

Universidade de São Paulo
Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas
Departamento de Astronomia

Juliana Cristina Motter

**Estudos da estrutura e evolução de jatos em
Núcleos Ativos de Galáxias usando técnicas
de Interferometria de Longa Linha de Base**

São Paulo

2017

Juliana Cristina Motter

**Estudos da estrutura e evolução de jatos em
Núcleos Ativos de Galáxias usando técnicas
de Interferometria de Longa Linha de Base**

Tese apresentada ao Departamento de Astronomia do Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas da Universidade de São Paulo como requisito parcial para a obtenção do título de Doutora em Ciências.

Área de Concentração: Astronomia

Orientador(a): Prof.^(a) Dr.^(a) Zulema Abraham

Versão corrigida. O original encontra-se disponível na Unidade.

São Paulo

2017

Agradecimentos

Ao meu marido Tiago, também conhecido como Gorducho, por toda a paciência, tranquilidade e motivação ao longo de todos esses anos;

À minha família por ter me proporcionado as condições necessárias para que eu pudesse percorrer esta trajetória;

À Prof.^(a) Dr.^(a) Zulema Abraham pelos anos de orientação e amizade;

À Prof.^(a) Dr.^(a) Denise Gabuzda por ter me recebido de braços abertos na Irlanda durante meu doutorado sanduíche;

Ao pesquisador colaborador Dr. Anderson Caproni por estar sempre disposto a participar das discussões do trabalho;

Aos meus amigos: Pê e Manu, Chuchu e Lóren, Felipe Oliveira, Bruno Quint, Fellipy, Paty Cruz, Naty, Mano Juan, Miguel, Daiane, Marcelo Rubinho, Marcus, Gustavo, Márcio Avellar, Ju Lanza pelas conversas, risadas, cafés e desabafos;

À University College Cork por ter me acolhido durante meu estágio no exterior, e aos meus Irish friends; Emma, Ale, Seb, Amy, Shane, Kieran, Tom, Kevin, Stephen, Fabian e Sean for the craic!

Ao CNPq, pelo apoio financeiro para o projeto n^o: 142041/2013-0;

À CAPES, pelo apoio financeiro para o projeto n^o: 3421-15-5 (PDSE).

“It is no bad thing to celebrate a simple life”

J. R. R. Tolkien

Resumo

Modelos teóricos da formação de jatos relativísticos ejetados pelos AGNs invocam a presença de campos magnéticos associados ao objeto compacto central, e neste cenário, os jatos devem se originar através de algum processo que envolve a extração de energia da rotação do buraco negro ou do disco de acreção. O acoplamento do material do disco em rotação com as linhas de campo magnético poderia dar origem a uma estrutura helicoidal do campo. O avanço das técnicas de VLBI revelou a aparência não homogênea dos jatos de AGNs e mostrou que eles são constituídos por um núcleo estacionário brilhante e uma série de ‘nós’ ou componentes que se distanciam dele com velocidades, às vezes, aparentemente superluminais. Tais velocidades são explicadas se as estruturas se propagam num jato relativístico que forma um ângulo pequeno com a linha de visada. A direção de ejeção dessas componentes, tanto no plano do céu quanto na linha de visada, pode variar de uma componente para outra num mesmo jato, mas ainda há controvérsia quanto ao movimento balístico dessas componentes. Na faixa do rádio, os jatos de AGNs são detectados devido à radiação síncrotron que eles emitem indicando a presença de elétrons relativísticos acelerados por campos magnéticos locais. O objetivo deste trabalho é utilizar observações de VLBI para obter informações sobre o grau de ordenamento e direção do campo magnético que dá origem à radiação síncrotron observada e estudar a cinemática do jato de AGNs em escalas de parsecs.

Na presença de campos magnéticos toroidais ou helicoidais associados a estes AGNs e suas vizinhanças, gradientes transversais nas medidas de rotação Faraday observadas são esperados devido à mudança sistemática da componente do campo magnético na linha de visada ao longo do jato. Na primeira parte deste trabalho apresentamos mapas de intensidade total, polarização linear, grau de polarização e rotação Faraday construídos a partir

de dados obtidos com o VLBA em quatro comprimentos de onda na faixa de 18-22 cm para seis AGNs: OJ 287, 3C 279, PKS 1510-089, 3C 345, BL Lac e 3C 454.3. Estas observações mapeiam distâncias de até dezenas de parsecs a partir do núcleo estacionário visto nas imagens de VLBI, além de serem convenientes para estudos de rotação Faraday devido à semelhança das estruturas observadas nos diferentes comprimentos de onda. Identificamos gradientes transversais de medidas de rotação Faraday monotônicos e estatisticamente significantes nos jatos de quatro das seis fontes estudadas, com significâncias estatísticas entre 2.5σ e 4.4σ . Três fontes (PKS 1510-089, BL Lac e 3C 454.3) possuem gradientes transversais com significâncias estatísticas maiores que 3σ ; o gradiente transversal no jato de 3C 345 tem significância igual a 2.5σ e também é estatisticamente significativo já que seu tamanho é pelo menos duas vezes maior que o do feixe na direção do gradiente. A detecção destes gradientes transversais indica a presença de campos magnéticos variáveis que podem estar associados com campos helicoidais vinculados aos jatos.

As componentes discretas vistas nos mapas de VLBI são interpretadas como ondas de choque que se propagam ao longo do jato. O monitoramento destas estruturas depende da identificação correta das componentes ao longo de sucessivas épocas de observação. Existem vários procedimentos para monitorar as componentes, geralmente aproximadas por gaussianas bidimensionais. Porém, esses procedimentos podem ser subjetivos dependendo das condições iniciais. Na segunda parte deste trabalho usamos o método Cross-entropy apresentado por Caproni et al. (2011) modificado para incluir o uso do método de convolução para feixes elípticos de Wild (1970) para modelar ~ 100 imagens de domínio público do jato do quasar 3C 279 obtidas pelo VLBA em 15 GHz entre 28/07/1995 e 19/06/2010. Identificamos 19 componentes distintas no jato que se distanciam balisticamente do núcleo estacionário com velocidades superluminais entre $5.5c \leq \beta_{obs} \leq 22.5c$ ao longo de ângulos de posição no plano do céu entre $216.4^\circ \leq \eta \leq 245.9^\circ$. A comparação entre os nossos resultados e os apresentados por outros autores mostrou que em vários casos onde as componentes aparentam seguir trajetórias curvas no plano do céu ou aparentam sofrer acelerações podem ser explicados pela sobreposição de distintas componentes com velocidades diferentes. Finalmente, encontramos que nossa proposta para o cenário cinemático para o jato em escalas de parsecs do quasar 3C 279 é corroborada pela associação entre a ejeção de várias das componentes superluminais identificadas em nosso trabalho e a ocorrência de *flares* na banda-R reportados na literatura.

Abstract

Theoretical models of the formation of relativistic jets ejected from AGN invoke the presence of magnetic fields associated with the central compact object of the AGN and in this scenario, the jets must originate through some process that would involve the extraction of energy from the black hole spin or from the accretion disk. The coupling of the material in the rotating disk with the field lines could give rise to a helical field structure. The progress of the VLBI techniques has revealed the inhomogeneous appearance of these AGN jets and has shown that they consist of a bright stationary core and a series of ‘knots’ or components that recede from it with apparently superluminal velocities. These velocities can be explained if the structures are propagating in a relativistic jet that makes a small angle to the line-of-sight. The direction of ejection of these components within the same jet can vary from one another either on the plane of the sky or in the direction of the line-of-sight, but there is still some controversy regarding their ballistic motions. In the radio regime, the AGN jets are detected through the synchrotron radiation they emit, thus indicating the presence of relativistic electrons accelerated by local magnetic fields. The goal of this work is to use VLBI observations to obtain information about the degree of order and direction of the magnetic field giving rise to the observed synchrotron emission and to study the kinematics of AGN jets in parsec scales.

In the presence of toroidal or helical magnetic fields associated with these AGN and their immediate vicinities, transverse Faraday rotation gradients should be observed due to the systematic change in the line-of-sight component of the magnetic field across the jet. In the first part of this work, we present total intensity, linear polarization, fractional polarization and Faraday rotation maps built from data obtained with the VLBA at four wavelengths in the 18-22 cm range for six AGN: OJ 287, 3C 279, PKS 1510-089, 3C 345,

BL Lac and 3C 454.3. These observations typically probe projected distances out to tens of parsecs from the bright stationary core seen on the VLBI images, and are well suited for Faraday rotation studies due to the similarity of the structures measured at the different wavelengths. We have identified statistically significant, monotonic, transverse Faraday rotation gradients across the jets of four of these six sources with statistical significances between 2.5σ and 4.4σ . Three sources (PKS 1510-089, BL Lac e 3C 454.3) have transverse Faraday rotation gradients with statistical significances greater than 3σ ; the transverse gradient across the jet of 3C 345 has statistical significance of 2.5σ and is nevertheless significant since it spans more than two beamwidths along the gradient direction. The detection of these transverse gradients indicate the presence of variable magnetic fields that might be associated with helical fields threading these AGN jets.

The discrete components seen on the VLBI maps are interpreted as shock waves propagating along the jet. The monitoring of these structures rely on the correct identification of the components along successive epochs of observations. There are several procedures to monitor these components which are usually modelled as two-dimensional gaussians. However, these procedures depend on initial conditions that might be subjective. In the second part of this work, we have used the Cross-entropy method presented by Caproni et al. (2011) and modified to include the method of convolution for elliptical beams proposed by Wild (1970) to model ~ 100 public domain images of the jet of the quasar 3C 279 obtained by the VLBA at 15 GHz between 07/28/1995 and 06/19/2010. We have identified 19 distinct components in the jet that recede ballistically from the core with superluminal velocities in the range $5.5c \leq \beta_{obs} \leq 22.5c$ along position angles on the sky between $216.4^\circ \leq \eta \leq 245.9^\circ$. By comparing our results with previous analysis presented by other authors we found that in many cases where the components seem to follow bent trajectories on the plane of the sky or seem to accelerate, these effects can be explained by the superposition of distinct components that have different velocities. Finally, we found that our proposal for the kinematic scenario of the parsec scale jet of the quasar 3C 279 is corroborated by the association between the ejection times of several superluminal components identified in our work and the detection of R-band *flares* reported in the literature.

Lista de Figuras

1.1	Comparação entre a distribuição de energia de uma galáxia ativa e normal.	24
1.2	Classificação e estrutura geral dos AGNs.	26
1.3	Estrutura em rádio de Hercules A (3C 348)	28
1.4	Movimento helicoidal de um elétron em um campo magnético.	30
1.5	Espectro síncrotron para uma distribuição em lei de potência de elétrons. .	32
1.6	Distribuição espectral de energia dos blazares.	35
1.7	Movimento superluminal do quasar 3C 279.	38
1.8	Modelo de choque de Marscher e Gear (1985).	39
1.9	Geometria do movimento superluminal.	40
1.10	Velocidade transversal aparente como função do fator de Lorentz e inclinação do jato com relação a linha de visada.	41
1.11	Trajatórias radiais das componentes do jato 3C 273.	44
1.12	Geometria do modelo de precessão de jatos relativísticos.	45
1.13	Geometria do modelo de jato helicoidal.	46
1.14	Configuração ‘espinha+cisalhamento’ para a polarização linear.	47
1.15	Configuração ‘espinha+cisalhamento’ da polarização linear do blazar 1055+018.	48
1.16	Estruturas transversais possíveis em jatos de AGNs permeados por um campo magnético helicoidal.	49
1.17	Gradiente transversal de RMs no jato do quasar 3C 380.	50
1.18	Efeito do tamanho do feixe nos mapas de RMs.	51
1.19	Mapas de RMs construídos usando dados simulados em 18, 20, 21 e 22 cm.	52
2.1	Karl Jansky trabalhando para a Bell Telephone Laboratories.	56
2.2	Feixe de um radiotelescópio.	59

2.3	Diagrama de radiação da antena.	60
2.4	Mapeamento com observações ‘ <i>single-dish</i> ’.	62
2.5	Interferômetro de dois elementos.	64
2.6	Vetores posição usados para derivar a resposta do interferômetro a uma fonte extensa.	65
2.7	Sistemas de coordenadas (u, v, w) e (l, m, n) para interferômetros.	67
2.8	Sistemas de coordenadas (u, v, w) para interferômetros.	68
2.9	Cobertura do plano (u, v) para duas observações de VLBI	70
2.10	Mapeamento híbrido da fonte S5 1803+784.	76
2.11	Eixos que definem os parâmetros de Stokes U, Q e V.	79
3.1	Estações que integram o VLBA.	86
3.2	Cobertura do plano UV das observações na faixa de 18-22 cm.	91
3.3	Representação do problema da convolução.	99
3.4	Solução do problema da convolução de feixes elípticos.	101
4.1	Ajustes de componentes circulares aos mapas de 1665 MHz usando o método CE	108
4.2	EVPAs e mapas de intensidade total a partir de observações em 15 GHz	109
4.3	OJ 287: EVPAs e grau de polarização em 1358 MHz.	114
4.4	OJ 287: Distribuição e gradientes transversais das medidas de rotação Faraday.	115
4.5	3C 279: EVPAs e grau de polarização em 1358 MHz.	116
4.6	3C 279: Distribuição e gradientes transversais das medidas de rotação Faraday.	117
4.7	PKS 1510-089: EVPAs e grau de polarização em 1358 MHz.	118
4.8	PKS 1510-089: Distribuição e gradientes transversais das medidas de rotação Faraday.	119
4.9	PKS 1510-089: Versão do mapa da Figura 4.8 construído usando um feixe circular.	120
4.10	3C 345: EVPAs e grau de polarização em 1358 MHz.	120
4.11	3C 345: Distribuição e gradientes transversais das medidas de rotação Faraday.	121
4.12	BL Lac: EVPAs e grau de polarização em 1358 MHz.	122
4.13	BL Lac: Distribuição e gradientes transversais das medidas de rotação Faraday.	123

4.14	3C 454.3: EVPAs e grau de polarização em 1358 MHz.	125
4.15	3C 454.3: Distribuição e gradientes transversais das medidas de rotação Faraday.	126
4.16	3C 454.3: Versão do mapa da Figura 4.15 construído usando um feixe circular.	127
4.17	EVPAs corrigidos pelos efeitos de rotação Faraday integrada e local.	128
4.18	Distribuição das RMs do jato de BL Lac obtida por Gómez et al. (2016) usando observações em 15, 22 e 43 GHz.	129
4.19	Evidências para a ação de um campo magnético helicoidal em larga escala no jato de 3C 454.3 apresentadas por Zamaninasab et al. (2013).	131
4.20	Sentidos horário e anti-horário dos gradientes transversais de RMs no plano do céu.	134
4.21	Direção das componentes azimutais de um campo magnético aninhado. . .	135
5.1	Curvas de luz em raios-X, banda R e 15 GHz apresentadas por Chatterjee et al. (2008).	141
5.2	Modelo de jato helicoidal proposto por Marscher et al. (2008).	142
5.3	Imagem de intensidade total de 3C 279 obtido em 1996.74 em 15 GHz. . .	145
5.4	Reorientação do jato de 3C 279 segundo Homan et al. (2003).	146
5.5	Componentes do jato do quasar 3C 279 identificadas por Bloom et al. (2013) e cinemática das componentes C1 e C5.	147
5.6	Cinemática do jato do quasar 3C 279 de acordo com Lister et al. (2016) . .	149
5.7	Gráficos de S_{prod} vs. N_s e $Residuals$ vs. N_s para a imagem de 16/11/1997. .	151
5.8	Componentes ajustadas pelo método CE à imagem de VLBI em 15 GHz do jato de 3C 279 de 16/11/1997.	153
5.9	Curva de luz em 15 GHz de 3C 279 obtida pelo método CE.	157
5.10	Comparação entre as curvas de luz em 15 GHz do <i>core</i> e das distintas componentes identificadas pelo método CE.	157
5.11	Comparação entre as curvas de luz em 15 GHz de 3C 279 obtidas pelo método CE e observações <i>single dish</i>	158
5.12	Flares em raios-X e banda R sobrepostos à curva de luz em 15 GHz de 3C 279.	158
5.13	Posição das distintas componentes identificadas pelo método CE em relação ao <i>core</i> em função do tempo.	160

5.14	Declinação em função da ascensão reta das distintas componentes.	160
5.15	Resultados cinemáticos e curva de luz a componente S0.	161
5.16	Resultados cinemáticos e curva de luz a componente S1.	163
5.17	Resultados cinemáticos e curva de luz a componente S2.	163
5.18	Resultados cinemáticos e curva de luz a componente S3.	164
5.19	Resultados cinemáticos e curva de luz a componente S4.	164
5.20	Resultados cinemáticos e curva de luz a componente S5.	165
5.21	Resultados cinemáticos e curva de luz a componente S6.	165
5.22	Resultados cinemáticos e curva de luz a componente S7.	166
5.23	Resultados cinemáticos e curva de luz a componente S8.	166
5.24	Resultados cinemáticos e curva de luz a componente S9.	167
5.25	Resultados cinemáticos e curva de luz a componente S9a.	167
5.26	Resultados cinemáticos e curva de luz a componente S10.	168
5.27	Resultados cinemáticos e curva de luz a componente S11.	168
5.28	Resultados cinemáticos e curva de luz a componente S12.	169
5.29	Resultados cinemáticos e curva de luz a componente S13.	169
5.30	Resultados cinemáticos e curva de luz a componente S14.	170
5.31	Resultados cinemáticos e curva de luz a componente S15.	170
5.32	Resultados cinemáticos e curva de luz a componente S16.	171
5.33	Resultados cinemáticos e curva de luz a componente S17.	171
5.34	Correspondência entre a ocorrência de <i>flares</i> na banda R e a ejeção de componentes superluminais.	172
5.35	Componentes L1 e L2 de Lister et al. (2016) sobrepostas aos nossos resul- tados para S0, S2 e S3.	174
5.36	Componente L5 de Lister et al. (2016) sobrepostas aos nossos resultados para S9, S9a e S10.	174
5.37	Componente L6 de Lister et al. (2016) sobrepostas aos nossos resultados para S9a e S11.	175
C.1	Componentes ajustadas pelo método CE às imagens de VLBI em 15 GHz do jato de 3C 279 obtidas entre 28/07/1995 e 27/10/1996.	226

C.2	Componentes ajustadas pelo método CE às imagens de VLBI em 15 GHz do jato de 3C 279 obtidas entre 06/12/1996 e 04/04/1999.	227
C.3	Componentes ajustadas pelo método CE às imagens de VLBI em 15 GHz do jato de 3C 279 obtidas entre 16/05/1999 e 09/02/2000.	228
C.4	Componentes ajustadas pelo método CE às imagens de VLBI em 15 GHz do jato de 3C 279 obtidas entre 10/06/2000 e 05/09/2001.	229
C.5	Componentes ajustadas pelo método CE às imagens de VLBI em 15 GHz do jato de 3C 279 obtidas entre 02/11/2001 e 23/11/2002.	230
C.6	Componentes ajustadas pelo método CE às imagens de VLBI em 15 GHz do jato de 3C 279 obtidas entre 15/12/2002 e 07/09/2003.	231
C.7	Componentes ajustadas pelo método CE às imagens de VLBI em 15 GHz do jato de 3C 279 obtidas entre 09/09/2003 e 15/06/2005.	232
C.8	Componentes ajustadas pelo método CE às imagens de VLBI em 15 GHz do jato de 3C 279 obtidas entre 16/09/2005 e 02/05/2009.	233
C.9	Componentes ajustadas pelo método CE às imagens de VLBI em 15 GHz do jato de 3C 279 obtidas entre 25/06/2009 e 19/06/2010.	234

