	92,8	12,0
HIP52709	10 46 37,142	-43 11 33,62	280,016	14,057	V	0,057	0,020	30,8	2,4	10,1
HIP52865	10 48 41,469	-47 44 59,62	282,527	10,200	V	0,037	0,048	163,3	135,8	37,2
HIP53106	10 51 53,355	-49 09 27,22	283,656	9,188	V	0,096	0,039	18,6	171,9	11,6
HIP53146	10 52 18,407	-51 48 01,05	284,910	6,854	V	0,235	0,025	140,4	114,0	3,0
HIP53282	10 53 48,340	-43 07 02,98	281,179	14,731	V	0,106	0,041	57,0	30,1	11,1
HIP59029	12 06 08,599	-30 11 25,63	291,430	31,668	V	0,056	0,080	81,0	69,2	40,9
HIP59087	12 07 01,341	-23 45 58,55	290,009	37,988	V	0,035	0,028	144,6	132,0	22,9
HIP59143	12 07 39,040	-23 58 33,15	290,244	37,815	V	0,024	0,033	81,8	69,4	39,4
HIP59373	12 10 52,287	-28 04 04,40	292,136	33,952	V	0,126	0,004	87,1	76,2	0,9
HIP59436	12 11 30,688	-31 33 25,56	293,056	30,548	V	0,156	0,007	106,2	95,9	1,3
HIP59465	12 11 49,276	-19 55 45,44	290,370	41,974	V	0,162	0,050	42,6	30,7	8,8
HIP59482	12 11 59,026	-25 56 29,33	291,943	36,087	V	0,069	0,025	45,8	34,9	10,4
HIP64326	13 11 05,329	-17 05 23,46	309,642	45,526	V	0,121	0,024	172,2	178,4	5,7
HIP64375	13 11 39,198	-26 33 06,20	308,529	36,100	V	0,047	0,047	171,0	176,6	28,6
HIP64441	13 12 29,312	-60 11 39,03	305,547	2,571	V	0,043	0,081	26,5	31,2	54,0
HIP64544	13 13 45,261	-26 30 57,63	309,112	36,088	V	0,032	0,040	159,7	165,8	35,8
HIP64562	13 14 01,488	-22 21 44,79	309,775	40,209	V	0,005	0,028	170,2	176,8	160,4
HIP64603	13 14 27,531	-24 17 03,31	309,620	38,288	V	0,074	0,044	90,6	97,1	17,0
HIP64981	13 19 04,723	-20 00 12,65	311,738	42,395	V	0,057	0,034	0,6	8,9	17,1
HIP67487	13 49 44,807	-22 06 39,93	320,342	38,782	V	0,077	0,023	104,2	120,9	8,6
HIP67588	13 50 56,924	-20 59 05,61	321,107	39,777	V	0,038	0,013	66,3	83,6	9,8
HIP67961	13 55 03,858	-15 31 28,80	324,717	44,639	V	0,023	0,015	50,2	70,2	18,7
HIP68010	13 55 38,908	-24 40 49,45	321,009	35,927	V	0,036	0,030	150,8	168,5	23,9
HIP68099	13 56 31,266	-27 38 17,12	320,156	33,048	V	0,060	0,077	111,6	128,9	36,8
HIP68314	13 59 03,675	-18 37 22,48	324,486	41,401	V	0,251	0,095	65,6	85,8	10,8
HIP68760	14 04 26,593	-29 03 45,98	321,587	31,151	V	0,106	0,003	73,0	92,0	0,8
HIP38863	07 57 12,760	-63 17 48,60	276,128	-17,106	V	0,017	0,014	27,0	143,7	23,6
HIP39509	08 04 30,541	-62 50 26,98	276,105	-16,163	V	0,527	0,034	79,9	18,3	1,8
HIP39530	08 04 42,932	-62 50 10,85	276,113	-16,140	V	0,335	0,054	170,9	109,3	4,6

Estrela	$\alpha_{2000}(\text{h m s})$	$\delta_{2000}(\text{° } ' ")$	$l(\text{°})$	$b(\text{°})$	Filtro	$P(\%)$	$\Delta P(\%)$	$\theta_{EQ}(\text{°})$	$\theta_{GAL}(\text{°})$	$\Delta\theta(\text{°})$
HIP39552	08 04 55,969	-57 46 47,87	271,551	-13,662	V	0,206	0,057	177,5	117,1	7,9
HIP40173	08 12 16,055	-71 15 58,09	284,289	-19,457	V	0,035	0,015	105,3	43,0	12,3
HIP40313	08 13 54,078	-56 44 24,85	271,267	-12,089	V	0,085	0,047	177,2	118,8	15,8
HIP53811	11 00 36,249	-53 06 42,59	286,627	6,215	V	0,080	0,018	115,9	91,3	6,4
HIP53836	11 00 49,776	-52 04 29,93	286,224	7,172	V	0,109	0,018	127,7	103,1	4,7
HIP53837	11 00 50,264	-49 01 11,41	284,934	9,949	V	0,038	0,023	12,2	167,4	17,3
HIP53900	11 01 42,536	-44 37 32,63	283,182	13,997	V	0,075	0,028	65,0	40,0	10,7
HIP54911	11 14 40,337	-53 31 49,79	288,737	6,653	V	0,130	0,039	37,7	16,2	8,6
HIP54932	11 14 55,260	-40 06 16,58	283,606	19,118	V	0,038	0,131	171,4	148,8	98,8
HIP55003	11 15 42,749	-57 21 21,18	290,273	3,144	V	0,360	0,012	90,9	69,7	1,0
HIP55125	11 17 09,936	-43 49 07,36	285,482	15,836	V	0,133	0,071	21,4	179,7	15,3
HIP100202	20 19 26,189	-12 48 13,67	30,989	-25,224	V	0,313	0,016	94,6	160,4	1,5
HIP100325	20 20 46,548	-14 47 05,61	29,121	-26,319	V	0,186	0,017	109,0	175,7	2,6
HIP105227	21 18 54,001	-63 02 57,67	331,377	-40,425	V	0,216	0,031	108,1	177,4	4,1
HIP105518	21 22 16,230	-71 34 16,74	321,233	-37,206	V	0,439	0,018	170,9	53,0	1,2
HIP105527	21 22 23,122	-59 51 50,09	335,169	-41,899	V	0,019	0,035	166,2	57,2	52,8
HIP13153	02 49 09,573	-70 13 06,89	289,625	-43,742	V	0,211	0,019	80,3	43,0	2,6
HIP15445	03 19 09,824	-65 43 40,91	282,457	-45,082	V	0,094	0,050	17,3	148,1	15,2
HIP15568	03 20 34,783	-65 47 09,20	282,385	-44,934	V	0,046	0,019	51,2	1,6	11,8
HIP16300	03 30 07,942	-74 35 38,92	290,428	-38,431	V	0,108	0,061	51,6	5,1	16,2
HIP16368	03 30 51,707	-66 29 22,97	282,230	-43,683	V	0,441	0,053	3,5	131,4	3,4
HIP16527	03 32 46,266	-66 43 46,12	282,331	-43,387	V	0,102	0,026	142,8	90,4	7,3
HIP71816	14 41 25,376	-19 55 40,73	335,345	35,928	V	0,456	0,035	67,6	98,1	2,2
HIP71892	14 42 15,992	-17 49 22,35	336,912	37,630	V	0,585	0,026	74,1	105,6	1,3
HIP72202	14 46 03,216	-18 58 45,40	337,108	36,174	V	0,402	0,030	74,3	106,2	2,1
HIP72217	14 46 10,881	-21 10 33,48	335,733	34,286	V	0,110	0,016	159,8	10,9	4,2
HIP72702	14 51 51,306	-18 21 19,17	338,955	35,957	V	0,703	0,028	67,6	101,1	1,1
HIP92109	18 46 19,643	+05 09 11,30	36,942	3,481	V	0,303	0,037	57,2	120,3	3,5
HIP92200	18 47 27,250	-03 38 23,39	29,239	-0,774	V	0,099	0,026	138,6	21,5	7,5
HIP92224	18 47 44,424	-00 14 10,25	32,300	0,715	V	0,138	0,063	55,2	118,1	13,1
HIP92293	18 48 37,916	-03 06 24,67	29,847	-0,793	V	0,471	0,014	88,6	151,5	1,0
HIP92349	18 49 15,458	-00 58 53,23	31,810	0,038	V	0,107	0,033	44,7	107,6	8,8
HIP92386	18 49 37,193	+00 50 10,31	33,469	0,786	V	0,294	0,023	81,0	143,9	2,2
HIP92984	18 56 37,173	+04 15 54,46	37,318	0,794	V	0,019	0,033	170,2	53,1	49,8
HIP93028	18 57 04,475	+01 30 01,63	34,910	-0,569	V	0,148	0,035	57,5	120,3	6,8
HIP93078	18 57 35,961	-00 31 34,94	33,166	-1,611	V	0,239	0,039	57,1	120,0	4,7
HIP93138	18 58 23,705	+06 14 23,74	39,278	1,301	V	0,051	0,039	41,2	104,0	21,9
HIP93180	18 58 47,309	-05 38 05,41	28,744	-4,196	V	0,990	0,033	58,6	121,7	1,0
HIP93190	18 58 53,111	-04 43 36,03	29,567	-3,807	V	0,066	0,019	58,7	121,8	8,2
HIP93518	19 02 44,395	-00 42 40,44	33,588	-2,839	V	0,111	0,014	60,2	123,1	3,6
HIP93525	19 02 53,622	+05 20 33,86	38,991	-0,104	V	0,168	0,021	75,0	137,7	3,6
HIP93589	19 03 35,465	+02 32 44,67	36,584	-1,540	V	0,143	0,037	81,0	143,8	7,4
HIP93919	19 07 26,390	-01 07 32,34	33,755	-4,073	V	0,491	0,291	8,9	71,8	17,0
HIP94053	19 08 52,247	-02 17 13,88	32,880	-4,921	V	0,550	0,055	39,1	102,1	2,9