Lista de Tabelas

3.1	Propriedades dos mapas de 3C 279 em 15 GHz	87
3.2	Informações das fontes estudadas.	90
3.3	Correções aplicadas aos EVPAs para cada época e frequência de observação do VLBA.	92
4.1	Propriedades dos mapas em 1665 MHz.	105
4.2	Resultados dos ajustes de componentes circulares aos mapas de 1665 MHz usando o método CE.	106
4.3	Propriedades dos mapas em 15 GHz.	107
4.4	Propriedades dos mapas em 1358 MHz.	110
4.5	Lista dos gradientes transversais de medidas de rotação Faraday detectados.	111
5.1	Número de componentes adotadas para cada época de observação.	152
5.2	Parâmetros das componentes identificadas no jato do quasar 3C 279 usando o método CE. As colunas correspondem, respectivamente, a época de observação, identificação da componente, distância componente-núcleo, ângulo de posição no plano do céu, densidade de fluxo, tamanho da componente convoluída com o feixe, ângulo de posição estrutural (inclinação da componente) e razão entre os semi-eixos maior e menor da elipse.	155
5.3	Parâmetros cinemáticos das distintas componentes identificadas no jato do quasar 3C 279 usando o método CE. As velocidades em unidades de velocidade da luz foram calculadas considerando o modelo λ CDM, onde $H_0 = 71 \text{ km s}^{-1}\text{Mpc}^{-1}$, $\Omega_\Lambda = 0.73$ e $\Omega_M = 0.27$	159

5.4	Correspondência entre a ocorrência de <i>flares</i> na banda R reportados por Chatterjee et al. (2008) e a ejeção de componentes superluminais identificadas nos mapas de VLBI.	172
D.1	Parâmetros das componentes identificadas no jato do quasar 3C 279 usando o método CE. As colunas correspondem, respectivamente, a época de observação, identificação da componente, distância componente-núcleo, ângulo de posição no plano do céu, densidade de fluxo, tamanho da componente convoluída com o feixe, ângulo de posição estrutural (inclinação da componente) e razão entre os semi-eixos maior e menor da elipse.	235

Sumário

1. Introdução	23
1.1 Núcleos Ativos de Galáxias	23
1.1.1 Classificação e Estrutura Geral dos AGNs	24
1.1.1.1 AGNs <i>radio-quiet</i>	26
1.1.1.2 AGNs <i>radio-loud</i>	27
1.1.1.3 Emissão rádio de AGNs	29
1.1.1.4 Rotação Faraday do plano de polarização da radiação	32
1.1.1.5 Distribuição espectral de energia dos AGNs <i>radio-loud</i>	34
1.2 Jatos Relativísticos em AGNs	35
1.2.1 Efeitos relativísticos em jatos de AGNs	39
1.2.1.1 Movimentos superluminais	40
1.2.1.2 Aberração relativística	42
1.2.2 Cinemática de jatos de AGNs em escalas de parsecs	43
1.2.3 Polarização na faixa do rádio e campos magnéticos em jatos de AGNs	46
1.2.4 Gradientes transversais de medidas de rotação Faraday em jatos de AGNs	48
1.3 Motivação e objetivos deste trabalho	53
2. Interferometria de Longa Linha de Base	55
2.1 O nascimento da Radioastronomia e Rádio Interferometria	55
2.1.1 Desenvolvimento da Rádio Interferometria	57
2.2 Radiotelescópios - Algumas definições	58
2.2.1 Temperatura de Antena	61

2.3	Princípios de Interferometria	63
2.3.1	Mapeamento de fontes extensas	64
2.3.2	Sistema de coordenadas para interferômetros	66
2.3.3	Síntese de abertura e amostragem do plano (u, v)	69
2.3.3.1	‘ <i>Closure phases</i> ’ e ‘ <i>Closure amplitudes</i> ’	70
2.3.4	Imageamento de dados interferométricos	72
2.3.4.1	Algoritmo CLEAN de deconvolução	73
2.3.4.2	Mapeamento híbrido	74
2.3.4.3	Ponderando os dados de visibilidade	75
2.4	Observações polarimétricas	77
2.4.1	Polarização da radiação e parâmetros de Stokes	77
2.4.2	Relação entre os parâmetros de Stokes e a saída do correlacionador	79
2.4.3	Calibração dos ‘D-terms’ e ângulos de polarização	81
3.	<i>Observações e Análise de Dados</i>	85
3.1	Dados Observacionais	85
3.1.1	Observações em 2 cm	85
3.1.2	Observações na faixa de 18-22 cm	89
3.2	Identificação e caracterização das componentes dos jatos de AGNs	94
3.2.1	Método Cross-entropy	94
3.2.1.1	Método CE passo a passo	95
3.2.1.2	A função de desempenho	97
3.2.1.3	Estimativa dos parâmetros finais das componentes	98
3.2.2	Método de convolução para feixes elípticos	98
4.	<i>Estudos de rotação Faraday na faixa de 18-22 cm para seis AGNs</i>	103
4.1	Introdução	103
4.2	Ajuste de componentes e direção local do jato	105
4.3	Resultados	107
4.3.1	OJ 287	112
4.3.2	3C 279	113
4.3.3	PKS 1510-089	114
4.3.4	3C 345	117

4.3.5	BL Lac	121
4.3.6	3C 454.3	124
4.4	Discussão	124
4.4.1	Confiabilidade da detecção de gradientes transversais nas medidas de rotação Faraday	124
4.4.2	Geometria do campo magnético em jatos de AGNs a partir da detecção de gradientes transversais de medidas de rotação Faraday	127
4.4.3	Distribuição dos EVPAs observados e orientação do campo magnético	132
4.4.4	Gradientes de medidas de rotação Faraday detectados na região do core	132
4.4.5	Direção no plano do céu dos gradientes transversais de medidas de rotação Faraday	133
4.5	Conclusões e Perspectivas I	137
5.	<i>Revisitando o cenário cinemático do jato em escalas de parsecs do quasar 3C 279</i>	139
5.1	O quasar 3C 279 - Revisão bibliográfica	139
5.1.1	Estudos da cinemática do jato em escalas de parsecs do quasar 3C 279	143
5.2	Resultados: Nova proposta para o cenário cinemático do jato do quasar 3C 279	148
5.2.1	Ajuste dos parâmetros estruturais das componentes usando o método CE	148
5.2.2	Cálculo das distâncias componente-núcleo, densidades de fluxo e ângulos de posição no plano do céu	154
5.2.3	Curva de luz de 3C 279 em 15 GHz obtida pelo método CE	156
5.2.4	Cinemática das componentes identificadas no jato de 3C 279	157
5.2.4.1	Movimento das componentes projetados no plano do céu	161
5.2.4.2	Evolução temporal da densidade de fluxo das distintas componentes	162
5.2.5	Eventos de <i>flares</i> e ejeção de novas componentes superluminais	168
5.3	Comparação com resultados da literatura	172
5.4	Conclusões e Perspectivas II	176
	<i>Referências</i>	179

<i>Apêndice</i>	197
<i>A. Conference Proceedings</i>	199
<i>B. Artigo Completo Publicado em Periódico</i>	207
<i>C. Sequência de imagens utilizadas no estudo cinemático do jato em escalas de parsecs do quasar 3C 279</i>	225
<i>D. Parâmetros das componentes</i>	235

Introdução

1.1 Núcleos Ativos de Galáxias

A distribuição de luz observada das galáxias ditas ‘normais’ é dominada pela componente estelar, e, conseqüentemente, a maior parte da energia emitida está confinada a um pequeno intervalo de frequências do espectro eletromagnético, tipicamente entre as regiões do infravermelho, ótico e ultra-violeta (UV), e seus espectros são dominados por linhas de absorção. Em contrapartida a estas galáxias, há um grupo de galáxias, chamadas de ativas, cujas propriedades observacionais não podem ser explicadas apenas por mecanismos relacionados com a atividade estelar. As galáxias ativas caracterizam-se pela presença de fortes linhas em emissão largas (larguras equivalentes típicas entre 1000 km s^{-1} e 10000 km s^{-1}) e/ou estreitas (larguras equivalentes típicas $\simeq 500 \text{ km s}^{-1}$) em seus espectros e a distribuição espectral de energia varre o espectro eletromagnético desde o rádio até as altas energias indicando a ação de processos radiativos não-térmicos (Peterson, 1997; Beckmann e Shrader, 2012; Netzer, 2013; Pudritz et al., 2012). Veja, por exemplo, a comparação entre a distribuição de energia do quasar 3C 273 (AGN de alta luminosidade) e a de uma galáxia elíptica do tipo cD na Figura 1.1.

Nas galáxias ativas a maior parte da energia é gerada na região central, caracterizando o fenômeno dos núcleos ativos de galáxias (AGNs, *Active Galactic Nuclei*, daqui em diante). Estes núcleos podem apresentar alta luminosidade ($L \geq 10^{11} L_{\odot}$) se comparada com os núcleos das galáxias ‘normais’, e o forte brilho do núcleo ativo pode dificultar a observação da galáxia hospedeira.

O paradigma atual para explicar os fenômenos energéticos associados aos AGNs foi inicialmente proposto por Salpeter (1964) e reside na existência de um ‘motor central’

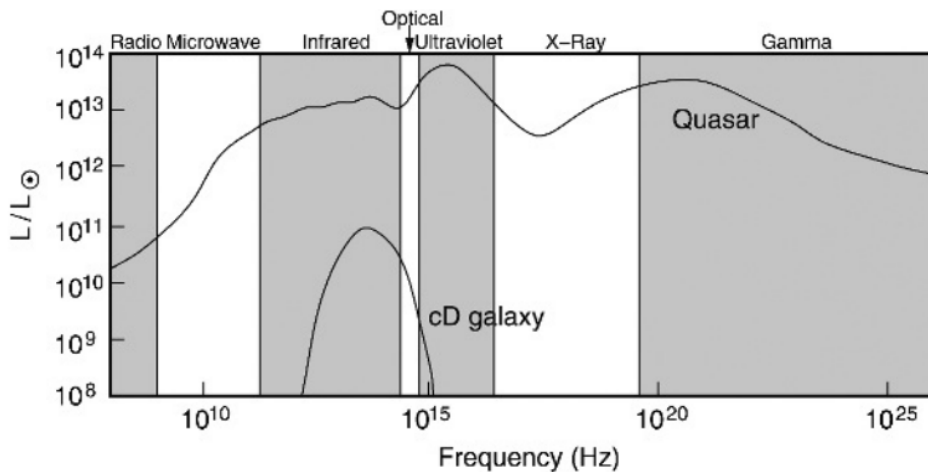


Figura 1.1: Comparação entre a distribuição de energia do quasar 3C 279 e o espectro de uma galáxia elíptica do tipo cD (elíptica gigante). Créditos: Schneider (2006).

constituído por um disco de acreção quente em torno de um buraco negro supermassivo (SMBH, *supermassive black hole*). Neste cenário, energia é gerada pela queda gravitacional de matéria, que é aquecida a altas temperaturas no disco. Este modelo de ‘motor central’ consegue conciliar o fato de que uma quantidade enorme de energia tem origem em regiões muito pequenas no centro das galáxias, além das curtas escalas de tempo de variabilidade destes objetos.

1.1.1 Classificação e Estrutura Geral dos AGNs

Em 1943, Carl Seyfert descreveu o espectro de seis galáxias espirais com alto brilho superficial na região central e que apresentavam largas linhas em emissão sobrepostas ao contínuo estelar (Seyfert, 1943). Estas galáxias viriam a ser os primeiros AGNs identificados. Porém o estudo sistemático destes objetos iniciou-se somente após a descoberta dos *quasi-stellar radio sources* ou quasares (QSRs) na década de 50 com os primeiros levantamentos em rádio do céu. A observação da contrapartida ótica destas fontes inicialmente indicava que os QSRs eram objetos do tipo estelar devido ao intenso brilho observado e sua aparência pontual. Porém seus espectros na faixa ótica apresentavam intensas e largas linhas em emissão em comprimentos de onda até então não identificadas. Foi mais tarde, em 1963, que Schmidt (1963), a partir da análise de linhas de emissão do quasar 3C 273, concluiu que estas linhas eram da série de Balmer deslocadas para o vermelho, e que correspondiam a um *redshift* igual a 0.158, sugerindo que estes objetos eram extragaláticos e

que a aparência estelar devia-se ao fato de que eles eram muito luminosos e estavam muito distantes.

Deste então, uma vasta fauna de galáxias ativas foi descoberta. As galáxias inicialmente observadas por Carl Seyfert são hoje conhecidas como galáxias do tipo Seyfert e integram a subclasse dos AGNs de baixa luminosidade, encontrados mais comumente em galáxias espirais e cujo brilho nuclear é comparável ao brilho da galáxia hospedeira. Já os QSRs são AGNs de alta luminosidade geralmente associados à galáxias elípticas e cuja região nuclear é mais brilhante que todas as estrelas.

A classificação dos AGNs em subgrupos se deu no decorrer da descoberta de novos objetos e comparação de suas propriedades observacionais, processos de formação das linhas de emissão, e na concepção da idéia de que muitas das características observadas dependiam da luminosidade e inclinação da fonte em relação à linha de visada do observador.

Além do sistema buraco negro - disco de acreção, a estrutura dos AGNs é descrita pela presença de regiões de linhas largas (BLR - *broad line region*) e estreitas (NLR - *narrow line region*). A BLR é a região de origem de linhas permitidas e semi-proibidas e é rodeada por um toróide formado por gás e poeira que pode ocultar sua presença dependendo do ângulo formado com a linha de visada. A NLR é local de origem das linhas proibidas e está na região externa ao toróide. Em alguns AGNs observa-se a presença de componentes extensas formadas por jatos colimados que se propagam com velocidades relativísticas e lóbulos de emissão em rádio e raios-X localizados de forma aproximadamente simétrica em ambos os lados do AGN.

A estrutura geral dos AGNs e as principais denominações dessa classe de objetos como as galáxias Seyfert dos tipos 1 e 2, radiogaláxias (NLRGs - *narrow line radio galaxies* e BLRGs - *broad line radio galaxies*), quasares e blazares, estão resumidas na Figura 1.2. Além das propriedades óticas dadas pela observação de linhas largas e/ou estreitas nos espectros, e pela luminosidade da região central, a emissão em rádio também é um divisor de AGNs em subgrupos. Temos os AGNs *radio-loud* que apresentam intensa emissão em rádio, e os AGNs *radio-quiet* cuja emissão na faixa do rádio é bem menor do que em outras bandas do espectro.

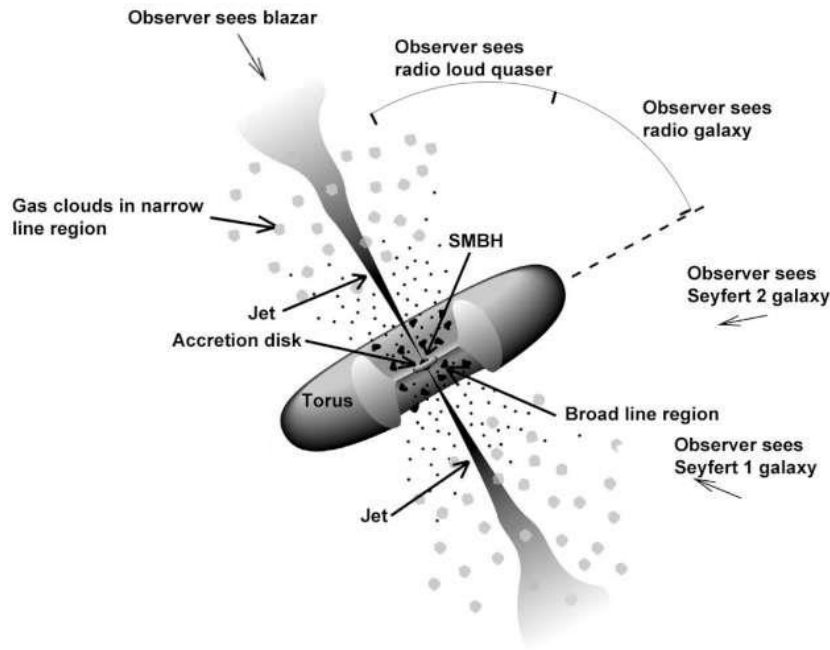


Figura 1.2: Classificação e estrutura geral dos AGNs. Créditos: NASA/Fermi.

1.1.1.1 AGNs *radio-quiet*

- Galáxias Seyfert:** Correspondem ao tipo mais comum de AGN no universo local. Elas se diferenciam das galáxias ‘normais’ pelo intenso brilho da região nuclear. A galáxia hospedeira do AGN costuma ter um espectro representativo da população estelar da galáxia, enquanto que a região nuclear mostra linhas em emissão de alta ionização. As galáxias Seyfert são divididas em dois grupos de acordo com as características de suas linhas espectrais. As galáxias Seyfert tipo 1 apresentam tanto linhas largas quanto linhas estreitas em seus espectros, enquanto que nas galáxias Seyfert tipo 2, somente as linhas estreitas são observadas, já que as linhas largas estão obscurecidas pela presença do toróide de poeira na direção da linha de visada do observador (Figura 1.2). As linhas largas estão associadas a regiões com elevada densidade do gás e indicam velocidades da ordem de milhares de quilômetros por segundo, enquanto que as linhas estreitas são típicas de regiões de material pouco densos. Ainda sim, as velocidades medidas são da ordem de centenas de quilômetros por segundo.
- Quasares *radio-quiet* ou QSOs (*quasi-stellar objects*):** São quasares selecionados por propriedades óticas. A distribuição espectral de energia (SED) é similar à

dos quasares *radio-loud*. O que diferencia a SED de um QSO da de um quasar é que a emissão em rádio dos QSOs comparada com a emissão nas regiões do infravermelho-ótico-ultravioleta é tipicamente em torno de cem vezes menos intensa. Os QSOs são variáveis em escalas de meses ou dias em diversas bandas, tanto no contínuo quanto na emissão em linhas. Kellermann et al. (1989) propuseram um critério para separar os QSOs dos quasares a partir da definição da razão R_{r-o} entre os fluxos específicos medidos em 6 cm (5 GHz) e 4400 Å (680 THz), ou seja, $R_{r-o} = F(6 \text{ cm})/F(4400 \text{ Å})$. De acordo com esta definição, para os QSOs os valores de R_{r-o} variam entre 0.1 e 1, já para os quasares, $R_{r-o} \geq 10$.

1.1.1.2 AGNs *radio-loud*

Podemos distinguir as classes principais de AGNs '*radio-loud*' em consequência da orientação da fonte em relação à linha de visada do observador, como mostra a Figura 1.2:

- **Radiogaláxias:** São intensas fontes em rádio associadas à galáxias elípticas gigantes. De acordo com sua morfologia em rádio, as radiogaláxias são divididas em duas classes de luminosidade: *Fanaroff-Riley I* (FR-I) e *Fanaroff-Riley II* (FR-II) (Fanaroff e Riley, 1974). Objetos do tipo FR-I são rádio-fontes mais fracas e mais brilhantes na região central, o brilho superficial decresce para as regiões mais externas. Objetos do tipo FR-II são muito luminosos e apresentam regiões de intensa emissão nas extremidades da estrutura em rádio chamadas de *hot spots*.
- **Quasares:** São fontes do tipo FR-II e integram o grupo dos AGNs de mais alta luminosidade e, além da emissão ser intensa em baixas frequências, os quasares são fortes emissores de raios-X e raios- γ , e o fluxo é variável em todas as bandas tanto no contínuo quanto na emissão em linhas largas. O espectro contínuo dos quasares possui um excesso de emissão na região do ultra-violeta chamado de '*big blue bump*' que está associado à emissão térmica do disco de acreção. A posição do quasar ótico é geralmente coincidente com a da fonte compacta em rádio. Pelo fato de serem muito brilhantes, os quasares são observados em *redshifts* grandes. O quasar mais distante reportado tem *redshift* igual a 7.085 (Mortlock et al., 2011).
- **Blazares:** São uma subclasse dos quasares em que o jato relativístico está muito próximo da linha de visada do observador. São intensos emissores em raios- γ e

variabilidade ocorre em todas as bandas do espectro, sendo que as menores escalas de tempo de variabilidade ocorrem nas maiores frequências, impondo vínculos à determinação do tamanho da região emissora (e.g.: Chatterjee et al. 2008; Tavecchio et al. 2010; Foschini et al. 2013; Fuhrmann et al. 2014; Agarwal et al. 2015; Kushwaha et al. 2017). O espectro dos blazares é composto por linhas largas e/ou estreitas muito fracas. A subclasse dos blazares pode ainda ser subdividida em objetos BL Lac, nos quais linhas em emissão não são observadas devido à intensa emissão no contínuo, e objetos violentamente variáveis no ótico (OVVs - *optically violently variables*), objetos cuja emissão ótica varia em escalas de tempo muito curtas. Os OVVs também tendem a ter elevados níveis de polarização.

A estrutura em rádio dos quasares e das radiogaláxias é descrita em termos da presença de uma componente ‘extensa’ e uma componente ‘compacta’ como mostra a Figura 1.3. A componente ‘extensa’ é formada por dois lóbulos de emissão em rádio em escalas de megaparsecs localizados de forma aproximadamente simétrica em ambos os lados do centro da galáxia. A componente compacta é formada por um jato em escalas de parsecs e quiloparsecs também emissor na faixa do rádio e em raios-X e que pode ser detectado inclusive no ótico, como é o caso do jato da radiogaláxia M87 e do quasar 3C 273.

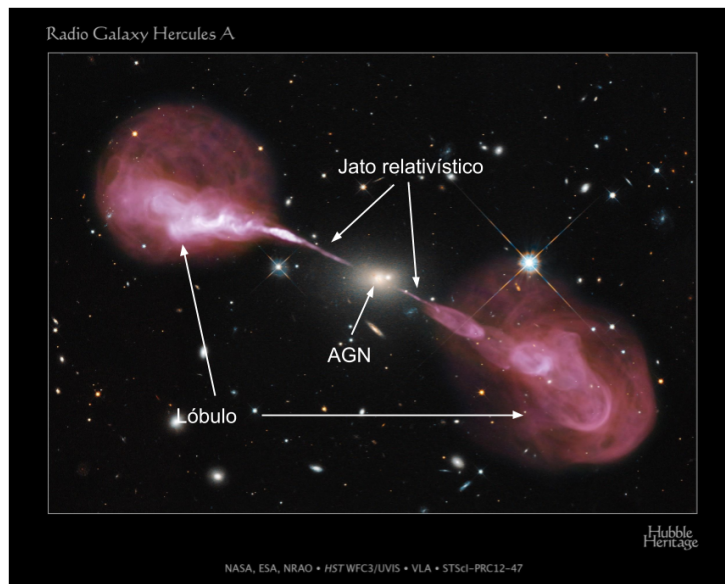


Figura 1.3: Emissão rádio da radiogaláxia Hercules A (3C 348) detectada pelo Very Large Array (VLA) em falsa escala de cor, sobreposta à uma imagem obtida pelo Hubble Space Telescope. Créditos: NASA, ESA, S. Baum and C. O’Dea (RIT), R. Perley and W. Cotton (NRAO/AUI/NSF), and the Hubble Heritage Team (STScI/AURA).

1.1.1.3 Emissão rádio de AGNs

Partículas aceleradas emitem radiação. Para velocidades não-relativísticas, partículas aceleradas por um campo magnético emitem radiação cíclotron, na qual a frequência da radiação ω_{cic} é simplesmente a frequência de giro no campo magnético ($\omega_{cic} = eB/mc$). Partículas relativísticas, como no caso dos jatos relativísticos e lóbulos de AGNs detectados na faixa do rádio, emitem radiação síncrotron. O tratamento teórico completo sobre a radiação síncrotron pode ser encontrado em Rybicki e Lightman (1986). Apresentaremos aqui conceitos gerais sobre o tema.

A equação do movimento de um elétron relativístico de carga e , massa m e velocidade \vec{v} em um campo magnético \vec{B} é:

$$\frac{d}{dt}\gamma m\vec{v} = e\frac{\vec{v}}{c} \times \vec{B}, \quad (1.1)$$

onde γ é o fator de Lorentz e c é a velocidade da luz. Se K' é o referencial do elétron, o vetor velocidade possui duas componentes, uma paralela à linha de campo magnético, e outra em um plano perpendicular ao campo de modo que a aceleração em cada uma das direções, no referencial do elétron, será:

$$\begin{aligned} \vec{a}'_{\parallel} &= 0, \\ \vec{a}'_{\perp} &= \frac{e}{\gamma mc} \vec{v}'_{\perp} \times \vec{B}, \end{aligned} \quad (1.2)$$

onde, usando $\beta = v/c$ e o ângulo ϕ entre \vec{v} e \vec{B} como mostra a Figura 1.4, a aceleração a' do elétron tem módulo:

$$a' = a'_{\perp} = \frac{e\beta \sin \phi B}{\gamma m} \quad (1.3)$$

e a frequência de rotação é $\omega_{sinc} = eB/\gamma mc$. A aceleração no referencial do elétron e no referencial de um observador relacionam-se por:

$$a' = \gamma^2 a. \quad (1.4)$$

A radiação emitida no referencial do elétron é dada pela fórmula de Larmor (que é válida para qualquer partícula acelerada no regime não-relativístico):

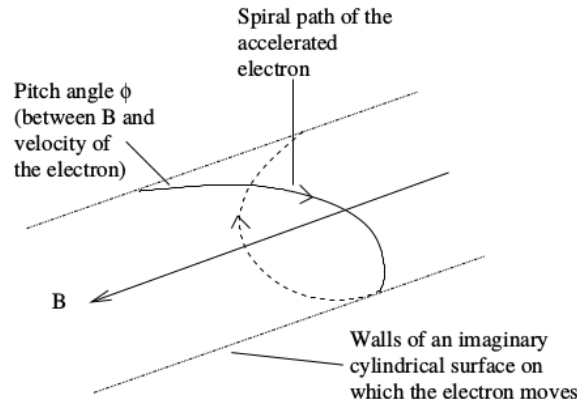


Figura 1.4: Movimento helicoidal de um elétron em um campo magnético. Créditos: Denise Gabuzda.

$$P = \frac{2e^2}{3c^3}(a')^2, \quad (1.5)$$

onde P é a potência total emitida pela partícula em unidades do sistema CGS. No referencial do observador:

$$\begin{aligned} P &= \frac{2e^2}{3c^3}\gamma^4 a^2, \\ &= \frac{2e^4\gamma^2\beta^2 \sin^2 \phi B^2}{3c^3 m^2}. \end{aligned} \quad (1.6)$$

Se a distribuição dos ângulos ϕ for isotrópica, após fazer a média para todos os ângulos, a radiação emitida pelo elétron será:

$$P = \frac{4e^4\gamma^2\beta^2 B^2}{9c^3 m^2}. \quad (1.7)$$

Como a potência emitida é inversamente proporcional à massa da partícula, partículas mais leves são mais eficientes para dar origem à radiação síncrotron, por isso acredita-se que a fonte primária de emissão síncrotron nos jatos de AGNs seja os elétrons. Podemos estimar o tempo de vida de um elétron responsável pela emissão síncrotron a partir da razão entre sua energia E e potência emitida P :

$$\begin{aligned}
t_{sinc} &\simeq \frac{E}{P}, \\
&\simeq \frac{\gamma mc^2}{P}, \\
&\simeq \frac{9c^5 m^3}{4e^4 \gamma \beta^2 B^2},
\end{aligned} \tag{1.8}$$

ou seja, elétrons mais energéticos emitem mais eficientemente, porém, têm menores tempos de vida.

Uma das principais características da radiação produzida por partículas relativísticas é a amplificação ou *beaming* da radiação na direção do movimento da partícula devido à efeitos de aberração relativística entre os referenciais da partícula e do observador. Ao contrário da radiação cíclotron em que o movimento da partícula gera radiação em uma única frequência, o movimento de uma partícula relativística em torno de linhas de campo magnético gera uma distribuição de frequências (para mais detalhes, ver Rybicki e Lightman 1986), e maior parte da energia é emitida próxima à chamada frequência crítica ν_c :

$$\nu_c \propto \gamma^2 \nu_{cic}, \tag{1.9}$$

ou seja, partículas mais energéticas (com maiores valores de γ) emitem em maiores frequências e ao mesmo tempo têm menores tempos de vida (equação 1.8). A combinação destes efeitos faz com que com o tempo o espectro resultante da emissão de um conjunto de elétrons caia mais rapidamente e se torne mais inclinado na direção das maiores frequências.

A radiação síncrotron é produzida por uma população de elétrons com uma determinada distribuição de energia. Observacionalmente, o espectro contínuo de objetos astrofísicos que emitem radiação síncrotron tem a forma de lei de potência, ou seja, $S_\nu \propto \nu^\alpha$, onde S_ν é o fluxo emitido na frequência ν e α é o índice espectral.

Se o livre caminho médio de um fóton na região emissora é maior do que o tamanho da mesma, este fóton provavelmente irá atravessar a região sem ser absorvido, e neste caso, a região é opticamente fina. Se o livre caminho médio do fóton é menor que o tamanho da região emissora, o fóton pode ser absorvido antes de deixar a região, e neste caso, a região é chamada de opticamente espessa.

Em baixas frequências, pode haver considerável absorção de radiação síncrotron pelos próprios elétrons emissores da radiação como mostra a Figura 1.5. Este processo é chamado

de auto-absorção síncroton, e o índice espectral tem valor $5/2$ no regime opticamente espesso, e $\alpha < 0$ no regime opticamente fino.

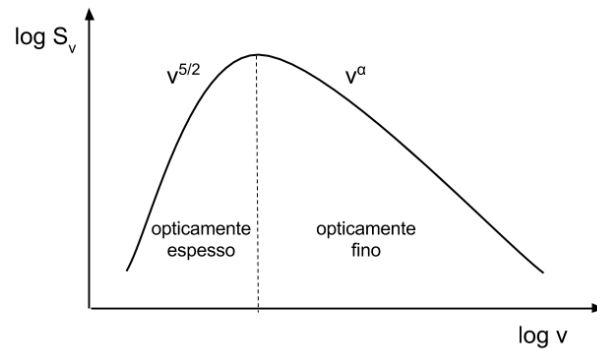


Figura 1.5: Espectro síncroton para uma distribuição em lei de potência de elétrons.

O chamado espectro síncroton canônico é mostrado na Figura 1.5, e em regiões opticamente finas a densidade de fluxo deve ser dada de acordo com $S_\nu \propto \nu^\alpha$. Porém, o espectro contínuo de rádio-fontes compactas é normalmente plano, ou seja, $\alpha \geq -0.5$, ao longo de diferentes ordens de magnitude em frequências. O espectro plano observado é geralmente atribuído à presença de componentes discretas não-resolvidas dentro do núcleo compacto. Diferentes partes desta região se tornam opticamente finas em frequências diferentes, deste modo, o espectro é uma superposição de espectros canônicos com máximos em frequências distintas. A maioria dos blazares são rádio-fontes de espectro plano ou FSRQs (*flat spectrum radio quasars*).

A radiação síncroton é intrinsecamente linearmente polarizada. Se numa região opticamente fina o campo magnético for completamente uniforme e os elétrons estiverem se movendo em círculos em planos perpendiculares ao campo, o grau de polarização seria de 100%. Porém, em situações reais, se o campo magnético for ordenado, mas a distribuição dos ângulos ϕ for aleatória, o grau de polarização em regiões opticamente finas só pode chegar à 75%.

1.1.1.4 Rotação Faraday do plano de polarização da radiação

Um elétron com velocidade \vec{v} se movendo numa região contendo um campo magnético \vec{B}_0 estará sujeito à força de Lorentz

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = -e(\vec{E} + \frac{\vec{v} \times \vec{B}_0}{c}) \quad (1.10)$$

e irá girar em torno das linhas de campo.

Suponhamos que o movimento do elétron tenha sido induzido por uma onda eletromagnética se propagando nesta região paralelamente ao campo \vec{B}_0 . Neste caso a velocidade do elétron está inicialmente na direção do campo elétrico \vec{E} desta onda. Uma onda eletromagnética linearmente polarizada pode ser descrita como uma superposição de uma onda circularmente polarizada à direita (RCP) e à esquerda (LCP) de mesma amplitude.

No caso da componente RCP da onda, a força de Lorentz sobre o elétron está orientada na direção oposta à rotação de \vec{E} , enquanto que no caso da componente LCP, a força de Lorentz está na mesma direção da rotação de \vec{E} . Portanto, podemos escrever

$$-e\vec{E} \pm \frac{eB_0\omega\vec{r}}{c} = -m\omega^2\vec{r}, \quad (1.11)$$

onde + na frente do segundo termo corresponde à componente RCP, e – corresponde à componente LCP da onda eletromagnética. O termo no lado direito da equação é a força centrípeta devido ao movimento circular do elétron. Reescrevendo 1.11:

$$\vec{r} = \frac{e}{c} \left(\frac{1}{\omega \pm \frac{eB_0\omega}{mc}} \right) \vec{E}. \quad (1.12)$$

Se a região é um plasma magnetizado contendo n_e elétrons livres, as duas componentes da onda eletromagnética terão os índices de refração

$$\varepsilon_{RCP,LCP} = \sqrt{1 - \frac{4\pi n_e e^2}{m\omega(\omega \pm \frac{eB_0}{mc})}}. \quad (1.13)$$

Como o índice de refração das ondas RCP e LCP são diferentes, suas velocidades de propagação no meio também serão diferentes e uma irá se adiantar em relação à outra causando uma rotação do plano de polarização. Este fenômeno é chamado de Rotação Faraday.

A quantidade de rotação sofrida pelo plano de polarização da onda é dada pela relação

$$\chi_{obs} - \chi_0 = \frac{e^3 \lambda^2}{8\pi^2 \epsilon_0 m^2 c^3} \int n_e \vec{B} \cdot d\vec{l} \equiv RM\lambda^2, \quad (1.14)$$

onde χ_{obs} e χ_0 são os ângulos de polarização observado e intrínseco, respectivamente, $-e$ e m são a carga e massa das partículas que dão origem à rotação Faraday (usualmente

elétrons), c é a velocidade da luz, n_e é a densidade de elétrons, \vec{B} é o campo magnético do meio, $d\vec{l}$ é um elemento ao longo da linha de visada, λ é o comprimento de onda da observação, e a integral é realizada ao longo da linha de visada a partir da fonte para o observador. RM é a medida de rotação (*rotation measure*). Como $\chi_{obs} = \chi_0 + \text{RM}\lambda^2$, as RMs podem ser determinadas usando observações em diferentes comprimentos de onda e identificadas através da dependência entre o ângulo χ_{obs} e λ^2 .

Medidas de rotação Faraday fornecem informações sobre a componente do campo magnético na linha de visada e densidade de elétrons na região onde a rotação ocorre, e informações sobre os χ_0 's, que por sua vez, fornecem informações sobre a geometria intrínseca dos campos magnéticos associados aos objetos sendo observados.

1.1.1.5 Distribuição espectral de energia dos AGNs radio-loud

A SED da maioria dos AGNs *radio-loud* é tipicamente caracterizada pela presença de dois picos como mostra a Figura 1.6; o primeiro entre a faixa do rádio e raios-X, e o segundo entre a faixa dos raios-X e raios- γ (Fossati et al., 1998; Ghisellini, 2016). Vemos também na figura 1.6 a chamada ‘sequência dos blazares’ sugerida por Fossati et al. (1998) que mostra que quando a luminosidade bolométrica do objeto cresce, os dois picos se deslocam para menores frequências, e o segundo pico se torna mais proeminente. A origem da emissão no regime das baixas energias, que dá origem ao primeiro pico da SED, é radiação síncrotron produzida por elétrons relativísticos espiralando em torno de linhas de campo magnético ao longo do jato relativístico. Para explicar a origem da emissão em altas energias (entre raios-X e raios- γ) há duas abordagens correntes: modelos leptônicos e hadrônicos (ver Böttcher et al. (2013) e referências).

Nos modelos leptônicos a produção de energia é dominada por elétrons e possivelmente pósitrons, enquanto que os prótons que possam estar presentes no fluxo de partículas não são acelerados o suficiente para contribuir de forma significativa para a produção de radiação. Nestes modelos, a emissão em altas energias pode ser explicada pelo processo de espalhamento Compton inverso (CI), no qual os elétrons relativísticos interagem com fótons de baixas energias, e estes fótons, após a interação, são transformados em raios-X ou raios- γ . Os fótons de baixa energia podem ser resultado da própria emissão síncrotron, e neste caso, temos o processo de Síncrotron Self-Compton (SSC) (e.g.: Maraschi et al. 1992; Bloom e Marscher 1996), mas se os fótons que participam do mecanismo de CI possuem

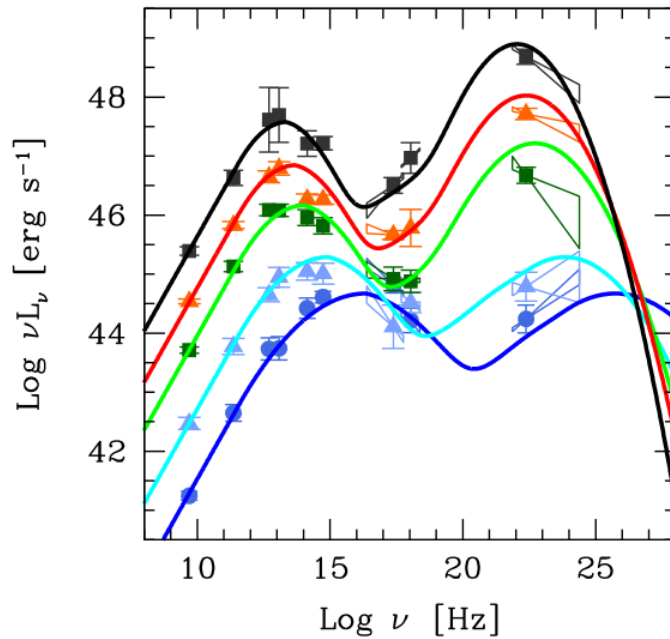


Figura 1.6: Média das SEDs dos blazares obtida por Fossati et al. (1998) a partir de observações de 126 objetos separados de acordo com a luminosidade em 5 GHz. Cada linha sólida representa um destes intervalos.

outra origem temos o processo de espalhamento Compton externo (CE). O processo de CE pode ocorrer pelo espalhamento de fótons oriundos do disco de acreção (Dermer e Schlickeiser, 1993), da BLR (Sikora et al., 1994) ou do toróide de poeira (Błażejowski et al., 2000).

Nos modelos hadrônicos, tanto elétrons quanto prótons são acelerados até energias ultrarelativísticas, sendo que os prótons chegam ao limite necessário para iniciar a produção de píons na região onde estão localizados os fótons resultantes da emissão síncrotron e/ou fótons externos. Enquanto a emissão em baixas energias continua sendo dominada pela radiação síncrotron de elétrons, no regime das altas energias a emissão se deve à cascatas iniciadas através da produção de pares e píons, além da radiação síncrotron produzida por prótons (Böttcher et al., 2013).

1.2 Jatos Relativísticos em AGNs

Um jato é um fluxo colimado de fluido, gás ou plasma cuja fonte primordial de energia, no contexto de AGNs, é a liberação de energia potencial gravitacional durante o processo de acreção. Os jatos de AGNs parecem se originar na região próxima ao buraco negro e

transportam energia e partículas da fonte central compacta para as regiões extensas em escalas de megaparsecs.

Embora os mecanismos envolvidos na formação, colimação e aceleração destas estruturas sejam temas de grande debate na literatura e objetos de inúmeras simulações numéricas (e.g.: Koide et al. 1999; McKinney 2006; McKinney e Blandford 2009; Fendt et al. 2014; Tchekhovskoy e Bromberg 2016), há consenso quanto ao papel crucial exercido por campos magnéticos nestes processos (Meier, Koide e Uchida, 2001; McKinney e Blandford, 2009). As duas principais teorias para explicar a formação de jatos relativísticos são as desenvolvidas por Blandford e Znajek (1977) e Blandford e Payne (1982). Blandford e Znajek (1977) consideram a extração de energia a partir da rotação de um buraco negro envolvido por um disco de acreção magnetizado. No modelo de Blandford e Payne (1982), energia e momento angular são removidos magneticamente do disco de acreção por linhas de campo que deixam a superfície do disco e se estendem para escalas maiores. O fluxo relativístico se forma se a componente poloidal do campo forma um ângulo menor que 60° com a superfície do disco. À medida que a distância em relação ao disco aumenta, a componente toroidal do campo se torna mais importante e atua na colimação do fluxo na forma de um jato.