HIP94089	19 09 14,578	-06 03 18,10	29,544	-6,707	V	0,622	0,058	165,8	49,1	2,7
HIP94131	19 09 42,136	+01 14 04,96	36,118	-3,498	V	0,062	0,029	71,4	134,1	13,4
HIP94236	19 10 58,261	-06 37 18,69	29,228	-7,345	V	0,144	0,030	62,1	125,5	6,0
HIP94256	19 11 09,829	-02 38 18,19	32,828	-5,591	V	0,122	0,032	49,7	112,7	7,5
HIP94331	19 12 03,277	+02 37 21,33	37,623	-3,383	V	0,549	0,036	7,0	69,6	1,9
HIP94449	19 13 20,720	-00 35 42,33	34,905	-5,145	V	0,343	0,032	81,7	144,5	2,7
HIP99529	20 11 57,899	-12 23 32,65	30,577	-23,393	V	0,377	0,014	175,0	60,6	1,1
HIP99593	20 12 41,742	-13 12 05,96	29,852	-23,887	V	0,071	0,026	155,7	41,6	10,5
HIP99834	20 15 22,082	-14 47 19,18	28,543	-25,121	V	0,078	0,020	112,1	178,7	7,3
HIP99918	20 16 22,806	-12 20 13,63	31,120	-24,352	V	0,477	0,025	0,8	66,4	1,5
HIP100817	20 26 31,662	-17 22 39,76	27,023	-28,592	V	0,122	0,021	81,5	149,6	4,9
HIP101040	20 29 00,693	-17 52 31,46	26,746	-29,326	V	0,412	0,052	179,4	67,8	3,6
HIP101090	20 29 31,341	-22 23 29,64	21,897	-31,012	V	0,110	0,027	6,5	77,4	7,0
HIP101192	20 30 41,040	-20 42 34,94	23,848	-30,703	V	0,200	0,019	5,6	75,6	2,7
HIP101324	20 32 13,275	-22 09 17,44	22,398	-31,524	V	0,101	0,035	108,6	179,5	9,9
HIP101443	20 33 30,944	-22 13 54,75	22,428	-31,833	V	0,067	0,055	92,7	163,7	23,5
HIP17116	03 39 57,327	-67 13 45,61	282,305	-42,525	V	0,119	0,056	139,7	85,6	13,5
HIP17239	03 41 29,823	-66 28 37,88	281,351	-42,837	V	0,325	0,022	174,8	119,7	1,9
HIP19108	04 05 44,278	-73 16 50,71	287,196	-37,309	V	0,779	0,030	41,5	164,5	1,1
HIP19704	04 13 15,031	-70 25 13,61	283,713	-38,281	V	0,039	0,020	19,5	138,5	14,7
HIP20662	04 25 38,207	-71 17 15,32	284,086	-36,979	V	0,436	0,021	34,7	151,0	1,4
HIP21315	04 34 34,976	-72 44 01,35	285,333	-35,730	V	0,053	0,035	163,8	98,8	18,9
HIP28420	06 00 07,708	-64 18 36,04	273,791	-29,773	V	0,037	0,042	137,8	49,1	32,5
HIP28437	06 00 18,610	-66 13 27,39	275,996	-29,780	V	0,048	0,041	100,9	11,1	24,5
HIP28529	06 01 19,344	-70 00 46,94	280,357	-29,638	V	0,038	0,020	24,7	116,4	15,1
HIP28573	06 01 50,458	-71 57 34,28	282,592	-29,522	V	0,022	0,037	80,2	172,9	48,2
HIP96356	19 35 29,805	-07 27 37,02	31,215	-13,168	V	0,612	0,059	12,8	76,6	2,8
HIP96463	19 36 41,824	-05 35 47,47	33,064	-12,606	V	1,519	0,041	7,7	71,1	0,9
HIP96668	19 39 13,073	-03 10 21,85	35,568	-12,073	V	1,371	0,027	6,0	68,9	0,7
HIP96718	19 39 40,217	-06 42 31,13	32,380	-13,764	V	0,192	0,017	66,3	129,9	2,5
HIP97157	19 44 54,299	-10 34 22,35	29,362	-16,614	V	1,340	0,023	175,2	59,8	0,6
HIP97173	19 45 02,798	-08 38 08,91	31,196	-15,808	V	0,793	0,031	8,5	72,6	1,1
HIP97600	19 50 15,473	-08 36 06,27	31,814	-16,952	V	0,469	0,025	179,9	64,1	1,5
HIP97722	19 51 33,269	-11 49 16,70	28,903	-18,621	V	0,638	0,041	173,0	58,1	1,8
HIP97737	19 51 42,717	-10 56 57,10	29,753	-18,286	V	0,039	0,026	84,8	149,6	19,1
HIP97766	19 52 01,880	-10 21 13,92	30,355	-18,104	V	0,323	0,020	108,0	172,7	1,8
HIP97866	19 53 13,726	-05 32 25,02	35,019	-16,259	V	0,158	0,057	176,0	59,3	10,3
HIP97885	19 53 27,116	-07 25 43,62	33,279	-17,149	V	0,610	0,060	148,2	32,0	2,8
HIP97955	19 54 27,576	-12 21 38,07	28,700	-19,492	V	0,574	0,032	176,6	61,9	1,6
HIP98187	19 57 11,660	-07 24 16,90	33,731	-17,971	V	0,350	0,028	49,9	113,7	2,3
HIP99094	20 07 03,647	-08 10 53,89	34,130	-20,507	V	0,894	0,045	8,0	72,0	1,4
HIP99228	20 08 35,729	-14 15 14,34	28,361	-23,404	V	1,104	0,045	169,1	55,4	1,2
HD17901	2 47 51,5	-69 02 36	288,513	-44,873	U	0,165	0,033	96,1	58,4	5,8
HD17901	2 47 51,5	-69 02 36	288,513	-44,873	B	0,135	0,017	90,1	52,4	3,6
HD17901	2 47 51,5	-69 02 36	288,513	-44,873	V	0,138	0,072	59,3	21,6	15,0
HD17901	2 47 51,5	-69 02 36	288,513	-44,873	R	0,118	0,021	83,8	46,1	5,2