O primeiro jato extragaláctico foi descoberto por Heber Curtis em 1918 na galáxia elíptica M87, no aglomerado de Virgo. Porém a natureza destas estruturas começou a ser desvendada somente a partir da década de 60 com o avanço das técnicas de rádio interferometria (Capítulo 2).

As primeiras observações rádio-interferométricas de jatos de AGNs, por não disporem de excelente resolução espacial, eram interpretadas em termos da expansão esférica de duas componentes simétricas que descreviam a distribuição de brilho das fontes. Foi deste modo, que em 1971, a detecção do movimento aparentemente superluminal no quasar 3C 279 foi anunciado por Whitney et al. (1971) e Cohen et al. (1971). Porém, trabalhos observacionais seguintes indicavam variações complexas nas densidades de fluxo e polarização das fontes que não forneciam suporte para este modelo simples de expansão esférica (e.g.: Altschuler e Wardle 1977). Foi a partir de 1978 que os modelos de fontes rádio compactas formadas por um jato muito próximo da linha de visada do observador começaram a aparecer (Blandford e Rees, 1978), bem como vínculos observacionais que os corroborassem. Os mapas apresentados por Readhead et al. (1979) para 3C 120, 3C 273 e 3C 345 mostraram

que cada uma destas fontes possuía uma morfologia do tipo *core-jato*, onde o *core* é uma componente brilhante espacialmente não-resolvida em uma extremidade, e o jato extenso é composto por componentes resolvidas.

Atualmente, o progresso das técnicas de interferometria e a maior oferta de observatórios permite que o monitoramento de jatos extragaláticos seja conduzido de maneira sistemática. Veja, por exemplo, na Figura 1.7, o mosaico de imagens do quasar 3C 279 obtidas pelo Very Long Baseline Array (VLBA) em 22 GHz que abrange sete anos de observações. A imagem mostra o *core* estacionário brilhante no canto esquerdo das observações seguido por uma série de nós ou componentes discretas que se afastam dele. Na Figura 1.7 é possível ver também o movimento aparentemente superluminal de uma das componentes de 3C 279.

Não muito tempo após a publicação dos resultados de Readhead et al. (1979), Blandford e Königl (1979) apresentaram o que viria a ser o paradigma atual do modelo de jato relativístico. Neste modelo o jato é constituído por um plasma de elétrons relativísticos e prótons, o AGN é alimentado por um buraco negro central e um disco de acreção na base do fluxo relativístico. O *core* estacionário visto nas imagens de VLBI corresponde à região em que a profundidade ótica é ~ 1 , e as partículas relativísticas responsáveis pela emissão síncrotron originada nos ‘nós’ ou componentes que se movem, às vezes, com velocidades aparentemente superluminais, devem ser aceleradas localmente dentro do jato por meio de ondas de choque.

As ondas de choques propostas por Blandford e Königl (1979) foram incorporadas ao modelo elaborado por Marscher e Gear (1985) para explicar a variabilidade e *flares* observados em blazares em diferentes comprimentos de onda. No modelo de Marscher e Gear (1985) uma onda de choque se propaga através de um jato cônico e as partículas relativísticas são aceleradas pela frente de choque, enquanto partículas que viajam atrás da frente de choque perdem energia em três estágios diferentes: Compton, síncrotron e adiabático. As diferentes fases de perda de energia podem ser visualizadas na Figura 1.8.

Na fase Compton, que só ocorre em *flares* inicialmente dominados por emissão em raios-X ou raios- γ , o fluxo aumenta consideravelmente enquanto que a frequência crítica de auto-absorção diminui gradativamente. Ainda nesta fase, como a densidade de fótons é elevada, os elétrons de mais alta energia interagem com os fótons via processo Compton inverso, enquanto que os elétrons menos energéticos emitem radiação síncrotron. No

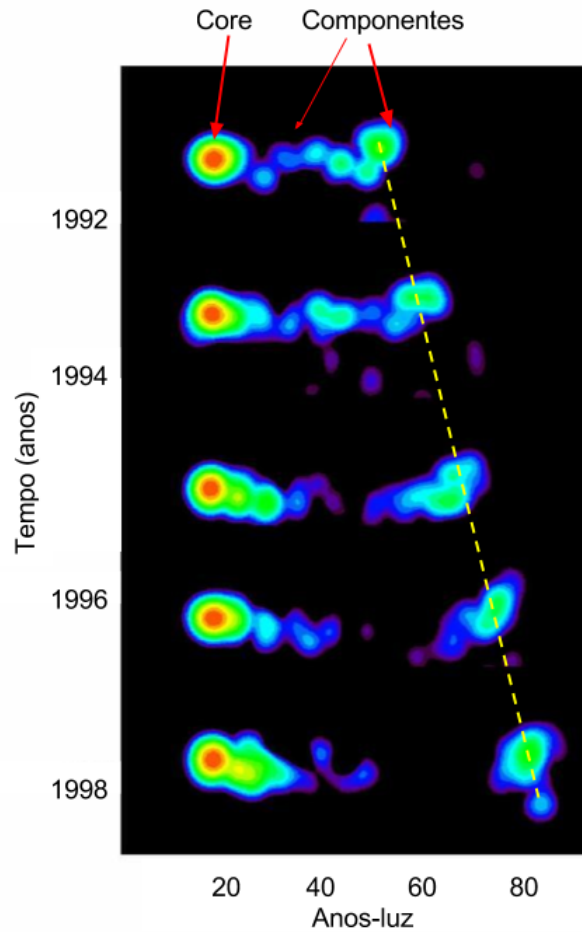


Figura 1.7: Mosaico de imagens do quasar 3C 279 obtido pelo VLBA em 22 GHz ao longo de sete anos de observações. A imagem mostra o *core* estacionário brilhante no canto esquerdo das imagens e as componentes discretas que se afastam dele. A linha tracejada amarela indica a posição da componente mais distante ao longo do tempo, e revela seu movimento aparentemente superluminal. Créditos: NRAO/AUI; Ann Wehrle et al.; Imagem por Glenn Piner.

próximo estágio, devido à expansão da componente, a densidade de fótons diminui e o campo magnético se torna mais importante, desta forma o estágio Compton se torna menos relevante, o choque se torna opticamente fino para frequências menores, e as perdas síncrotron passam a ser dominantes. Neste período, enquanto as perdas síncrotron dominam, elas se tornam cada vez menos relevantes à medida que a componente continua se expandindo enquanto se propaga ao longo do jato e o campo magnético se torna menos intenso. O fluxo e a frequência crítica decrescem até que a perda de energia seja dominada pela expansão adiabática da componente.

Vínculos observacionais que corroboram o modelo de choque de Marscher e Gear (1985)

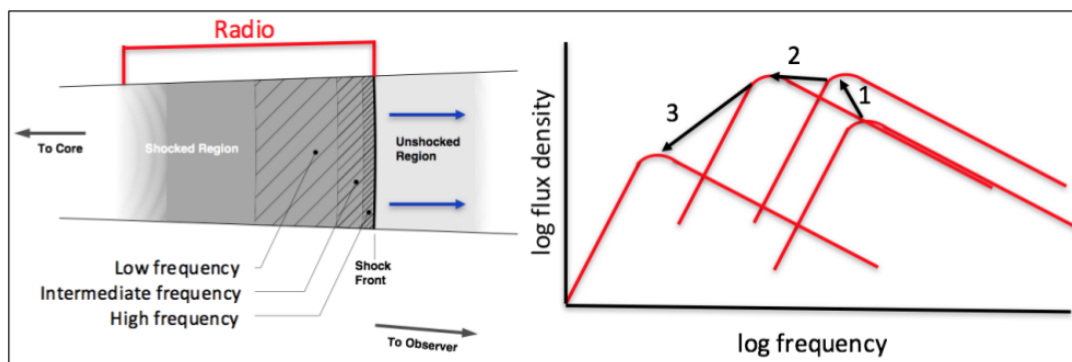


Figura 1.8: Modelo de choque de Marscher e Gear (1985). O tamanho da região emissora cresce à medida que a frequência diminui. Painel direito: Esboço da evolução do espectro contínuo de acordo com o modelo. As fases 1, 2 e 3 correspondem às fases Compton, síncrotron e adiabática, respectivamente. Figura de Marscher (2016).

para jatos relativísticos têm sido apresentados na literatura. Savolainen et al. (2002), por exemplo, encontraram correlação entre a ocorrência de *flares* e a ejeção de novas componentes detectadas em imagens de VLBI. Beaklini e Abraham (2014) reportaram um atraso de 170 dias entre a ocorrência de um *flare* em raios- γ e em 43 GHz no quasar 3C 273. Eles interpretaram este atraso através do modelo de choque, no qual cada *flare* corresponde a formação de uma nova componente superluminal que se expande e se torna opticamente fina na faixa do rádio meses após a ocorrência do *flare* em altas energias.

1.2.1 Efeitos relativísticos em jatos de AGNs

Efeitos relativísticos devem ser considerados nos estudos de jatos de AGNs já que as velocidades envolvidas são próximas à da luz. Nestas condições, as velocidades são frequentemente descritas em termos do fator de Lorentz γ :

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \quad (1.15)$$

onde $\beta = v/c$. Se $\gamma = 10$, o fluxo relativístico tem velocidade igual a 99.5% da velocidade da luz.

Um dos principais resultados obtidos a partir das primeiras observações de VLBI dos jatos de AGNs foi a detecção de movimentos aparentemente superluminais das rádio fontes compactas, que é decorrente do fato de que a direção de movimento da fonte forma um ângulo pequeno com a linha de visada do observador (Rees, 1966). Além disso, como

o fluxo possui velocidades próximas à da luz, a emissão rádio do jato não é isotrópica, mas tende a ser amplificada na direção de seu movimento. Neste caso, temos o efeito de aberração relativística.

1.2.1.1 Movimentos superluminais

Considere a Figura 1.9. Um elemento tem velocidade $v = \beta c$ na direção θ e emite um fóton no ponto A no instante t'_1 . O observador detecta este fóton do instante $t_1 = [t'_1 + (CD + v\Delta t_e \cos \theta)/c]$ após o fóton ter percorrido a distância AD. Ao chegar em B após um intervalo de tempo Δt_e , outro fóton é emitido no instante $t'_2 = t'_1 + \Delta t_e$. O observador detecta o fóton emitido em B no instante $t_2 = t'_2 + (CD/c)$ já que a distância $BD \gg AB$, o ângulo α é pequeno e $BD \sim CD$. O intervalo de tempo medido entre as observações é $\Delta t = t_2 - t_1 = \Delta t_e(1 - \beta \cos \theta)$. A distância percorrida entre A e B projetada no plano do céu é $\Delta x = \beta c \Delta t_e \sin \theta$. Finalmente, a velocidade transversal inferida pelo observador é

$$\begin{aligned} \beta_{app} &= \frac{v_T}{c}, \\ \beta_{app} &= \frac{\beta \sin \theta}{1 - \beta \cos \theta}, \end{aligned} \quad (1.16)$$

onde θ é o ângulo entre o jato e a linha de visada do observador. O valor de β_{app} pode exceder a unidade dependendo da orientação do jato.

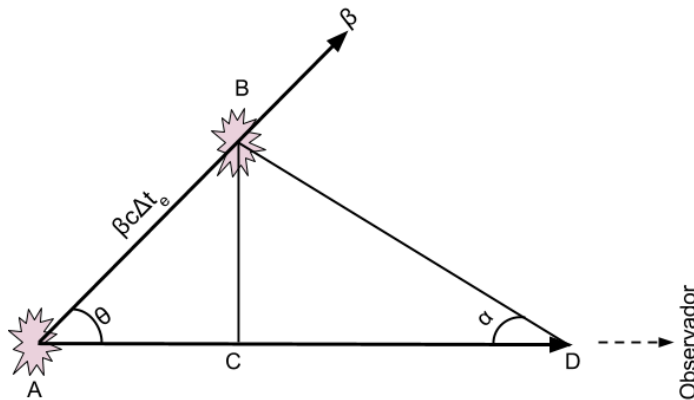


Figura 1.9: Geometria do movimento superluminal.

A dependência da velocidade observada como função do fator de Lorentz e do ângulo θ pode ser vista na Figura 1.10. A velocidade observada será máxima quando $\cos \theta = \beta$ ou $\sin \theta = \gamma^{-1}$. Neste caso,

$$\beta_{app,max} = \sqrt{\gamma^2 - 1}. \quad (1.17)$$

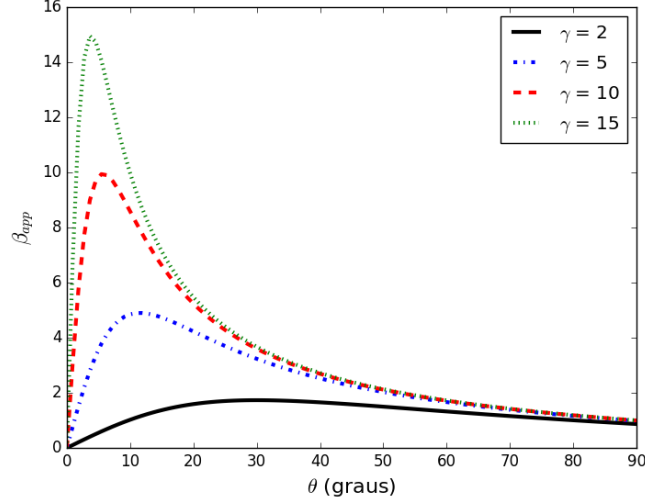


Figura 1.10: Velocidade transversal aparente como função do fator de Lorentz e inclinação do jato com relação a linha de visada. Baseado em Urry e Padovani (1995).

A velocidade transversal aparente está relacionada com o movimento próprio μ das componentes pela equação

$$\beta_{app} = \frac{D_L}{(1+z)} \frac{\mu}{c}, \quad (1.18)$$

onde z é o *redshift*, c é a velocidade da luz e D_L é a distância de luminosidade dada por (Carroll, Press e Turner, 1992)

$$D_L = \frac{c(1+z)}{H_0} E(\Omega_M, \Omega_\gamma, \Omega_\Lambda, \Omega_k, z), \quad (1.19)$$

onde

$$E(\Omega_M, \Omega_\gamma, \Omega_\Lambda, \Omega_k, z) = \int_0^z \frac{dz}{(\Omega_M(1+z)^3 + \Omega_\gamma(1+z)^4 + \Omega_\Lambda + \Omega_k(1+z)^2)^{1/2}}, \quad (1.20)$$

onde os diferentes Ω 's se referem aos parâmetros de densidade dos constituintes do universo: matéria, radiação, energia escura e curvatura, respectivamente.

1.2.1.2 Aberração relativística

A amplificação da densidade de fluxo de um jato quase alinhado com a linha de visada faz com que as fontes superluminais sejam mais brilhantes do que se sua radiação fosse isotrópica. Este efeito recebe o nome de aberração relativística, ‘favoritismo Doppler’, ou ainda, ‘*Doppler beaming*’. O ‘favoritismo Doppler’ favorece fortemente a detecção do lado do jato que se aproxima do observador em relação ao lado que se afasta (contra-jato), e por esse motivo, a maioria dos jatos observados é unilateral.

Se a mesma fonte com velocidade $v = \beta c$ na direção θ da Figura 1.9 emite pulsos de frequência ν' em seu referencial, a frequência da radiação detectada pelo observador é deslocada por um fator $1/\gamma$ devido à dilatação do tempo:

$$\begin{aligned}\nu &= \frac{\nu'}{\gamma(1 - \beta \cos \theta)}, \\ \nu &= \delta(\gamma, \theta)\nu',\end{aligned}\tag{1.21}$$

onde δ é o fator Doppler:

$$\delta = \frac{1}{\gamma(1 - \beta \cos \theta)}.\tag{1.22}$$

A equação 1.21 mostra que para uma fonte em movimento, o observador detecta uma radiação de maior frequência.

O ‘favoritismo Doppler foi discutido por Blandford e Königl (1979). A quantidade I_ν/ν^3 é uma invariante de Lorentz e se transforma como $I_\nu = \delta(\gamma, \theta)^3 I'_\nu$. Portanto, para uma fonte simetricamente esférica em movimento, a densidade de fluxo deve se transformar da mesma forma $S_\nu = \delta(\gamma, \theta)^3 S'_\nu$, já que ela é proporcional à intensidade específica I_ν . Uma fonte não esférica como é o caso de um jato, pode ser considerada como um conjunto de componentes não resolvidas, e em termos gerais se $S'_\nu \propto (\nu')^{-\alpha}$, então $S'_\nu \propto (\nu)^{-\alpha} \delta^\alpha$. E se $S_\nu = \delta(\gamma, \theta)^p S'_\nu$, então $S_\nu \propto \delta(\gamma, \theta)^p (\nu)^{-\alpha} \delta^\alpha$. Portanto, escreve-se:

$$S_\nu = S'_\nu \delta(\gamma, \theta)^{p+\alpha},\tag{1.23}$$

onde α é o índice espectral que reflete a lei de potência do espectro síncrotron, $p = 2$ para o fluxo contínuo do jato, e $p = 3$ para as componentes discretas (Blandford e Königl, 1979).

Se a fonte está se afastando do observador, o fator Doppler é $\delta = \gamma^{-1}(1 + \beta \cos \theta)^{-1}$, e neste caso, o fluxo não é amplificado. Para os jatos, a razão Ξ entre as densidades de fluxo do jato e contra-jato é dada por:

$$\begin{aligned}\Xi &= \left(\frac{\delta_-(\gamma, \theta)}{\delta_+(\gamma, \theta)} \right)^{p+\alpha}, \\ \Xi &= \left(\frac{1 + \beta \cos \theta}{1 - \beta \cos \theta} \right)^{p+\alpha}.\end{aligned}\tag{1.24}$$

Para jatos relativísticos, a densidade de fluxo observada do jato pode ser muito maior que do contra-jato.

1.2.2 Cinemática de jatos de AGNs em escalas de parsecs

Além da detecção dos movimentos superluminais, o monitoramento do movimento das componentes discretas ao longo dos jatos de AGNs através das observações de VLBI revelaram que para uma dada fonte, suas componentes podem possuir velocidades diferentes em diferentes direções projetadas no plano do céu. Em geral, as componentes apresentam movimentos balísticos (e.g.: Hough et al. 1996; Abraham et al. 1996), porém, movimentos não-radiais e trajetórias curvas no plano do céu também são observadas (e.g.: Hough et al. 1996; Jorstad et al. 2004).

Observações do jato do quasar 3C 273 em 5 GHz apresentadas por Zensus et al. (1988) mostraram a existência de várias componentes superluminais movendo-se numa trajetória aparentemente curva no plano do céu. Mais tarde, usando observações em 10.7 GHz e considerando trajetórias balísticas para as componentes, Abraham et al. (1996) conseguiram identificar oito componentes distintas no jato de 3C 273 e mostraram que as trajetórias aparentemente curvas podem ser resultado de movimentos balísticos em diferentes direções como mostra a Figura 1.11. Abraham e Romero (1999) explicaram estes resultados pelo fenômeno de precessão do jato em escalas de parsecs. A precessão pode ser explicada como consequência do efeito de discos de acreção ao redor de buracos negros em rotação (Bardeen e Petterson, 1975). Neste caso, o desalinhamento entre os momentos angulares do disco e do buraco negro produz torques que tendem a alinhar o eixo de rotação do disco com o do buraco negro causando a precessão do próprio disco. Em outro cenário, a precessão do jato é resultado da presença de um sistema binário de buracos negros. Nesta situação,

quando o buraco negro secundário está numa órbita que não coincide com o plano do disco de acreção primário, torques são induzidos nas regiões internas do disco (Katz, 1997).