Estrela	$\alpha_{2000}(\text{h m s})$	$\delta_{2000}(\text{° ' ''})$	$l(\text{°})$	$b(\text{°})$	Filtro	$P(\%)$	$\Delta P(\%)$	$\theta_{EQ}(\text{°})$	$\theta_{GAL}(\text{°})$	$\Delta\theta(\text{°})$
HD17901	2 47 51,5	-69 02 36	288,513	-44,873	I	0,149	0,040	92,1	54,4	7,8
HD26109	04 02 25,433	-70 16 19,67	284,140	-39,141	U	0,111	0,026	1,1	123,0	6,8
HD26109	04 02 25,433	-70 16 19,67	284,140	-39,141	B	0,170	0,063	12,3	134,2	10,7
HD26109	04 02 25,433	-70 16 19,67	284,140	-39,141	V	0,253	0,014	3,8	125,7	2,2
HD26109	04 02 25,433	-70 16 19,67	284,140	-39,141	R	0,169	0,049	13,6	135,5	8,3
HD26109	04 02 25,433	-70 16 19,67	284,140	-39,141	I	0,220	0,088	10,3	132,2	11,5
CPD-75°239	3 33 47,6	-75 33 06	291,003	-37,757	U	1,368	0,070	51,6	4,5	1,5
CPD-75°239	3 33 47,6	-75 33 06	291,003	-37,757	B	1,631	0,037	49,9	2,8	1,9
CPD-75°239	3 33 47,6	-75 33 06	291,003	-37,757	V	1,543	0,036	50,3	3,2	1,7
CPD-75°239	3 33 47,6	-75 33 06	291,003	-37,757	R	1,488	0,028	50,7	3,6	0,9
CPD-75°239	3 33 47,6	-75 33 06	291,003	-37,757	I	1,181	0,072	51,5	4,4	2,0
HD17981	02 49 09,573	-70 13 06,89	289,625	-43,742	U	0,207	0,054	73,1	35,8	7,5
HD17981	02 49 09,573	-70 13 06,89	289,625	-43,742	B	0,242	0,044	74,8	37,5	5,5
HD17981	02 49 09,573	-70 13 06,89	289,625	-43,742	V	0,168	0,027	80,2	42,9	4,9
HD17981	02 49 09,573	-70 13 06,89	289,625	-43,742	R	0,182	0,020	77,6	40,3	3,2
HD17981	02 49 09,573	-70 13 06,89	289,625	-43,742	I	0,283	0,084	82,1	44,8	8,6
HD25863	3 59 34,6	-74 53 12	289,061	-36,887	U	1,111	0,035	54,8	0,3	0,9
HD25863	3 59 34,6	-74 53 12	289,061	-36,887	B	1,312	0,015	51,6	177,1	1,8
HD25863	3 59 34,6	-74 53 12	289,061	-36,887	V	1,343	0,030	51,6	177,1	1,7
HD25863	3 59 34,6	-74 53 12	289,061	-36,887	R	1,326	0,045	51,8	177,3	1,2
HD25863	3 59 34,6	-74 53 12	289,061	-36,887	I	1,100	0,085	51,8	177,3	2,4
HD26594	04 05 44,278	-73 16 50,71	287,196	-37,309	U	0,609	0,049	42,7	165,7	2,3
HD26594	04 05 44,278	-73 16 50,71	287,196	-37,309	B	0,720	0,059	42,2	165,2	2,3
HD26594	04 05 44,278	-73 16 50,71	287,196	-37,309	V	0,783	0,034	40,0	163,0	1,2
HD26594	04 05 44,278	-73 16 50,71	287,196	-37,309	R	0,700	0,055	42,9	165,9	2,3
HD26594	04 05 44,278	-73 16 50,71	287,196	-37,309	I	0,584	0,037	40,5	163,5	1,8
CPD-68°242	4 04 07,2	-68 02 29	281,389	-40,209	B	0,241	0,060	35,9	155,6	7,1
CPD-68°242	4 04 07,2	-68 02 29	281,389	-40,209	V	0,084	0,048	169,2	108,9	16,4
CPD-68°242	4 04 07,2	-68 02 29	281,389	-40,209	R	0,151	0,123	22,0	141,7	23,3
CPD-68°242	4 04 07,2	-68 02 29	281,389	-40,209	I	0,069	0,073	176,9	116,6	30,3
HD17419	2 43 06,7	-69 46 43	289,608	-44,543	B	0,053	0,009	154,0	118,2	4,9
HD17419	2 43 06,7	-69 46 43	289,608	-44,543	V	0,032	0,036	162,5	126,7	32,2
HD17419	2 43 06,7	-69 46 43	289,608	-44,543	R	0,082	0,033	67,8	32,0	11,5
HD17419	2 43 06,7	-69 46 43	289,608	-44,543	I	0,100	0,061	16,1	160,3	17,5
HIP6708	01 26 16,819	-75 20 44,75	299,996	-41,583	V	0,186	0,019	59,9	49,5	2,9
HIP7129	01 31 52,400	-76 54 50,06	299,959	-39,980	V	0,044	0,017	170,8	159,0	11,1
HIP7342	01 34 36,122	-75 41 48,05	299,411	-41,135	V	0,010	0,038	1,1	168,3	108,9
HIP7756	01 39 53,449	-74 59 00,79	298,753	-41,749	V	0,023	0,035	173,6	159,1	43,6
HIP7853	01 40 59,371	-76 14 34,48	299,084	-40,513	V	0,035	0,022	140,2	125,7	18,0
HIP113432	22 58 22,834	-73 46 36,88	313,037	-41,058	V	0,224	0,040	149,9	3,9	5,1
HIP114268	23 08 35,596	-73 35 10,02	312,368	-41,605	V	0,088	0,025	148,0	179,1	8,1
HIP114451	23 10 45,787	-76 27 47,70	310,311	-39,187	V	0,568	0,037	124,9	154,1	1,9
HIP114550	23 12 12,530	-80 54 45,72	307,589	-35,300	V	0,251	0,025	104,1	131,3	2,9