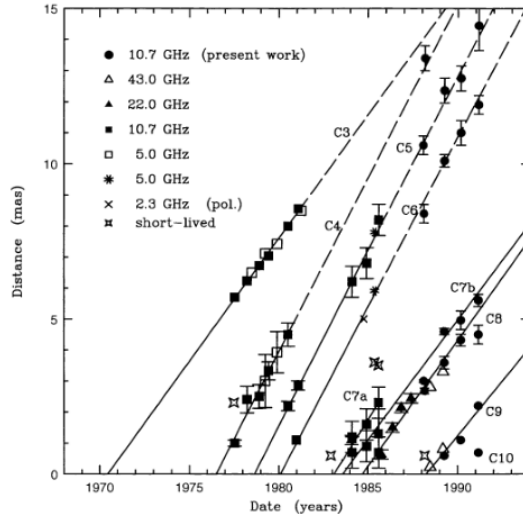


Figura 1.11: Ajuste cinemático das trajetórias radiais das distintas componentes observadas no jato do quasar 3C 273 apresentado por Abraham et al. (1996).

A Figura 1.12 mostra a geometria do modelo de precessão do jato de AGNs em escalas de parsecs apresentada por Carrara et al. (1993). Neste modelo o jato precessiona com velocidade angular $\omega = 2\pi/T$, onde T é o período, e ângulo de abertura Ω , em torno de um eixo que forma um ângulo θ_0 com a linha de visada definida pelo eixo z . O ângulo instantâneo entre o jato e a linha de visada é dado por $\theta(t)$, e $\eta(t)$ é o ângulo projetado no plano do céu. O ângulo $\theta(t)$ e o fator Doppler $\delta(\theta)$ dependem do fator de Lorentz γ e de β_{app} como descrito na seção 1.2.1.

Devido à dependência do fator Doppler com o ângulo em relação à linha visada, um intervalo de tempo Δt_{obs} no referencial do observador se relaciona com um intervalo de tempo Δt no referencial da fonte por $\Delta t_{obs} = \Delta t/\delta(\theta)$. Isso implica em uma velocidade variável de precessão do jato no referencial do observador, ou seja, se o jato se aproxima da linha de visada, o fator Doppler aumenta e o intervalo de tempo Δt_{obs} diminui. Além disso, o aumento do fator Doppler resulta no aumento da densidade de fluxo observada. Este resultado tem implicações nos estudos de variabilidade destas fontes e fornece uma explicação para a detecção de *flares* em diferentes comprimentos de onda.

O ajuste dos parâmetros do modelo de precessão é conduzido no espaço $(\beta_{app}(t), \theta(t), \eta(t))$ para valores constantes de γ estimados a partir do ajuste cinemático das componentes, de

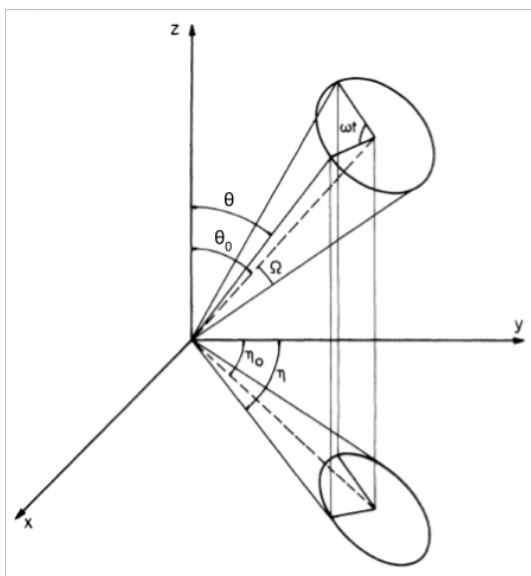


Figura 1.12: Geometria do modelo de precessão de jatos relativísticos. Imagem de Carrara et al. (1993).

modo que a direção instantânea do jato explique as velocidades e posições no plano do céu das componentes superluminais no momento de suas ejeções. No caso do quasar 3C 273, Abraham e Romero (1999) encontraram que o jato estaria precessionando com ângulo de abertura $\Omega \sim 3^\circ.9$ e período igual a 16 anos no referencial do observador. O modelo de precessão de jatos em escalas de parsecs foi desenvolvido ainda para 3C 279 (Abraham e Carrara, 1998), OJ 287 (Abraham, 2000), BL Lac (Caproni et al., 2013), 3C 120 (Caproni e Abraham 2004b) e 3C 345 (Caproni e Abraham, 2004).

Embora o modelo de precessão tenha sido aplicado ao jato de 3C 345, um modelo alternativo para explicar as trajetórias curvas projetadas no plano do céu já tinha sido apresentado anteriormente. Para explicar as observações, baseado nos modelos de Camenzind (1986) e Camenzind e Krockenberger (1992), Steffen et al. (1995) implementaram o modelo de jato helicoidal mostrado na Figura 1.13 ao jato de 3C 345, no qual o plasma é acelerado ao longo de linhas de campo magnético helicoidais geradas por um disco de acreção magnetizado. Modelo similar foi usado por Molina et al. (2014) para explicar a cinemática do jato do quasar NRAO 150 a partir de observações de VLBI em 43 GHz. Molina et al. (2014) ajustaram trajetórias helicoidais para as componentes do jato consequentes da geometria helicoidal do campo magnético.

Resultados recentes baseados em monitoramentos de longo prazo de um grande número

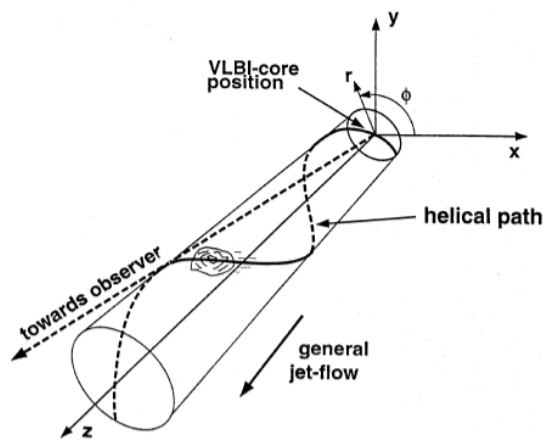


Figura 1.13: Geometria do modelo de jato helicoidal. Imagem de Steffen et al. (1995).

de AGNs mostram acelerações ou mudanças na direção das trajetórias das componentes na maioria das fontes estudadas (Homan et al., 2015; Lister et al., 2016). Os resultados de Homan et al. (2015) mostram que mudanças nas velocidades das componentes são mais comuns do que mudanças na direção de suas trajetórias indicando que variações nos fatores de Lorentz das componentes dominam as mudanças de velocidade observadas. Utilizando observações obtidas com o VLBA ao longo de 19 anos, Lister et al. (2016) analisaram 961 componentes identificadas nos jatos em escalas de parsecs de 274 AGNs. Os resultados deste trabalho indicam que a distribuição de velocidades aparentes máximas tem um pico em torno de $5c$, e que um pequeno número de jatos tem velocidades aparentes acima de $30c$. Além disso, os AGNs que são também detectados na faixa dos raios- γ apresentam, em média, maiores velocidades.

1.2.3 Polarização na faixa do rádio e campos magnéticos em jatos de AGNs

Estudos da polarização linear na faixa do rádio em jatos de AGNs utilizando observações de VLBI mostram uma tendência da polarização do jato ser predominantemente paralela ou perpendicular à sua direção local (e.g.: Lister e Homan 2005; Lyutikov et al. 2005; Gabuzda 2015; Motter e Gabuzda 2017), e para os efeitos de rotação Faraday serem mais intensos da região do *core* (e.g.: Zavala e Taylor 2003, 2004). De um modo geral, nos quasares são observadas maiores velocidades superluminais e uma tendência da polarização ser predominantemente transversal à direção local do jato, enquanto que nos BL Lacs, onde as velocidades superluminais observadas são menores, a polarização é predominantemente

longitudinal (e.g: Cawthorne et al. 1993; Gabuzda et al. 1994).

Em alguns casos, a polarização linear observada nos jatos de AGNs é composta por polarização ortogonal, campo magnético longitudinal, próxima às bordas externas do jato, e por polarização longitudinal, campo magnético ortogonal, próxima ao eixo central como mostra a Figura 1.14. Este tipo de estrutura do campo magnético é denominada ‘*spine+sheath*’ ou ‘espinha+cisalhamento’. Quando o primeiro AGN a ter esta configuração para o campo magnético foi observado por Attridge et al. (1999) no jato do blazar 1055+018, como pode ser visto na Figura 1.15, eles propuseram que o ‘cisalhamento’ (*sheath*) seria causado pela interação do jato com o meio ambiente em sua vizinhança, enquanto que a ‘espinha’ (*spine*) seria a consequência de choques transversais se propagando ao longo do jato e comprimindo as linhas de campo ordenando-as ao longo do plano de compressão (Laing, 1980).

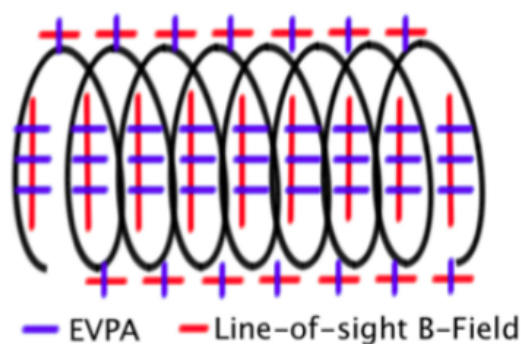


Figura 1.14: Configuração ‘espinha+cisalhamento’ para a polarização linear. As linhas de cor violeta representam a orientação dos EVPA e as linhas vermelhas mostram a orientação do campo magnético na direção da linha de visada. Imagem de Healy (2014).

Entretanto, como a estrutura ‘espinha+cisalhamento’ foi detectada em outros AGNs, estudos observacionais começaram a explorar a possibilidade de que estes resultados estariam associados com a estrutura intrínseca dos campos magnéticos nestes objetos. Foi então sugerido que a composição ‘espinha+cisalhamento’ poderia ser evidência da presença de campos magnéticos helicoidais associados a esses jatos (e.g.:Pushkarev et al. 2005; Lyutikov et al. 2005, Gabuzda et al. 2014b), com a predominância da componente azimutal nas proximidades do eixo central do jato enquanto que a componente longitudinal seria dominante nas regiões externas. Campos magnéticos helicoidais em jatos de AGNs seriam consequências naturais da combinação entre as rotações do buraco negro central e do disco de acreção com o fluxo relativístico.

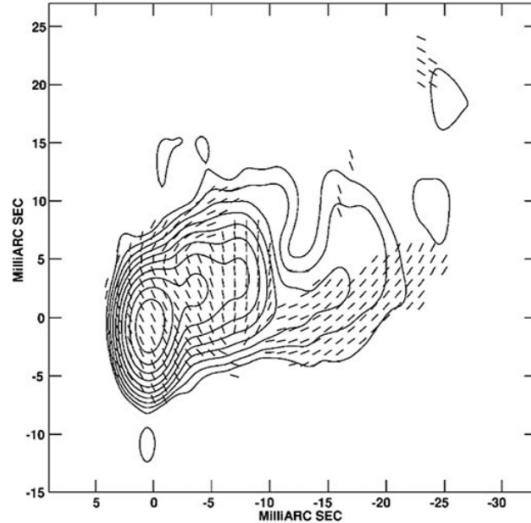


Figura 1.15: Configuração ‘espinha+cisalhamento’ da polarização linear ao longo do jato do blazar 1055+018 (Attridge et al., 1999). Os vetores mostram a direção do campo magnético. O objeto tem *redshift* igual a 0.888 e 1 msa equivale à 7.78 pc.

Embora a estrutura ‘espinha+cisalhamento’ forneça evidências para a presença de campos magnéticos helicoidais, sua detecção depende do ângulo do jato em relação à linha de visada e do ângulo de abertura da hélice, isto é, do ângulo ϕ entre a velocidade \vec{v} da partícula e \vec{B} . Murphy et al. (2013) investigaram essa dependência através de um modelo de jato cônico associado a um campo magnético helicoidal onde ϕ é constante (ϕ é substituído por γ na nomenclatura adotada em Murphy et al. 2013). Para produzir perfis de grau de polarização compatíveis com as observações, uma componente desordenada para o campo magnético teve que ser introduzida ao modelo, isto porque campos magnéticos uniformes resultam em elevados graus de polarização (Clausen-Brown et al., 2011). A Figura 1.16 mostra as estruturas de polarização possíveis calculadas por Murphy et al. (2013) a partir deste modelo. Entre elas encontram-se polarização longitudinal ou transversal ao longo de todo o jato, polarização longitudinal em um lado do jato e transversal no lado oposto, e polarização composta pela estrutura ‘espinha+cisalhamento’.

1.2.4 Gradientes transversais de medidas de rotação Faraday em jatos de AGNs

Blandford (1993) afirmou que na presença de um campo magnético helicoidal, gradientes transversais de medidas de rotação (RMs) Faraday devem ser observados ao longo dos jatos de AGNs devido à mudança sistemática da componente do campo magnético na direção da linha de visada. O primeiro destes gradientes foi detectado no jato do quasar

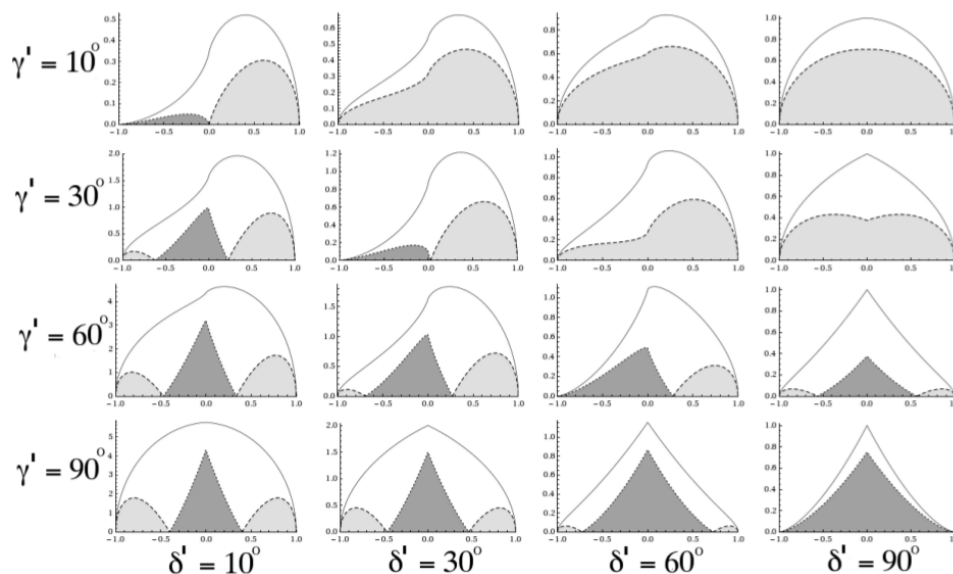


Figura 1.16: Estruturas transversais possíveis em jatos de AGNs permeados por um campo magnético helicoidal que contém uma componente desordenada. As previsões do modelo são apresentadas para diferentes ângulos do jato em relação à linha de visada δ' e ângulos de abertura da hélice γ' . As linhas sólidas correspondem a intensidade total, regiões cinza-escuras correspondem a polarização longitudinal (EVPAs alinhados com o jato) e regiões cinza-claras correspondem a polarização transversal (EPVAs ortogonais ao jato). Figura de Murphy et al. (2013).

3C 273 por Asada et al. (2002) e confirmado mais tarde por Zavala e Taylor (2005). Desde então, vários trabalhos têm reportado a detecção de gradientes transversais de RMs em uma série de AGNs, sendo os trabalhos de Hovatta et al. (2012), Mahmud et al. (2013), Gabuzda et al. (2014a), Gabuzda et al. (2014b), Gabuzda et al. (2015a) e Motter e Gabuzda (2017) os mais recentes. Um exemplo deste tipo de gradiente é mostrado na Figura 1.17 no jato do quasar 3C 380.

Embora estes gradientes transversais de RMs tenham sido observados em vários objetos, alguns problemas observacionais como a capacidade em resolver a estrutura transversal dos jatos e efeitos de opacidade na região do core podem dificultar as detecções. Broderick e McKinney (2010) computaram distribuições de RMs a partir de simulações magnetohidrodinâmica-relativísticas tridimensionais de formação de jatos de AGNs dominados por uma componente toroidal do campo magnético. Com estas simulações, eles conseguiram reproduzir as magnitudes observadas das RMs, a presença de gradientes transversais de RMs e avaliar o efeito do tamanho do feixe sobre os resultados. A Figura 1.18 mostra a mesma distribuição de RMs derivadas pelas simulações convoluídas com feixes de diferen-

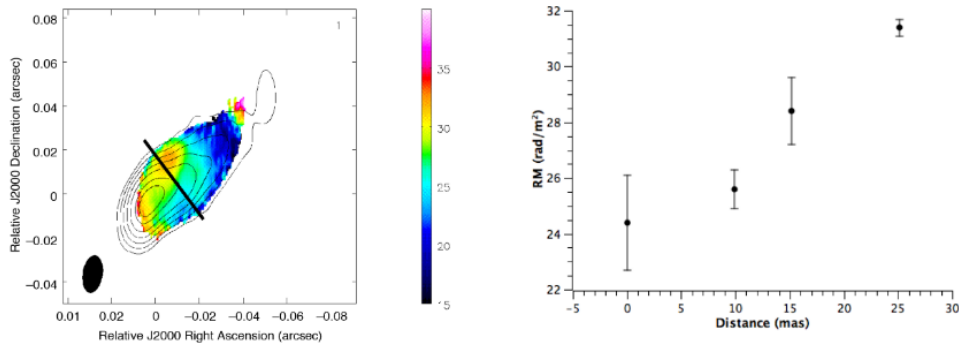


Figura 1.17: Gradiente transversal de RMs no jato do quasar 3C 380. Painel esquerdo: Mapa das RMs sobreposto aos contornos de intensidade total em 1.4 GHz. As RMs foram obtidas através de observações de VLBI em 1.4, 1.7 e 5 GHz. A linha sólida sobre a distribuição das RMs mostra a posição de gradiente transversal de RMs. Os valores das RMs estão indicados pela barra de cor vertical. Painel direito: Alguns valores de RMs ao longo do perfil transversal considerado. O *redshift* do quasar 3C 380 é igual a 0.692 e 1 msa equivale à 7.11 pc. Figura de Gabuzda et al. (2014a).

tes tamanhos; correspondentes aos feixes de observações com o VLBA em 5 e 43 GHz, com o VSOP (*VLBI Space Observatory Programme*) em 43 GHz e resolução computacional. As simulações mostram gradientes não-monotônicos na região do *core* em alguns casos. Entretanto, quando os gradientes são monotônicos, suas direções são corretas, e, são estes gradientes monotônicos e suas direções o foco dos estudos observacionais de rotação Faraday em jatos de AGNs.

Taylor e Zavala (2010) propuseram que gradientes transversais de RMs podem ser considerados robustos se além de monotônicos, seus tamanhos forem pelo menos três vezes maiores que o tamanho do feixe na direção do gradiente. Porém, simulações de Monte Carlo realizadas por Hovatta et al. (2012) e Murphy e Gabuzda (2013) mostraram que este critério é muito conservador pois a convolução de gradientes transversais de RMs com feixes de tamanhos comparáveis ou até maiores que o tamanho transversal do jato reduz a magnitude do gradiente transversal de RMs em questão, mas não o destrói completamente. A Figura 1.19 mostra dois exemplos de mapas de RMs obtidos por Murphy e Gabuzda (2013) a partir de dados simulados em 18, 20, 21 e 22 cm considerando condições realistas de ruído e cobertura do plano (u,v) . O tamanho intrínseco do jato nos dois mapas é igual a 0.05 e 0.4 vezes o tamanho do feixe, e o intervalo intrínseco de RMs é $\pm 30 \text{ rad m}^{-2}$. As simulações mostram que mesmo para jatos com tamanho transversal da ordem de $1/20$ do tamanho do feixe, gradientes transversais de RMs continuam visíveis, embora

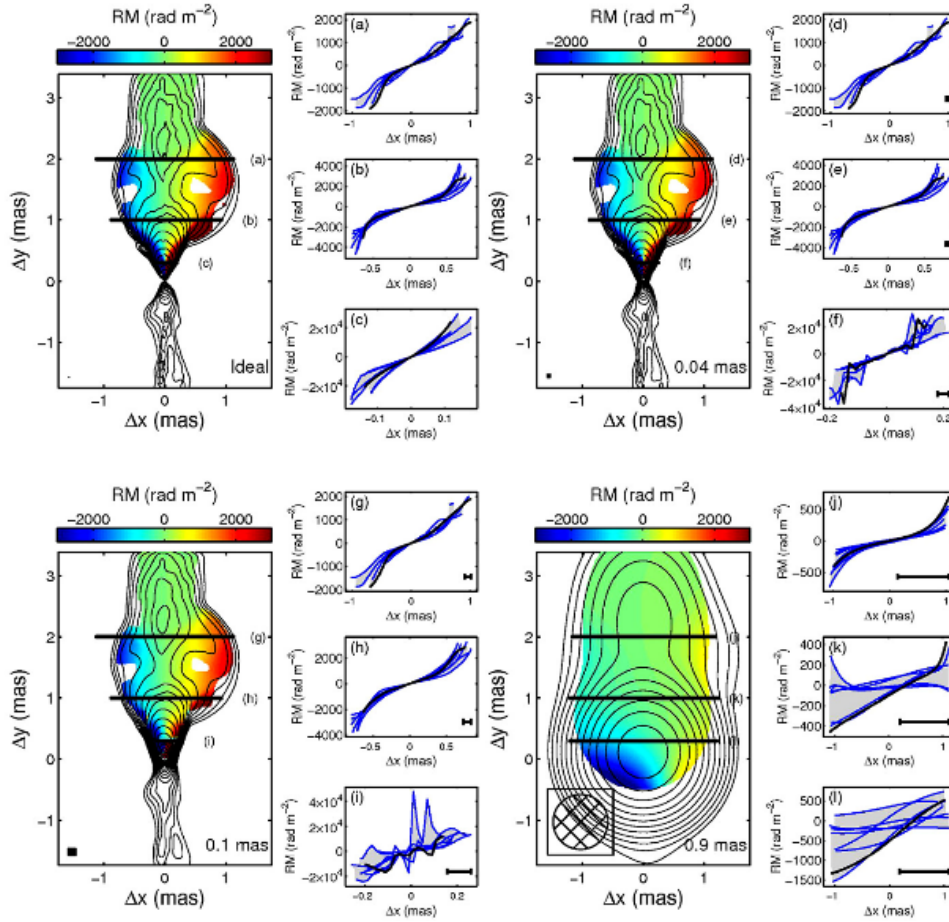


Figura 1.18: Mesma distribuição de RMs observada com feixes de diferentes tamanhos listados no canto inferior direito dos mapas. Feixes correspondentes à resolução computacional (topo esquerdo), VSOP (topo direito), VLBA em 43 GHz (inferior esquerdo) e VLBA em 5 GHz (inferior direito). Os contornos correspondem ao fluxo total em 15 GHz. Ao lado de cada um dos mapas são mostrados perfis transversais de RMs correspondentes às linhas sólidas desenhadas sobre os mapas junto com perfis obtidos variando-se o ângulo do jato em relação à linha de visada. Em todos os mapas e perfis transversais o tamanho do feixe é mostrado nos cantos inferiores esquerdo e direito, respectivamente. Figura de Broderick e McKinney (2010).

as magnitudes das RMs observadas sejam menores que das intrínsecas, de acordo com os resultados de Broderick e McKinney (2010). Murphy e Gabuzda (2013) utilizaram outro conjunto de simulações para calcular a probabilidade da ocorrência de gradientes transversais de RMs espúrios em função do tamanho transversal observado do jato como mostra o painel inferior da Figura 1.19. Estes resultados mostram que mesmo nos casos em que o tamanho observado do jato é da ordem do tamanho do feixe, a detecção de gradientes espúrios com significâncias estatísticas iguais a 3σ e 2σ ocorre em menos de 1 e 5% dos casos, respectivamente. Deste modo, a detecção de gradientes transversais de RMs

pode ser considerada robusta se eles forem monotônicos e estatisticamente significantes.

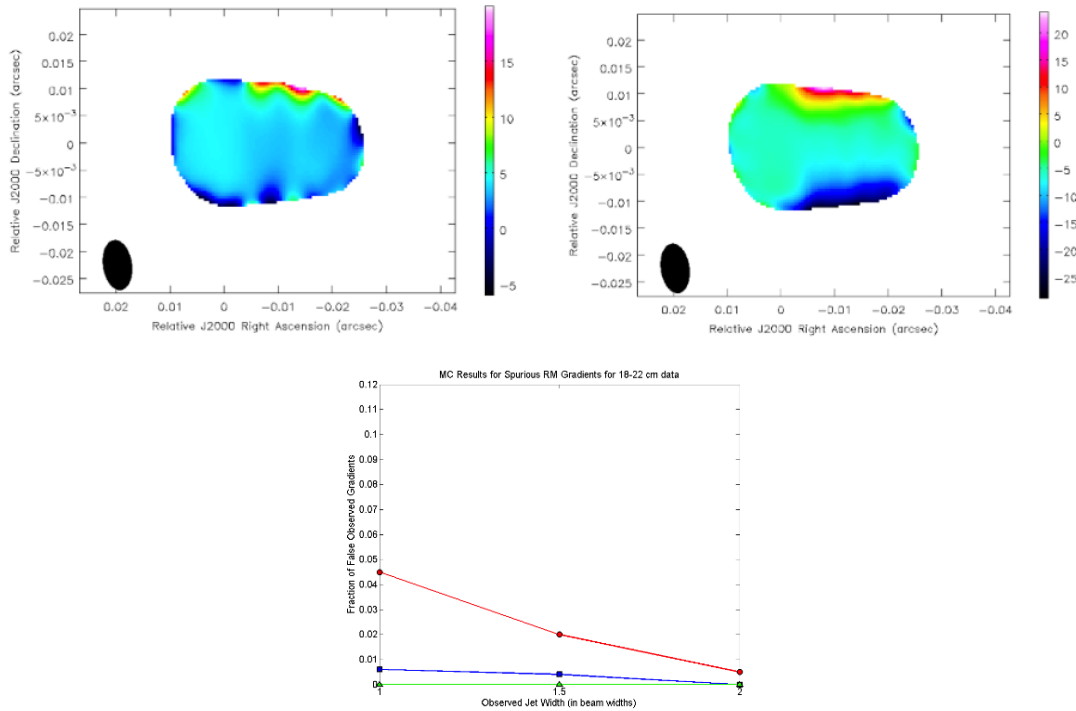


Figura 1.19: Painel superior: Mapas de RMs obtidos por Murphy e Gabuzda (2013) a partir de dados simulados em 18, 20, 21 e 22 cm considerando condições realistas de ruído e cobertura do plano (u, v) . O tamanho intrínseco do jato é igual a 0.05 (esquerdo) e 0.4 (direito) vezes o tamanho do feixe. O intervalo intrínseco de RMs é $\pm 30 \text{ rad m}^{-2}$. Painel inferior: Fração de gradientes monotônicos espúrios detectados nas mapas simulados em função do tamanho transversal observado do jato. As significâncias estatísticas dos gradientes são 2σ (círculos vermelhos), 3σ (quadrados azuis) e 4σ (triângulos verdes). Figura de Murphy e Gabuzda (2013).

É importante notar que a detecção de gradientes transversais de RMs demonstra somente a presença de uma componente toroidal do campo magnético. Além disso, tanto um campo magnético helicoidal quanto um campo puramente toroidal podem produzir a estrutura ‘espinha+cisalhamento’ da polarização e causar o aumento do grau de polarização em direção às bordas do jato devido ao maior ordenamento das linhas de campo nestas regiões. Portanto, é importante poder fazer uma distinção entre estes dois cenários através da análise de perfis transversais de outras quantidades como a intensidade total e grau de polarização. Um campo magnético puramente toroidal deve dar origem a perfis transversais simétricos, enquanto que um campo magnético helicoidal, devido à presença de componente longitudinal do campo, pode dar origem tanto a perfis simétricos quanto assimétricos dependendo do ângulo do jato em relação à linha de visada e do ângulo de

abertura da hélice (Clausen-Brown et al., 2011; Murphy et al., 2013). Deste modo, a compreensão da geometria do campo magnético em jatos de AGNs depende da detecção de gradientes transversais de RMs e da observação ou não de assimetrias nos perfis transversais de polarização.

Gabuzda et al. (2015b) e mais recentemente Christodoulou et al. (2016) reportaram a detecção de gradientes transversais de RMs em escalas de quiloparsecs em jatos de AGNs. Estes resultados têm implicações importantes nos estudos de formação e evolução destas estruturas. Se os jatos carregam campos magnéticos helicoidais, estes devem estar presentes em todas as escalas de propagação dos jatos desde que a estrutura intrínseca do campo não seja destruída por interações com o meio ambiente.

1.3 Motivação e objetivos deste trabalho

Motivados pelas discussões na literatura quanto à geometria do campo magnético associado aos jatos de AGNs e controvérsia quanto à cinemática destas estruturas, neste trabalho, realizamos o estudo da estrutura e evolução de jatos em AGNs a partir de observações de alta resolução obtidas com técnicas de interferometria de longa linha de base (VLBI - *Very Long Baseline Interferometry*). Os principais objetivos deste trabalho são:

- Obter informações sobre o grau de ordenamento e direção do campo magnético que dá origem à radiação síncrotron observada dos jatos por meio de estudos de polarização linear e rotação Faraday das fontes selecionadas - Modelos teóricos de formação de jatos em AGNs fazem previsões quanto à geometria de campos magnéticos associados a estas estruturas. Deste modo, é importante buscar por evidências observacionais que corroborem ou que contraponham estas previsões;
- Estudar a cinemática do jato de AGNs em escalas de parsecs através do monitoramento das componentes discretas vistas nos mapas de VLBI - Isto é especialmente importante pois a correta identificação das componentes e correta interpretação de sua cinemática tem implicações na compreensão dos mecanismos de formação destas estruturas, e, conseqüentemente, em estudos de variabilidade e modelos de choques em jatos relativísticos. Além disso, o estudo da cinemática de jatos de AGNs podem fornecer evidências sobre outros processos em curso nestes objetos como, por

exemplo, uma possível precessão do jato que, por sua vez, deve ser reflexo de outros fenômenos em andamento próximos ao motor central do AGN.

Este trabalho está estruturado do seguinte modo. Iniciamos o Capítulo 2 com uma breve introdução histórica sobre Radioastronomia. Em seguida, definimos alguns conceitos fundamentais sobre radiotelescópios e apresentamos com mais detalhes os fundamentos de interferometria, imageamento de dados interferométricos e realização de observações polarimétricas. No Capítulo 3 descrevemos as observações utilizadas na realização deste trabalho divididas em dois grupos: observações em 2 cm e observações na faixa de 18-22 cm. Ainda no Capítulo 3 descrevemos o método Cross-entropy utilizado para modelar as imagens interferométricas. No Capítulo 4 apresentamos os resultados dos estudos de rotação Faraday realizados a partir das observações na faixa de 18-22 cm para seis AGNs (OJ 287, 3C 279, PKS 1510-089, 3C 345, BL Lac e 3C 454.3) e discutimos as implicações destes resultados na compreensão da estrutura de campos magnéticos associados aos jatos de AGNs. Finalmente, no Capítulo 5, apresentamos, inicialmente, uma revisão bibliográfica sobre o quasar 3C 279 seguida pela apresentação e discussão dos nossos resultados para o cenário cinemático do jato em escalas de parsecs desta fonte obtidos a partir das observações em 2 cm.

Interferometria de Longa Linha de Base

2.1 O nascimento da Radioastronomia e Rádio Interferometria

A formulação da Teoria Eletromagnética da Radiação por James Clerk Maxwell nos anos de 1860 descreve as propriedades das ondas eletromagnéticas além de prever que elas deveriam se propagar com a velocidade da luz, e que a própria luz seria uma onda eletromagnética. O desenvolvimento dessas idéias lançou um desafio aos cientistas experimentais para que tais ondas fossem detectadas. O primeiro a obter sucesso nessa busca foi Heinrich Hertz em 1886 ao desenvolver um experimento para estudar o que aconteceria se corrente elétrica fluísse em um circuito aberto. Para isso, Hertz usou um gerador de faísca para funcionar como um emissor e um aparato a uma certa distância deste para funcionar como um receptor. Ao ligar o circuito ele notou que além da faísca observada no *gap* existente em seu circuito gerador, faísca também era gerada no aparato próximo. Hertz concluiu que isto seria possível se uma radiação invisível transportasse energia através do espaço existente entre os dois equipamentos. Hertz chamou esta radiação invisível de ‘ondas elétricas’, hoje chamadas de ondas de rádio, e demonstrou que estas ondas possuíam as mesmas características da radiação eletromagnética descritas pela teoria de Maxwell (Verschuur, 2007).

As experiências de Hertz abriram caminho para futuros entusiastas das ondas de rádio. Em 1901, o italiano Guglielmo Marconi realizou a primeira transmissão transatlântica sem fio de sinais de rádio, apesar de desconhecer o motivo pelo qual isso seria possível dada a curvatura da Terra. Essa questão seria resolvida em 1902 por Oliver Heaviside que postulou que a atmosfera seria envolvida por uma camada condutora que mais tarde seria chamada de ionosfera; e cuja existência só foi comprovada em 1924 por Edward Appleton. As

realizações de Marconi além de impulsionarem a telefonia comercial, tiveram um impacto inicial na indústria de navegação ao permitir que navios pudessem se comunicar uns com os outros e com os portos em terra firme.

Em 1927, a *Bell Laboratories* introduziu o primeiro rádio-telefone transatlântico operando em 60 kHz; e em 1929 operando na faixa de 10-20 MHz. Porém, estes sistemas estavam sujeitos a interferências que prejudicavam as conexões, e coube a Karl Jansky a tarefa de identificar essas fontes de ruído. Jansky construiu uma antena móvel, operando em 20.5 MHz, para que pudesse girá-la para qualquer direção e identificar a origem destes sinais (Figura 2.1). Após meses de observações, Jansky identificou três fontes de interferência: tempestades próximas, tempestades afastadas e uma fonte periódica de origem desconhecida que variava do mínimo ao máximo uma vez ao dia. Jansky inicialmente suspeitou que essa fonte seria o Sol. Mas o sinal ao invés de se repetir no intervalo de 24 horas, se repetia a cada 23 horas e 56 minutos. Ele compreendeu que a origem do sinal era da própria Via Láctea, e que ele era máximo na direção do centro de nossa Galáxia, mais precisamente na direção da constelação de Sagitário. E deste modo nasceu a Radioastronomia.

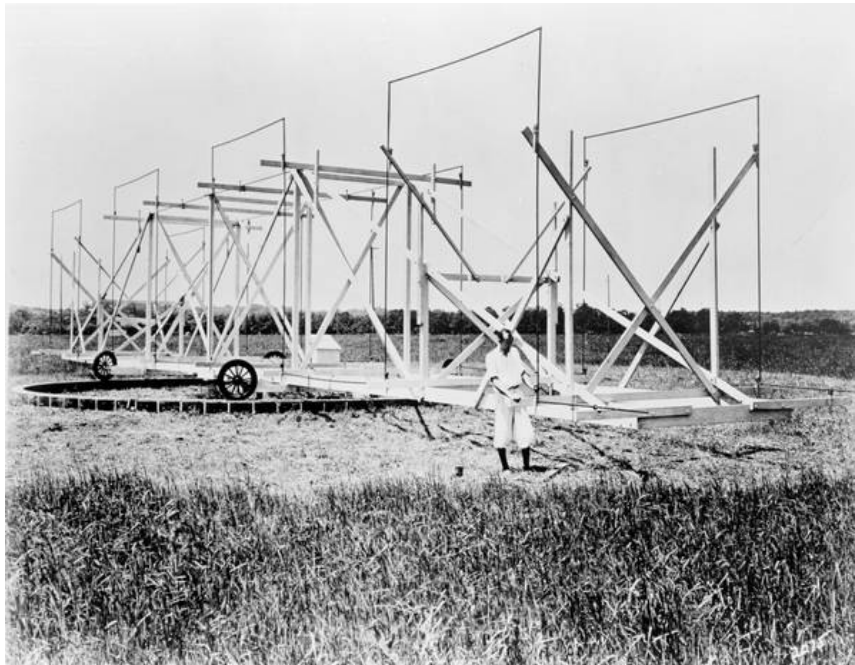


Figura 2.1: Karl Jansky trabalhando para a Bell Telephone Laboratories para identificar a origem das interferências nas conexões telefônicas. Créditos: NRAO/AUI.

Apesar da publicidade alcançada pelas descobertas de Jansky, pouco se fez neste ramo

durante meses seguintes devido a uma série de fatores que incluíam o total desconhecimento por parte dos astrônomos acerca do funcionamento de antenas e receptores de rádio; e a eclosão da Segunda Guerra Mundial, que se por um lado dificultou os progressos iniciais dos estudos das ondas de rádio vindas dos cosmos, foi responsável por fornecer ao mundo pós-guerra equipamentos e a primeira geração de radioastrônomos que era composta basicamente por físicos e engenheiros de rádio. Mais detalhes desta história podem ser encontrados na narrativa de Gerrit Verschuur em *'The Invisible Universe - The Story of Radio Astronomy'* (Verschuur, 2007).

2.1.1 Desenvolvimento da Rádio Interferometria

A interferometria é uma técnica de observação que consiste em combinar vários radiotelescópios de modo que o tamanho do radiotelescópio equivalente corresponda a maior distância entre eles. A resolução do interferômetro também é definida pela máxima distância entre seus componentes. Se considerarmos um único radiotelescópio, sua resolução espacial é definida pelo comprimento de onda utilizado na observação λ e o diâmetro da área coletora D usando a relação $\Theta \propto \lambda/D$. Para um interferômetro substituímos o diâmetro da área coletora pela extensão da maior linha de base b que é a máxima distância entre os elementos que integram o conjunto interferométrico; e a resolução do interferômetro é $\Theta \propto \lambda/b$. A técnica de interferometria já vinha sendo utilizada na astronomia ótica desde os anos 20. Sua aplicação em radioastronomia se iniciou ao longo da Segunda Guerra com o objetivo de estudar os efeitos da atividade solar em receptores de radares.

Em meados da década de 1950, o principal objetivo das observações rádio-interferométricas era identificar com precisão as posições e tamanhos angulares de rádio-fontes através de mapeamentos do céu. Nesta época foram compilados os primeiros catálogos de objetos detectados em rádio como o *Third Cambridge Catalogue of Radio Sources* (3C) usando o interferômetro de Cambridge em 159 MHz (Edge, Shakeshaft, McAdam, Baldwin e Archer, 2002), e mais tarde o *Fourth Cambridge Survey* (4C) na frequência de 178 MHz usando o *4C Array* (Gower, Scott e Wills 1967; Pilkington e Scott 1965). A descoberta de centenas de objetos emissores em rádio no céu despertou o interesse de se estudar as fontes individualmente. Mas, para isso, melhores resoluções angulares eram necessárias, e, conseqüentemente, o tamanho dos interferômetros aumentou e o espaçamento entre as

antenas passou da escala de metros para quilômetros.

Para medir a distribuição de brilho dos objetos são necessárias medidas de amplitude e fase do padrão de interferência em duas dimensões da radiação incidente nos instrumentos, isso pode ser obtido variando-se os comprimentos e azimutes das linhas de base do interferômetro. Um dos primeiros instrumentos a executar esta função foi o *Owens Valley Radio Observatory*, na Califórnia, que consistia de duas antenas de 27.5 metros de diâmetro montadas sob trilhos que permitia variar a distância entre elas em até 490 metros nas direções norte-sul e leste-oeste.

O próximo grande avanço em rádio-interferometria foi o desenvolvimento da técnica de síntese de abertura por Ryle (1962) através da variação da linha de base das antenas devido ao movimento de rotação da Terra. Ryle e seus colaboradores perceberam que se considerarmos, por exemplo, dois radiotelescópios, do ponto de vista da fonte eles parecem se mover um ao redor do outro ao longo do dia devido à rotação da Terra. Isso significa que é desnecessário mover fisicamente as antenas. Uma série de instrumentos como o *Five-Kilometer Radio Telescope* na Inglaterra; o *Westerbork Synthesis Radio Telescope* na Holanda; e o *Very Large Array* nos Estados Unidos foram construídos para usar essa técnica e obter resoluções menores que um segundo de arco em comprimentos de onda centimétricos. Todos estes instrumentos são conectados fisicamente.