HIP114826	23 15 35,741	-77 53 41,20	309,141	-38,054	V	0,041	0,030	121,9	149,2	21,0
HIP23276	05 00 28,091	-69 21 00,88	280,551	-34,945	V	0,317	0,034	30,9	137,0	3,1
HIP23294	05 00 39,479	-70 37 26,35	282,032	-34,568	V	0,068	0,034	22,8	129,7	14,3
HIP21211	04 32 58,350	-70 53 49,01	283,328	-36,608	V	0,152	0,081	12,2	126,4	15,3
HIP20521	04 23 51,289	-14 00 54,96	209,240	-38,964	V	0,103	0,070	167,0	100,7	19,5
HIP20589	04 24 35,592	-12 17 55,12	207,336	-38,093	V	0,015	0,027	131,6	66,6	51,6
HIP20697	04 26 01,113	-13 16 48,95	208,654	-38,186	V	0,027	0,038	140,5	74,7	40,3
HIP20849	04 28 04,023	-12 00 07,60	207,450	-37,198	V	0,050	0,038	102,6	37,7	21,8
HIP20854	04 28 07,173	-15 10 49,19	211,134	-38,477	V	0,042	0,024	17,6	130,4	16,4
HIP20893	04 28 39,188	-11 57 30,58	207,476	-37,050	V	0,081	0,041	36,0	151,1	14,5
HIP20913	04 28 54,775	-11 03 28,83	206,494	-36,606	V	0,025	0,054	112,2	47,9	61,9
HIP20915	04 28 58,851	-13 39 40,78	209,468	-37,683	V	0,034	0,022	31,0	144,9	18,5
HIP20939	04 29 22,616	-14 03 12,78	209,971	-37,753	V	0,056	0,057	142,6	76,2	29,2
HIP20997	04 30 10,004	-13 35 32,54	209,536	-37,392	V	0,040	0,055	101,4	35,3	39,4
HIP21003	04 30 15,351	-11 33 38,41	207,236	-36,525	V	0,059	0,045	97,4	32,7	21,9
HIP21086	04 31 09,041	-13 30 52,57	209,568	-37,141	V	0,061	0,016	138,6	72,6	7,6
HIP21110	04 31 25,851	-13 38 39,20	209,751	-37,132	V	0,107	0,025	176,7	110,6	6,8
HIP21143	04 31 56,987	-12 37 57,50	208,663	-36,602	V	0,082	0,071	108,0	42,6	24,8
HIP21180	04 32 26,517	-17 16 03,95	214,100	-38,299	V	0,183	0,057	59,8	171,1	9,0
HIP21181	04 32 28,988	-17 44 28,30	214,668	-38,460	V	0,044	0,050	13,5	124,4	32,6
HIP21218	04 33 06,322	-12 32 36,20	208,708	-36,308	V	0,192	0,080	20,9	135,5	11,9
HIP21239	04 33 22,086	-10 47 07,20	206,777	-35,502	V	0,035	0,018	148,7	84,4	14,7
HIP21329	04 34 39,651	-11 38 09,05	207,889	-35,582	V	0,083	0,039	13,6	128,8	13,5
HIP21445	04 36 19,235	-17 26 39,02	214,733	-37,500	V	0,041	0,039	158,0	89,2	27,3
HIP21488	04 36 53,919	-14 55 32,52	211,877	-36,426	V	0,103	0,046	58,1	171,0	12,8
HIP21489	04 36 54,310	-14 53 12,16	211,833	-36,408	V	0,027	0,070	157,6	90,6	74,3
HIP21493	04 36 58,553	-09 53 39,08	206,274	-34,315	V	0,061	0,045	156,0	92,2	21,1
HIP21508	04 37 08,290	-14 07 03,44	210,984	-36,054	V	0,113	0,051	3,8	117,3	12,9
HIP21535	04 37 26,236	-16 21 44,01	213,593	-36,854	V	0,134	0,047	23,1	135,1	10,0
HIP21536	04 37 26,317	-09 51 01,02	206,287	-34,193	V	0,127	0,144	87,0	23,2	32,5
HIP21556	04 37 41,866	-11 02 19,95	207,618	-34,653	V	0,161	0,073	57,3	172,8	13,0
HIP21584	04 38 06,931	-11 10 05,39	207,813	-34,616	V	0,067	0,043	75,2	10,6	18,4
HIP21590	04 38 09,687	-16 43 38,71	214,097	-36,829	V	0,091	0,049	73,9	5,6	15,4
HIP21595	04 38 11,570	-13 15 29,88	210,142	-35,473	V	0,088	0,181	19,4	133,4	58,9
HIP31315	06 34 03,389	-60 35 16,09	270,080	-25,488	V	0,062	0,030	35,4	135,9	13,9
HIP31381	06 34 45,862	-62 33 43,11	272,251	-25,753	V	0,194	0,047	176,1	95,9	7,0
HIP31386	06 34 46,930	-63 15 43,69	273,019	-25,868	V	0,045	0,029	66,5	165,9	18,5
HIP31430	06 35 09,217	-61 10 23,66	270,744	-25,464	V	0,033	0,042	29,6	130,1	36,5
HIP31438	06 35 13,991	-62 30 09,79	272,197	-25,690	V	0,014	0,035	87,3	7,2	71,6
HIP34855	07 12 46,337	-57 29 26,61	268,250	-19,881	V	0,092	0,035	4,5	114,1	10,9
HIP35028	07 14 42,570	-63 03 51,45	273,973	-21,448	V	0,228	0,018	179,9	107,9	2,5
HIP35095	07 15 29,076	-58 32 33,44	269,432	-19,897	V	0,039	0,030	60,8	170,5	22,0
HIP35158	07 15 59,847	-54 57 41,75	265,902	-18,584	V	0,085	0,053	145,4	76,4	17,9