O passo seguinte foi usar antenas não conectadas fisicamente e separadas por distâncias continentais para obter resoluções da ordem de milissegundos de arco, caracterizando a técnica da Interferometria de Longa Linha de Base (VLBI - *Very Long Baseline Interferometry Array*). Nas observações de VLBI são usados osciladores locais e gravadores de sinais em cada antena que integra o conjunto interferométrico. O uso de osciladores locais controlados por precisos padrões de frequência permite preservar a coerência dos sinais por intervalos de tempo longos o suficiente para medir as franjas de interferência para possibilitar a posterior correlação dos sinais detectados por cada elemento do interferômetro.

2.2 Radiotelescópios - Algumas definições

Antes de discutirmos os princípios que norteiam a técnica de rádio-interferometria, é interessante conhecer alguns conceitos e fundamentos que definem o funcionamento de um radiotelescópio. Um radiotelescópio ou antena é um equipamento que converte radiação

eletromagnética oriunda do espaço em correntes elétricas nos condutores que integram o sistema. O radiotelescópio mais simples é composto por uma superfície refletora parabólica, também chamado de *single-dish*, responsável por coletar a radiação, e seus receptores que filtram e amplificam o sinal recebido. A capacidade de resolução de um radiotelescópio é dada pelas propriedades de seu feixe. O feixe pode ser entendido como o cone de radiação que seria produzido se o radiotelescópio fosse usado como transmissor (Napier, 1989; Abraham, 2016; Wilson et al., 2012). Suas principais características são:

- O feixe do radiotelescópio é formado por um lóbulo principal onde o ganho ou resposta da antena é máximo, e por lóbulos secundários ou ‘*sidelobes*’ consequentes do fenômeno de difração (Figura 2.2);
- A resolução espacial θ ou largura do feixe a meia potência (HPBW) é dada por $\theta \approx \lambda/D$, onde λ é o comprimento de onda, e D é o diâmetro da antena ou tamanho de abertura. Quanto maior o diâmetro do radiotelescópio, melhor é a capacidade de resolução espacial.

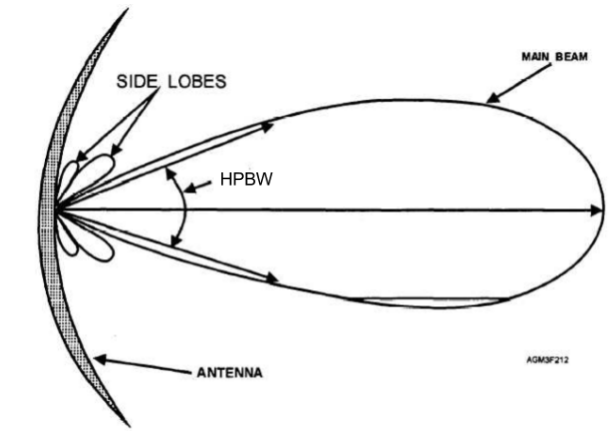


Figura 2.2: Feixe de um radiotelescópio formado por um lóbulo primário e lóbulos secundários. Créditos: Kaustuv Moni Basu.

Se um radiotelescópio está apontando na direção de uma fonte com intensidade específica $I_\nu(\theta, \phi)$ [$\text{W m}^{-2} \text{Hz}^{-1} \text{sr}^{-1}$] como mostra a Figura 2.3, a potência P_ν por unidade de frequência interceptada pela área coletora $A_\nu(\theta, \phi)$ da antena do elemento de ângulo sólido $d\Omega$ é:

$$P_\nu = \frac{1}{2} \int \int A_\nu(\theta, \phi) I_\nu(\theta, \phi) d\Omega. \quad (2.1)$$

onde o fator $1/2$ se deve a detecção de apenas um modo de polarização. O diagrama de radiação da antena $\mathcal{A}_\nu(\theta, \phi)$ ou a forma como o feixe responde a radiação incidente é definido como:

$$\mathcal{A}_\nu(\theta, \phi) = \frac{A_\nu(\theta, \phi)}{A_0}, \quad (2.2)$$

onde A_0 (m^2) é a resposta no centro do lóbulo principal de $A_\nu(\theta, \phi)$ e é chamada de área efetiva. O ângulo sólido Ω_A da antena mede o campo de visão da mesma e é definido pela relação:

$$\Omega_A = \int \int_{4\pi} \mathcal{A}_\nu(\theta, \phi) d\Omega. \quad (2.3)$$

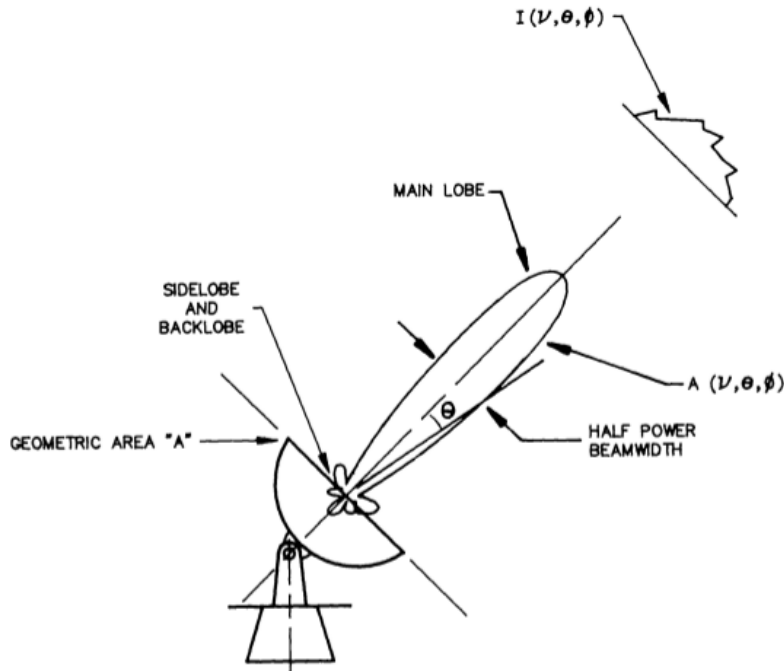


Figura 2.3: Diagrama de radiação da antena. Fonte: Napier (1989).

Uma relação fundamental em teoria de antenas apresentada por Kraus et al. (1986) mostra que o produto entre o ganho máximo e ângulo sólido da antena é igual ao quadrado do comprimento de onda:

$$A_0 \Omega_A = \lambda^2. \quad (2.4)$$

A relação 2.4 mostra que para uma dada frequência, se Ω_A é máximo então A_0 é mínimo, ou seja, a potência recebida e sensibilidade do instrumento são mínimos. Por outro lado, aumentando a área coletora para melhorar a sensibilidade do instrumento, o campo de visão diminui.

Reescrevendo a equação 2.1 em termos do diagrama de radiação da antena obtemos:

$$P_\nu = \frac{A_0}{2} \int \int \mathcal{A}_\nu(\theta, \phi) I_\nu(\theta, \phi) d\Omega = \frac{A_0}{2} S_\nu \quad (2.5)$$

onde S_ν é o fluxo de radiação incidente. O fluxo de uma fonte em $\text{W m}^{-2} \text{Hz}^{-1}$ é obtido integrando-se a equação 2.5 no ângulo sólido total Ω_S subtendido pela fonte:

$$S_\nu = \int \int_{\Omega_S} \mathcal{A}_\nu(\theta, \phi) I_\nu(\theta, \phi) d\Omega. \quad (2.6)$$

Em geral, a densidade de fluxo das fontes em rádio é muito pequena, por isso em radioastronomia se usa uma unidade especial denominada Jansky (Jy) para densidades de fluxo:

$$1 \text{ Jy} = 10^{-26} \text{ W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1}. \quad (2.7)$$

2.2.1 Temperatura de Antena

Temperatura de antena T_A é uma unidade conveniente em medidas radioastronômicas pois relaciona a potência P_ν interceptada por um receptor em rádio à temperatura de um resistor com ruído equivalente ao sinal detectado:

$$P_\nu = k_B T_A, \quad (2.8)$$

onde k_B é a constante de Boltzmann. Igualando 2.8 e 2.5 obtemos:

$$T_A = \frac{A_0}{2k_B} \int \int_{\Omega_S} \mathcal{A}_\nu(\theta, \phi) I_\nu(\theta, \phi) d\Omega. \quad (2.9)$$

Usando as definições 2.4 e 2.3, escrevemos a temperatura de antena pela relação:

$$T_A = \frac{\lambda^2}{2k_B} \frac{\int \int_{\Omega_S} \mathcal{A}_\nu(\theta, \phi) I_\nu(\theta, \phi) d\Omega}{\int \int_{4\pi} \mathcal{A}_\nu(\theta, \phi) d\Omega}. \quad (2.10)$$

Portanto, a temperatura de antena é o brilho da fonte medido sobre o feixe da antena ponderado pelo diagrama de radiação do radiotelescópio.

Podemos ir além e expressar a intensidade específica $I_\nu(\theta, \phi)$ em termos da temperatura de brilho $T_B(\theta, \phi)$ conforme a lei de Rayleigh-Jeans para a intensidade de emissão de um corpo negro no regime de baixas energias:

$$I_\nu(\theta, \phi) = \frac{2k_B}{\lambda^2} T_B(\theta, \phi). \quad (2.11)$$

E a temperatura de antena:

$$T_A = \frac{1}{\Omega_A} \int \int_{\Omega_S} \mathcal{A}_\nu(\theta, \phi) T_B(\theta, \phi) d\Omega, \quad (2.12)$$

ou seja, um radiotelescópio mapeia a distribuição de temperatura no céu. A temperatura de antena se relaciona com a voltagem induzida no detector por uma constante radiométrica C determinada durante a calibração do instrumento tal que $T_A = CV$, e T_A se relaciona com a densidade de fluxo em Jy através da observação de fontes calibradoras.

O mapeamento de uma fonte através de observações ‘*single-dish*’ pode ser realizado por meio de varreduras ponto a ponto do céu para medir o brilho incidente sobre o feixe em função do tempo como mostra a Figura 2.4. A resolução angular da imagem obtida é determinada pelo tamanho do feixe.

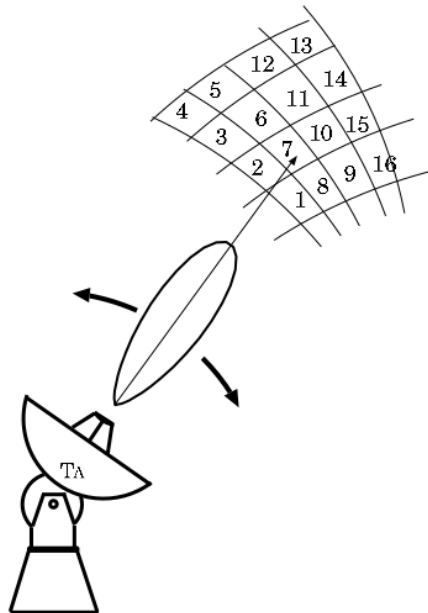


Figura 2.4: Mapeamento com observações ‘*single-dish*’. Fonte: Tetsuo e Fletcher (2005).

2.3 Princípios de Interferometria

Um interferômetro é um conjunto de radiotelescópios cujas tensões de saída induzidas pela radiação incidente são correlacionadas. As principais informações astronômicas fornecidas por uma observação interferométrica são as amplitudes e fases das franjas de interferência da correlação dos sinais de cada par de antenas do arranjo interferométrico, onde cada par de antenas configura uma linha de base. O resultado da operação de correlação é chamado de visibilidade. A visibilidade é uma função complexa, e os dados de visibilidade estão relacionados com a distribuição de brilho da fonte no céu por uma transformada de Fourier.

Consideremos um interferômetro simples, quase monocromático, como mostra a Figura 2.5, observando em uma faixa estreita de frequências $\Delta\nu$ centrada em ν , composto por duas antenas apontando na direção \hat{s} e separadas por um vetor linha de base \vec{b} . Para chegar à antena 1, ondas planas oriundas de uma fonte distante devem viajar uma distância extra $\vec{b} \cdot \hat{s} = b \cos \theta$, de modo que a saída da antena 1 é igual a da antena 2, porém com um atraso geométrico:

$$\tau_g = \frac{\vec{b} \cdot \hat{s}}{c} = \frac{b \cos \theta}{c}. \quad (2.13)$$

As tensões de saída nas duas antenas induzidas pela radiação incidente podem ser escritas como:

$$V_1 = V \cos[\omega(t - \tau_g)], \quad (2.14)$$

$$V_2 = V \cos(\omega t).$$

A correlação $\langle V_1 V_2 \rangle$ destes dois sinais é:

$$\begin{aligned} \langle V_1 V_2 \rangle &\propto \langle V^2 \cos[\omega(t - \tau_g)] \cos(\omega t) \rangle, \\ \langle V_1 V_2 \rangle &\propto \left\langle \frac{V^2}{2} [\cos(2\omega t - \omega\tau_g) + \cos(\omega\tau_g)] \right\rangle. \end{aligned} \quad (2.15)$$

A média temporal executada pelo correlacionador é tomada num período longo o suficiente tal que $\Delta t \gg (2\omega)^{-1}$ para remover o termo de alta frequência $\cos(2\omega t - \omega\tau_g)$, e a resposta R do correlacionador é então:

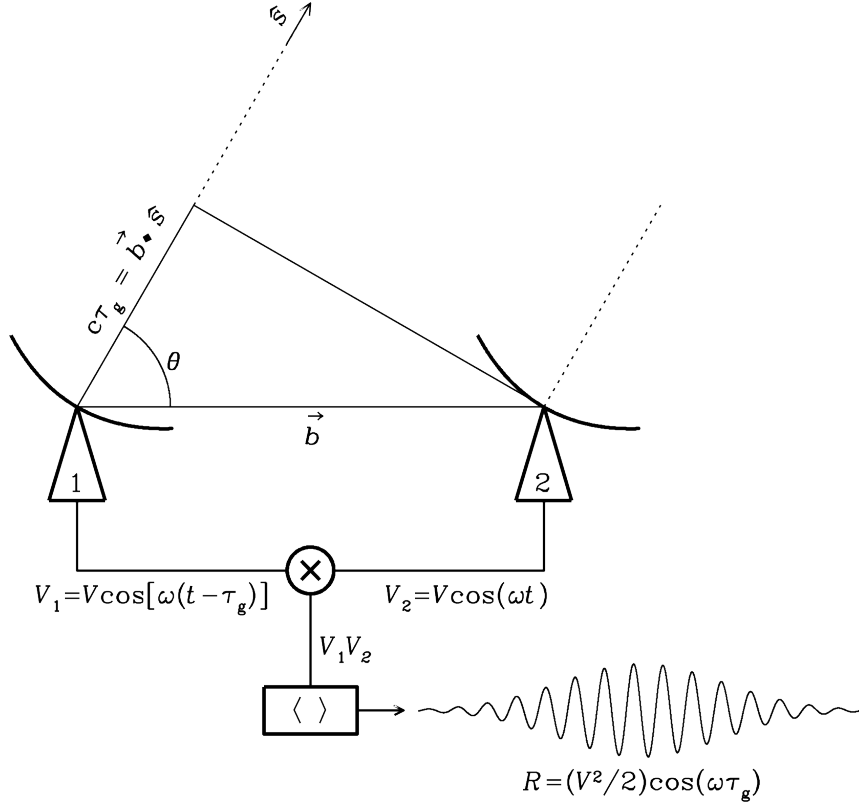


Figura 2.5: Interferômetro de dois elementos composto por duas antenas apontando na direção \hat{s} e separadas por um vetor linha de base \vec{b} . Créditos: Condon e Ransom (2016).

$$R = \langle V_1 V_2 \rangle \propto \frac{V^2}{2} \cos(\omega\tau_g). \quad (2.16)$$

Substituindo $\omega = 2\pi\nu$, e $\tau_g = \vec{b} \cdot \hat{s}/c$:

$$R = \langle V_1 V_2 \rangle \propto \frac{V^2}{2} \cos\left(\frac{2\pi\nu}{c} \vec{b} \cdot \hat{s}\right). \quad (2.17)$$

A resposta de um interferômetro à radiação incidente de uma fonte pontual é um padrão senoidal de franjas de interferência, onde $\phi = 2\pi\nu(\vec{b} \cdot \hat{s})/c = 2\pi\nu(b \cos\theta)/c$ é a fase das franjas determinada pela posição da fonte no plano do céu e a amplitude da saída do correlacionador $V^2/2$ é proporcional a densidade de fluxo da fonte.

2.3.1 Mapeamento de fontes extensas

Podemos derivar a resposta do interferômetro para uma fonte extensa tratando-a como uma soma de fontes pontuais, cada qual com sua intensidade e posição, reescrevendo a saída do correlacionador (Equação 2.17) em termos da distribuição de brilho $I(\hat{s})$ da fonte

na direção do vetor unitário \hat{s} numa frequência ν . A posição especificada pelo vetor \hat{s} no plano do céu está na direção de um elemento $d\Omega$ a partir do ‘centro de referência de fase’ que corresponde à direção do vetor \hat{s}_0 , sendo que $\hat{s} = \hat{s}_0 + \hat{\sigma}$, como mostra a Figura 2.6. A saída do correlacionador é então:

$$R_{sim} = \int I(\hat{s}) \cos \left(2\pi\nu \frac{\vec{b} \cdot \hat{s}}{c} \right) d\Omega. \quad (2.18)$$

A função cosseno na Equação 2.18 é sensível somente ao termo de paridade simétrica de uma distribuição de brilho arbitrária, por isso R_{sim} . A função $I(\hat{s})$ pode ser escrita como uma soma dos termos de paridade simétrica (*sim*) e antissimétrica (*asim*), ou seja, $I = I_{sim} + I_{asim}$. O termo antissimétrico é fornecido por um segundo correlacionador que insere uma diferença de fase de $\pi/2$ rad no sinal de uma das antenas para que a saída seja escrita em termos de uma função seno, já que $\cos(\omega\tau_g - \pi/2) = \sin(\omega\tau_g)$. Deste modo, obtemos:

$$R_{asim} = \int I(\hat{s}) \sin \left(2\pi\nu \frac{\vec{b} \cdot \hat{s}}{c} \right) d\Omega. \quad (2.19)$$

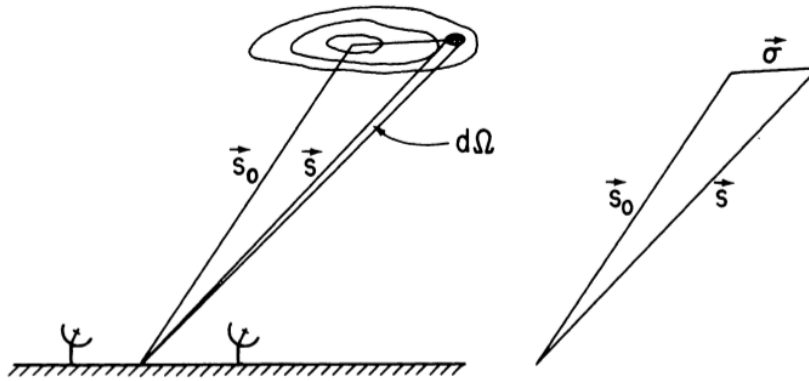


Figura 2.6: Vetores posição usados para derivar a resposta do interferômetro a uma fonte extensa. A fonte é representada pelos contornos de intensidade $I(\hat{s})$ no plano do céu. Créditos: Thompson (1989)

Com as equações 2.18 e 2.19 podemos definir o correlacionador complexo, isto é, podemos escrever a função de visibilidade complexa ϑ em termos dos exponenciais complexos das funções seno e cosseno de acordo com a fórmula de Euler ($e^{-i\phi} = \cos \phi - i \sin \phi$):

$$\vartheta \equiv R_{sim} - iR_{asim} = Ae^{-i\phi}, \quad (2.20)$$

onde $A = (R_{sim}^2 + R_{asim}^2)^{1/2}$ e $\phi = \arctan(R_{asim}/R_{sim})$ são, respectivamente, a amplitude e fase da visibilidade.