Apêndice B

Ajustes da relação de Serkowski usando o IDL

Os ajustes da função de Serkowski realizadas no capítulo 7 foram realizados utilizando uma rotina escrita em linguagem IDL (*Interactive Data Language*, versão 5.2.1). Em particular, usamos a função LMFIT, que realiza um ajuste de mínimos quadrados não linear a uma função com um número arbitrário de parâmetros. Este procedimento é feito através de:

```
pol_ajuste=lmfit(lamb_1,polariz,coef,WEIGHTS=sqrt(1/epolariz(*)),$  
FITA=fita,FUNCTION_NAME = 'serkowski',iter=niter,$  
convergence=converg,sigma=sigma,chisq=chisq,itmax=itmax)
```

onde:

- *lamb_1* é um vetor contendo os valores de λ_{eff}^{-1} de cada filtro;
- *polariz* é um vetor contendo os respectivos valores de polarização em cada filtro;
- *coef* é um vetor contendo os valores de P_{max} , K e λ_{max} , resultantes do ajuste. Inicialmente, é preciso atribuir um valor inicial para cada um destes coeficientes. Os valores iniciais de P_{max} e λ_{max} são obtidos visualmente através de uma representação gráfica de $P \times \lambda^{-1}$ ao passo que para K usamos o valor fixo de 1,15;
- *fita* é um vetor contendo valores de 0, para manter fixo; ou 1, para ajustar os respectivos coeficientes. Neste caso, atribuímos $fita = [1,0,1]$, pois assim ajustamos P_{max} e λ_{max} e deixamos K fixo;
- *WEIGHTS* é o peso atribuído a cada valor de polarização no ajuste, definido como $1/\sqrt{\Delta P}$. Desta maneira, valores de P com maior erro ΔP têm menor influência no ajuste da função;
- *niter* é o número de iterações efetuadas;

- *converg* é um número que indica se o ajuste convergiu (1) ou não (0);
- *sigma* é um vetor contendo os desvios associados aos coeficiente ajustados P_{max} , K e λ_{max} ;
- *chisq* corresponde ao valor de χ^2 do ajuste;
- *itmax* é definido como o número máximo de iterações a serem realizadas, Tipicamente atribuímos $itmax = 1000$;
- *serkowski* é a definição da função a ser ajustada, inserida no arquivo *serkowski.pro*, exibido abaixo:

```

FUNCTION serkowski,lamb_1,A
;;;;;A Função de Serkowski é do tipo:
;;;;;P=PMAX*exp(-K*(ln(LAMBMAX*lamb_1))^2.)
PMAX=A[0] & K=A[1] & LAMBMAX=A[2]
return, [ PMAX*exp(-K*(alog(LAMBMAX*lamb_1))^2.), [exp(-K*(alog(LAMBMAX*lamb_1))^2.), $
[-((alog(LAMBMAX*lamb_1))^2.)*PMAX*exp(-K*(alog(LAMBMAX*lamb_1))^2.)], $
[(-2.*K*alog(LAMBMAX*lamb_1)*PMAX*exp(-K*(alog(LAMBMAX*lamb_1))^2.))/LAMBMAX] ]
END

```

Esta função retorna a forma analítica da relação de Serkowski, além das derivadas parciais em relação a cada um dos coeficientes a serem ajustados (P_{max} , K e λ_{max}), necessárias para se realizar o ajuste de mínimos quadrados.

Apêndice C

Lista de Acrônimos e Abreviações

- **ADU:** *Analogue to Digital Unit*
- **BL:** Bolha Local
- **BLQ:** Bolha Local Quente
- **CCD:** *Charged Coupled Device*
- **CG:** Cinturão de Gould
- **CNIL:** Complexo de Nuvens Interestelares Locais
- **ESA:** *European Space Agency*
- **GCPD:** *General Catalogue of Photometric Data*
- **IAGPol:** Nova Gaveta Polarimétrica do IAG/USP
- **IAG/USP:** Instituto Astronômico e Geofísico / Universidade de São Paulo
- **IDL:** *Interactive Data Language*
- **IRAF:** *Image Reduction and Analysis Facility*
- **IRAS:** *Infrared Astronomical Satellite*
- **LCC:** Lower Centaurus-Crux
- **LNA:** Laboratório Nacional de Astrofísica
- **LSR:** *Local Standard of Rest* (Padrão de Repouso Local)
- **MI:** Meio Interestelar
- **NIL:** Nuvem Interestelar Local
- **NPS:** *North Polar Spur*
- **OEM:** Onda Eletromagnética
- **OPD:** Observatório Pico dos Dias
- **PNC:** Pólo Norte Celeste
- **PNG:** Pólo Norte Galáctico
- **R CrA:** R Corona Australis
- **RSN:** Remanescente de Supernova
- **Sco-Cen:** associação de estrelas OB Scorpio-Centaurus
- **SC:** Saco de Carvão
- **SN:** Supernova
- **SXR:** *Soft X-Ray* (Raios-X de Baixa Energia)
- **UCL:** Upper Centaurus-Lupus
- **US:** Upper Scorpius

Referências Bibliográficas

- Alves, F. 2004, Dissertação de Mestrado, Dept. Física - UFMG
Alves, F. O., & Franco, G. A. P. 2007, A&A, 470, 597
Bailey, J., & Hough, J. H. 1982, PASP, 94, 618
Bastien, P., Drissen, L., Menard, F., Moffat, A. F. J., Robert, C., & St-Louis, N. 1988, AJ, 95, 900
Behr, A. 1959, Zeitschrift fur Astrophysik, 47, 54
Berghöfer, T. W., & Breitschwerdt, D. 2002, A&A, 390, 299
Berkhuijsen, E. M., Haslam, C. G. T., & Salter, C. J. 1971, A&A, 14, 252
Bhat, N. D. R., & Gupta, Y. 2002, ApJ, 567, 342
Blaauw, A. 1964, The Galaxy and the Magellanic Clouds, 20, 50
Bochkarev, N. G. 1987, Ap&SS, 138, 229
Bohren, C. F., Huffman, D. R., 1983, *Absorption and Scattering of Light by Small Particles*, John Wiley & Sons
Breitschwerdt, D., Egger, R., Freyberg, M. J., Frisch, P. C., & Vallerga, J. V. 1996, SSRv, 78, 183
Breitschwerdt, D., Freyberg, M. J., & Egger, R. 1999, Highlights in X-ray Astronomy, 298
Breitschwerdt, D., Freyberg, M. J., & Egger, R. 2000, A&A, 361, 303
Breitschwerdt, D., & de Avillez, M. A. 2006, A&A, 452, L1
Bruhweiler, F. C. 1996, IAU Colloq. 152: Astrophysics in the Extreme Ultraviolet, 261
Centurion, M., & Vladilo, G. 1991, ApJ, 372, 494
Chini, R., et al. 2003, A&A, 409, 235
Clarke, D., Grainger, J.F., 1971, *Polarized Light and Optical Measurement*, 1a edição, Pergamon Press
Codina-Landaberry, S., & Magalhaes, A. M. 1976, A&A, 49, 407
Corradi, W. J. B., Franco, G. A. P., & Knude, J. 1997, A&A, 326, 1215
Corradi, W. J. B., Franco, G. A. P., & Knude, J. 2004, MNRAS, 347, 1065
Colomb, R. R., Pöppel, W. G. L., & Heiles, C. 1977, A&AS, 29, 89
Cox, D. P., & Smith, B. W. 1974, ApJ, 189, L105
Cox, D. P., & Anderson, P. R. 1982, ApJ, 253, 268
Cox, D. P., & Snowden, S. L. 1986, Advances in Space Research, 6, 97
Cox, D. P., & Reynolds, R. J. 1987, ARA&A, 25, 303
Cox, D. P., & Helenius, L. 2003, ApJ, 583, 205
Coyne, G. V. 1974, AJ, 79, 565
Crawford, I. A. 1991, A&A, 247, 183
Dame, T. M., et al. 1987, ApJ, 322, 706
Davis, L. J., & Greenstein, J. L. 1951, ApJ, 114, 206
Dolginov, A. Z., & Mytrophanov, I. G. 1976, Ap&SS, 43, 257
Draine, B. T., & Weingartner, J. C. 1996, ApJ, 470, 551
Draine, B. T., & Weingartner, J. C. 1997, ApJ, 480, 633
Edgar, R. J., & Cox, D. P. 1993, ApJ, 413, 190
Egger, R. J., & Aschenbach, B. 1995, A&A, 294, L25
ESA, 1997, The Hipparcos and Tycho Catalogues, ESA SP-1200. ESA Publications Division, Noordwijk
Fosalba, P., Lazarian, A., Prunet, S., & Tauber, J. A. 2002, ApJ, 564, 762
Franco, G. A. P. 1990, A&A, 227, 499
Franco, G. A. P. 2002, MNRAS, 331, 474
Freyberg, M. J., Breitschwerdt, D., & Egger, R. 1999, Highlights in X-ray Astronomy, 302
Frisch, P. C. 1981, Nature, 293, 377
Frisch, P. C., & York, D. G. 1983, ApJ, 271, L59
Frisch, P. C. 1995, SSRv, 72, 499
Frisch, P. C. 1996, SSRv, 78, 213
Frisch, P. C. 1998, IAU Colloq. 166: The Local Bubble and Beyond, 506, 269

- Frisch, P. C. 2007, SSRv, 130, 355
 Frisch, P. C. 2008a, SSRv, 142
 Frisch, P. C. 2008b, arXiv:0804.1901
 Fruscione, A., Hawkins, I., Jelinsky, P., & Wiercigroch, A. 1994, ApJS, 94, 127
 Fuchs, B., Breitschwerdt, D., de Avillez, M. A., Dettbarn, C., & Flynn, C. 2006, MNRAS, 373, 993
 de Geus, E. J. 1992, A&A, 262, 258
 Gehrels, T. 1960, AJ, 65, 470
 Gehrels, T., & Silvester, A. B. 1965, AJ, 70, 579
 Gehrels, T., 1974, *Planets, Stars and Nebulae Studied with Photopolarimetry*, T. Gehrels, ed.(Tucson, University of Arizona Press), p.3
 Gehrels, N., & Chen, W. 1993, Nature, 361, 706
 Gerakines, P. A., Whittet, D. C. B., & Lazarian, A. 1995, ApJ, 455, L171
 Gil-Hutton, R., & Benavidez, P. 2003, MNRAS, 345, 97
 Gold, T. 1952, MNRAS, 112, 215
 Haas, M., Heymann, F., Domke, I., Drass, H., Chini, R., & Hoffmeister, V. 2008, A&A, 488, 987
 Hall, J. S. 1949, Science, 109, 166
 Harju, J., Haikala, L. K., Mattila, K., Mauersberger, R., Booth, R. S., & Nordh, H. L. 1993, A&A, 278, 569
 Harwit, M. 1970, Bulletin of the Astronomical Institutes of Czechoslovakia, 21, 204
 Haslam, C. G. T., Salter, C. J., Stoffel, H., & Wilson, W. E. 1982, A&AS, 47, 1
 Hecht, E. 2002, *Optics*, 4^a edição, Addison Wesley
 Heiles, C. 1998, IAU Colloq. 166: The Local Bubble and Beyond, 506, 229
 Heiles, C. 2000, AJ, 119, 923
 Hiltner, W. A. 1949, Science, 109, 165
 Hsu, J.-C., & Breger, M. 1982, ApJ 262, 732
 Iwan, D. 1980, ApJ, 239, 316
 Jones, R. V., & Spitzer, L. J. 1967, ApJ, 147, 943
 Knie, K., Korschinek, G., Faestermann, T., Wallner, C., Scholten, J., & Hillebrandt, W. 1999, Physical Review Letters, 83, 18
 Knude, J. 1978, Astronomical Papers Dedicated to Bengt Stromgren, 273
 Kosarev, I. B., Loseva, T. V., Nemtchinov, I. V., & Popel, S. I. 1994, A&A, 287, 470
 Lallement, R., Ferlet, R., Lagrange, A. M., Lemoine, M., & Vidal-Madjar, A. 1995, A&A, 304, 461
 Lallement, R. 1998, IAU Colloq. 166: The Local Bubble and Beyond, 506, 19
 Lallement, R., Welsh, B. Y., Vergely, J. L., Crifo, F., & Sfeir, D. 2003, A&A, 411, 447
 Lazarian, A. 1995, MNRAS, 277, 1235
 Lazarian, A. 1995, ApJ, 451, 660
 Lazarian, A. 2007, Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer, 106, 225
 Lépine, J. R. D., & Sartori, M. J. 2003, Open Issues in Local Star Formation, 299, 63
 Leroy, J. L. 1999, A&A, 346, 955
 Linsky, J. L., & Wood, B. E. 1996, ApJ, 463, 254
 Luna, H. G., & Testori, J. C. 1988, A&A, 198, 249
 Magalhães, A. M., Benedetti, E., Roland, E. H., 1984, PASP 96, 383
 Magalhaes, A. M., Rodrigues, C. V., Margoniner, V. E., Pereyra, A., & Heathcote, S. 1996, Polarimetry of the Interstellar Medium, 97, 118
 Maíz-Apellániz, J. 2001, ApJ, 560, L83
 Martin, P. G. 1974, ApJ, 187, 461
 Martin, P. G., Clayton, G. C., & Wolff, M. J. 1999, ApJ, 510, 905
 Massey, P., 1997, "A User's Guide to CCD Reductions with IRAF", disponível em <http://iraf.net/irafdocs/>
 Mathewson, D. S., & Ford, V. L. 1970, MmRAS, 74, 139
 Mebold, U., Kerp, J., & Kalberla, P. M. W. 1998, IAU Colloq. 166: The Local Bubble and Beyond, 506, 199
 Messinger, D. W., Whittet, D. C. B., & Roberge, W. G. 1997, ApJ, 487, 314
 Moritz, P., Wennmacher, A., Herbstmeier, U., Mebold, U., Egger, R., & Snowden, S. L. 1998, A&A, 336, 682
 Motte, F., Andre, P., & Neri, R. 1998, A&A, 336, 150
 Nyman, L.-A., Bronfman, L., & Thaddeus, P. 1989, A&A, 216, 185
 Paresce, F. 1984, AJ, 89, 1022
 Penprase, B. E., Lauer, J., Aufrecht, J., & Welsh, B. Y. 1998, ApJ, 492, 617

- Preibisch, T., & Zinnecker, H. 1999, AJ, 117, 2381
- Preibisch, T., & Mamajek, E. 2008, arXiv:0809.0407
- Purcell, E. M. 1979, ApJ, 231, 404
- Redfield, S., & Linsky, J. L. 2000, ApJ, 534, 825
- Reis, W. 2007, Dissertação de Mestrado, Dept. Física - UFMG
- Reis, W., & Corradi, W. J. B. 2008, A&A, 486, 471
- Reiz, A., & Franco, G. A. P. 1998, A&AS, 130, 133
- Robertson, I. P., Cravens, T. E., Snowden, S., & Linde, T. 2001, SSRv, 97, 401
- Sallmen, S. M., Korpela, E. J., & Yamashita, H. 2008, ApJ, 681, 1310
- Sartori, M. J., Lépine, J. R. D., & Dias, W. S. 2003, A&A, 404, 913
- Serkowski, K., 1974a, *Planets, Stars and Nebulae Studied with Photopolarimetry*, T. Gehrels, ed. (Tucson, University of Arizona Press), p.135
- Serkowski, K., 1974b, *Methods of Experimental Physics*, Volume 12 - Part A: Astrophysics - Optical and Infrared, Cap. 8, Academic Press, New York
- Serkowski, K., Mathewson, D. L., & Ford, V. L. 1975, ApJ, 196, 261
- Schmidt, G. D., Elston, R., & Lupie, O. L. 1992, AJ, 104, 1563
- Sfeir, D. M., Lallement, R., Crifo, F., & Welsh, B. Y. 1999, A&A, 346, 785
- Slavin, J. D., & Frisch, P. C. 1998, IAU Colloq. 166: The Local Bubble and Beyond, 506, 305
- Slavin, J. D. 2008, SSRv, 50
- Smith, R. K., & Cox, D. P. 2001, ApJS, 134, 283
- Smith, R. K., & Cox, D. P. 1998, IAU Colloq. 166: The Local Bubble and Beyond, 506, 133
- Snowden, S. L., Cox, D. P., McCammon, D., & Sanders, W. T. 1990, ApJ, 354, 211
- Snowden, S. L. 1998, IAU Colloq. 166: The Local Bubble and Beyond, 506, 103
- Tapia, S., 1988, *Preprints of the Steward Observatory*, No. 831
- Tinbergen, J. 1982, A&A, 105, 53
- Tinbergen, J. 1996, *Astronomical Polarimetry*, by Jaap Tinbergen, pp. 174. ISBN 0521475317. Cambridge, UK: Cambridge University Press, September 1996.
- Tody, D. 1986, Proceedings of the SPIE Conference, 627, 733
- Treanor, P. J. 1963, AJ, 68, 185
- Turnshek, D. A., Bohlin, R. C., Williamson, R. L., II, Lupie, O. L., Koornneef, J., & Morgan, D. H. 1990, AJ, 99, 1243
- Vrba, F. J., Coyne, G. V., & Tapia, S. 1981, ApJ, 243, 489
- Weaver, H. 1979, The Large-Scale Characteristics of the Galaxy, 84, 295
- Welsh, B. Y., Craig, N., Vedder, P. W., & Vallergera, J. V. 1994, ApJ, 437, 638
- Welsh, B. Y., & Lallement, R. 2005, A&A, 436, 615
- Whittet, D. C. B., & van Breda, I. G. 1978, A&A, 66, 57
- Whittet, D. C. B., Martin, P. G., Hough, J. H., Rouse, M. F., Bailey, J. A., & Axon, D. J. 1992, ApJ, 386, 562
- Whittet, D. C. B., 2003 *Dust in the Galactic Environment*, 2^a edição, IOP Publishing
- Wilking, B. A., Lebofsky, M. J., Kemp, J. C., Martin, P. G., & Rieke, G. H. 1980, ApJ, 235, 905
- Wolleben, M. 2007, ApJ, 664, 349
- Yoshioka, S., & Ikeuchi, S. 1990, ApJ, 360, 352