Reescrevendo a resposta do interferômetro para a radiação incidente de uma fonte extensa em termos da visibilidade complexa, obtemos:

$$\vartheta = \int I(\hat{s}) \exp\left(-i2\pi\nu \frac{\vec{b} \cdot \hat{s}}{c}\right) d\Omega. \quad (2.21)$$

Até o momento consideramos que o interferômetro era quase monocromático. Na prática, os interferômetros funcionam em uma faixa de frequências $\Delta\nu$ centrada em ν_0 . Supondo que o interferômetro responda a largura de banda seguindo uma função retangular no intervalo $\nu_0 - \Delta\nu/2 \leq \nu \leq \nu_0 + \Delta\nu/2$, reescrevemos 2.21 como:

$$\vartheta = \int \left[\int_{\nu_0 - \Delta\nu/2}^{\nu_0 + \Delta\nu/2} I(\hat{s}) \exp\left(-i2\pi\nu \frac{\vec{b} \cdot \hat{s}}{c}\right) d\nu \right] d\Omega. \quad (2.22)$$

Ou ainda:

$$\vartheta = \int \left[\int_{\nu_0 - \Delta\nu/2}^{\nu_0 + \Delta\nu/2} I(\hat{s}) (\cos 2\pi\nu\tau_g - i \sin 2\pi\nu\tau_g) d\nu \right] d\Omega. \quad (2.23)$$

Resolvendo a Equação 2.23 para o intervalo de frequências considerado, obtemos:

$$\begin{aligned} \vartheta &= \int I(\hat{s}) \frac{\sin \pi\tau_g\Delta\nu}{\pi\tau_g\Delta\nu} (\cos 2\pi\nu_0\tau_g - i \sin 2\pi\nu_0\tau_g) d\Omega \\ \vartheta &= \int I(\hat{s}) \frac{\sin \pi\tau_g\Delta\nu}{\pi\tau_g\Delta\nu} e^{-i2\pi\nu_0\tau_g} d\Omega \\ \vartheta &= \int I(\hat{s}) \operatorname{sinc}(\pi\tau_g\Delta\nu) e^{-i2\pi\nu_0\tau_g} d\Omega \end{aligned} \quad (2.24)$$

A equação 2.24 mostra que para uma determinada largura de banda as franjas de interferência são moduladas por uma função do tipo $\sin(x)/x$ também chamada de padrão de largura de banda.

2.3.2 Sistema de coordenadas para interferômetros

Para construir imagens a partir dos dados de visibilidade, a fonte astronômica é tratada como uma imagem bidimensional com intensidade $I(l, m)$ no plano da esfera celeste.

Definimos então o sistema de coordenadas (u, v, w) onde u, v e w são componentes do vetor linha de base \vec{b} em unidades de comprimento de onda como mostra a Figura 2.7. Os eixos u e v apontam nas direções leste e norte, respectivamente, e o eixo w aponta na direção de interesse, isto é, na direção \hat{s}_0 ou centro de referência de fase; e um vetor unitário arbitrário \hat{s} tem componentes (l, m, n) no plano do céu (Figura 2.8). Os sistemas de coordenadas (u, v, w) e (l, m, n) estão relacionados por:

$$\begin{aligned} \frac{\nu \vec{b} \cdot \hat{s}}{c} &= ul + vm + wn, \\ \frac{\nu \vec{b} \cdot \hat{s}_0}{c} &= w, \\ d\Omega &= \frac{dl dm}{n} = \frac{dl dm}{\sqrt{1 - l^2 - m^2}} \end{aligned} \quad (2.25)$$

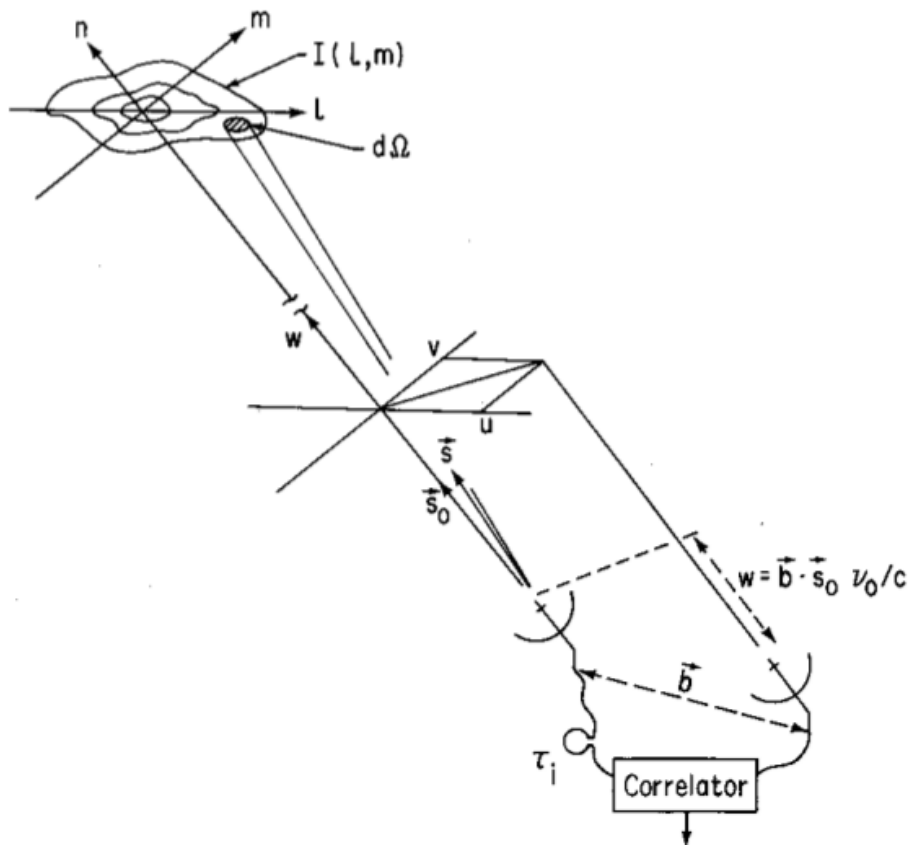


Figura 2.7: Sistemas de coordenadas (u, v, w) e (l, m, n) usadas para expressar as linhas de base do interferômetro e a distribuição de brilho da fonte no plano do céu, respectivamente. Créditos: Thompson (1989).

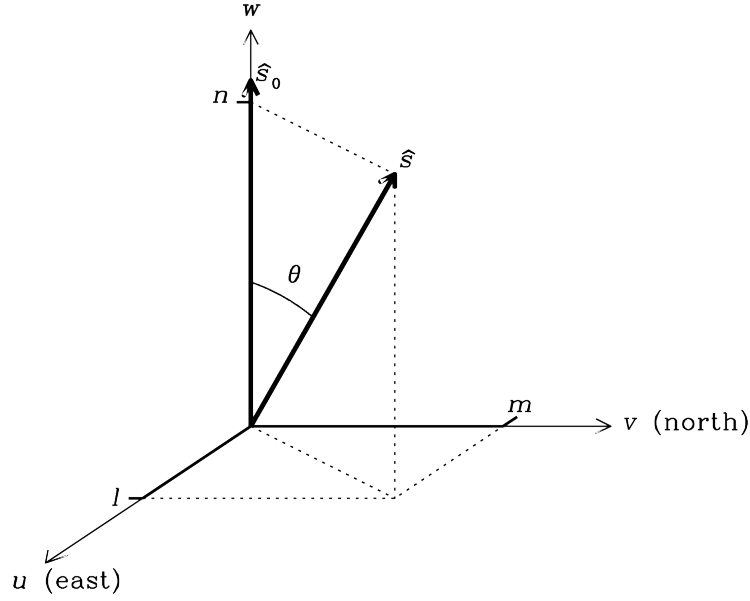


Figura 2.8: Sistemas de coordenadas (u, v, w) para interferômetros, onde u, v e w são componentes do vetor linha de base \vec{b} em unidades de comprimento de onda. Créditos: Condon e Ransom (2016).

Reescrevendo a equação 2.21:

$$\vartheta(u, v, w) = \int \int I(l, m) e^{-i2\pi(ul+vm+wn)} \frac{dldm}{\sqrt{1-l^2-m^2}}. \quad (2.26)$$

No caso de linhas de base coplanares, podemos escolher \hat{s}_0 tal que ele coincida com o eixo de rotação da Terra e $\hat{b} \cdot \hat{s}_0 = 0$. Deste modo:

$$\vartheta(u, v) = \int \int I(l, m) e^{-i2\pi(ul+vm)} \frac{dldm}{\sqrt{1-l^2-m^2}}. \quad (2.27)$$

A equação 2.27 mostra que as visibilidades e a distribuição de brilho da fonte estão relacionadas por uma transformada de Fourier, e a distribuição de brilho da fonte pode ser recuperada pela transformada inversa de Fourier da equação 2.27:

$$I(l, m) \sqrt{1-l^2-m^2} = \int \int \vartheta(u, v) e^{+i2\pi(ul+vm)} dudv. \quad (2.28)$$

Como a distribuição de brilho $I(l, m)$ e as visibilidades $\vartheta(u, v)$ se relacionam por uma transformada de Fourier, uma linha de base de comprimento u em unidades de comprimento de onda irá corresponder a escalas espaciais no céu da ordem de $x \simeq 1/u$ em radianos. Considerando, por exemplo, uma linha de base de $u = 10000$ km observando em 18 cm, as escalas amostradas no céu seriam da ordem de ~ 4 msa.

2.3.3 Síntese de abertura e amostragem do plano (u, v)

Poderíamos intuitivamente imaginar que uma única observação com um interferômetro de dois elementos contribui com apenas um ponto no plano (u, v) , e conseqüentemente com apenas um ponto para $I(l, m)$, porém:

$$\begin{aligned} \vartheta(u, v) &= \iint I(l, m) e^{-i2\pi(ul+vm)} \frac{dldm}{\sqrt{1-l^2-m^2}} \\ \vartheta(-u, -v) &= \iint I(l, m) e^{+i2\pi(ul+vm)} \frac{dldm}{\sqrt{1-l^2-m^2}} \\ \vartheta(-u, -v) &= \left[\iint I(l, m) e^{-i2\pi(ul+vm)} \frac{dldm}{\sqrt{1-l^2-m^2}} \right]^* \\ \vartheta(-u, -v) &= [\vartheta(u, v)]^*, \end{aligned} \quad (2.29)$$

ou seja, cada observação, na verdade, contribui com medidas nos pontos (u, v) e $(-u, -v)$, já que a visibilidade no ponto $(-u, -v)$ é o complexo conjugado da medida da função de visibilidade em (u, v) .

A idéia de ‘síntese de abertura’ é usar a própria rotação da Terra para preencher o espaço (u, v) das visibilidades, já que a rotação da Terra muda a projeção das linhas de base no plano do céu. Deste modo, ao realizar observações ao longo de um certo período de tempo, um par de antenas irá contribuir com medidas em duas porções simétricas do plano (u, v) .

Um interferômetro com N antenas contém $N(N-1)/2$ pares de antenas, ou linhas de base independentes. A Figura 2.9 mostra a cobertura resultante no plano (u, v) para duas observações usando VLBI, a primeira observação usando 5 antenas (10 linhas de base); e a segunda usando 15 antenas (105 linhas de base).

Note que mesmo para a observação usando 15 antenas, as visibilidades não são conhecidas para todos os pontos do plano (u, v) , mas são amostradas em lugares particulares do plano. A transformada de Fourier da função de visibilidade é então descrita por uma função de amostragem $S(u, v)$ que é nula onde não há medições. Temos então:

$$I_d(l, m) \sqrt{1-l^2-m^2} = \iint S(u, v) \vartheta(u, v) e^{+i2\pi(ul+vm)} dudv, \quad (2.30)$$

onde $I_d(l, m)$ é chamado de ‘mapa sujo’, e sua relação com a distribuição de brilho desejada

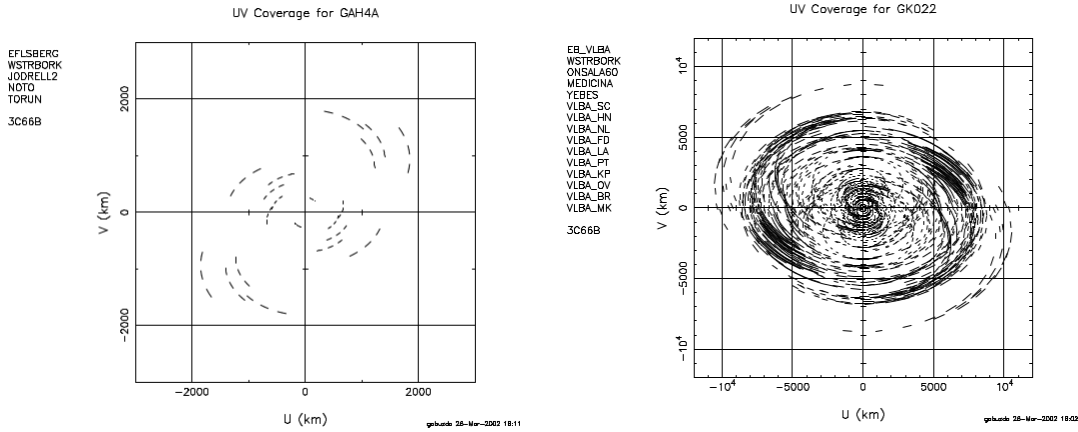


Figura 2.9: Cobertura resultante no plano (u, v) para duas observações usando VLBI. Direita: observação usando 5 antenas. Esquerda: observação usando 15 antenas. Créditos: Denise Gabuzda.

$I(l, m)$ é dada pela operação de convolução:

$$I_d(l, m) = I(l, m) * B(l, m), \quad (2.31)$$

onde $B(l, m)$ é o ‘feixe sujo’ ou a resposta do interferômetro a uma fonte pontual no centro de referência de fase da imagem:

$$B(l, m) = \int \int S(u, v) e^{+i2\pi(ul+vm)} dudv. \quad (2.32)$$

Como o ‘mapa sujo’ é resultado da convolução da distribuição de brilho real da fonte com o ‘feixe sujo’, a restauração da imagem depende do processo de deconvolução do ‘mapa sujo’.

2.3.3.1 ‘Closure phases’ e ‘Closure amplitudes’

Outro problema inerente a técnica de síntese de abertura é a corrupção das fases observadas das medidas de visibilidade. As fases observadas $\phi = 2\pi(ul + vm)$ estão contaminadas por erros introduzidos pelas diferentes condições de propagação da radiação nos radioatelescópios, e se as fases usadas durante o processo de deconvolução do mapa sujo estiverem incorretas, o resultado não fará sentido algum. Isso é especialmente importante em observações de VLBI onde as antenas estão separadas por milhares de quilômetros de distância e sujeitas a condições atmosféricas diferentes. Além disso, os sinais são gravados em cada uma das antenas cada qual com seus próprios relógios e padrões de frequência.

A técnica de derivação da informação da fase da visibilidade descrita em Readhead e Wilkinson (1978) é chamada de ‘closure phase’ e consiste na soma das fases observadas em *loops* fechados de linhas de base interferométricas. Considere três telescópios i , j , k e as fases observadas ϕ_{ij}^{obs} , ϕ_{ki}^{obs} e ϕ_{jk}^{obs} em cada linha de base. A fase de visibilidade não-corrompida está relacionada com as fases observadas como segue:

$$\begin{aligned}\phi_{ij}^{obs} &= \phi_{ij} + \Theta_{ij}, \\ \phi_{ki}^{obs} &= \phi_{ki} + \Theta_{ki}, \\ \phi_{jk}^{obs} &= \phi_{jk} + \Theta_{jk},\end{aligned}\tag{2.33}$$

onde

$$\begin{aligned}\Theta_{ij} &= \varphi_i - \varphi_j, \\ \Theta_{ki} &= \varphi_k - \varphi_i, \\ \Theta_{jk} &= \varphi_j - \varphi_k,\end{aligned}\tag{2.34}$$

e φ são os erros introduzidos em cada radiotelescópio. Definimos então a ‘closure phase’ Φ_{ijk} como a soma das fases observadas nas três linhas de base formadas pelos radiotelescópios:

$$\begin{aligned}\Phi_{ijk} &= \phi_{ij}^{obs} + \phi_{ki}^{obs} + \phi_{jk}^{obs}, \\ \Phi_{ijk} &= \phi_{ij} + \varphi_i - \varphi_j + \phi_{ki} + \varphi_k - \varphi_i + \phi_{jk} + \varphi_j - \varphi_k, \\ \Phi_{ijk} &= \phi_{ij} + \phi_{ki} + \phi_{jk}.\end{aligned}\tag{2.35}$$

A ‘closure phase’, Equação 2.35, é portanto um observável não-corrompido das fases. De maneira análoga, podemos definir as ‘closure amplitudes’ \mathbf{A}_{ijkz} a partir das linhas de base formadas com quatro radiotelescópios i , j , k , z cujas amplitudes observadas são:

$$A_{ij}^{obs} = a_i a_j A_{ij},$$

$$A_{ki}^{obs} = a_k a_i A_{ki},$$

$$A_{jz}^{obs} = a_j a_z A_{jz},$$

$$A_{kz}^{obs} = a_k a_z A_{kz},$$

onde os termos a_i , a_j , a_k , a_z são os erros em amplitude de cada antena. A ‘closure amplitude’ é então:

$$\begin{aligned} \mathbf{A}_{ijkz} &= \frac{A_{ij}^{obs} A_{kz}^{obs}}{A_{ki}^{obs} A_{jz}^{obs}}, \\ \mathbf{A}_{ijkz} &= \frac{a_i a_j A_{ij} a_k a_z A_{kz}}{a_k a_i A_{ki} a_j a_z A_{jz}}, \\ \mathbf{A}_{ijkz} &= \frac{A_{ij} A_{kz}}{A_{ki} A_{jz}}. \end{aligned} \quad (2.36)$$

2.3.4 Imageamento de dados interferométricos

O processo de imageamento dos dados interferométricos não é trivial pois as visibilidades medidas correspondem à transformada de Fourier da distribuição de brilho da fonte. Isso gera três problemas:

1. A transformada de Fourier dos dados é intrinsecamente imperfeita já que só temos medidas de visibilidade nos pontos correspondentes às linhas de base entre os pares de antenas do arranjo interferométrico. O principal efeito disso é a contribuição de lóbulos secundários ao feixe principal, o que limita sua resolução e exige que seja necessário distinguir regiões de real emissão da fonte no ‘mapa sujo’;
2. Incertezas residuais permanecem nos dados de visibilidade, as quais precisam ser removidas antes que um mapa final da fonte possa ser feito;
3. Lembremos que a distribuição de brilho desejada está convoluída com o feixe da observação, portanto é necessária uma operação de deconvolução para encontrá-la.

Os problemas 1 e 3 são resolvidos durante a aplicação de algum algoritmo de deconvolução, sendo o algoritmo CLEAN o mais comumente utilizado (Seção 2.3.4.1). O segundo problema é tratado durante o processo de mapeamento híbrido dos dados (Seção 2.3.4.2).

2.3.4.1 Algoritmo CLEAN de deconvolução

O algoritmo CLEAN foi desenvolvido por Högbom (1974). Este é um processo numérico de deconvolução aplicado no domínio da imagem. A idéia básica é que a imagem real pode ser modelada como um conjunto de fontes pontuais (funções delta). Os passos envolvidos na implementação do algoritmo são os seguintes:

1. Primeiro calcula-se a transformada de Fourier das funções de visibilidade observadas para se obter o ‘mapa sujo’;
2. Procura-se pelo ponto de maior intensidade no ‘mapa sujo’ onde assume-se que há real emissão da fonte (embora possa haver contaminação por lóbulos secundários);
3. Neste ponto de maior intensidade, se subtrai o ‘feixe sujo’ multiplicado pela intensidade máxima e por um fator de atenuação. Este passo retira a contribuição de parte da emissão da fonte neste e em todos os pontos da imagem, incluindo os lóbulos secundários, gerando uma imagem residual da primeira iteração;
4. A contribuição para as intensidades retiradas do mapa no item anterior, bem como suas respectivas posições, são adicionadas a uma lista chamada de ‘componentes CLEAN’;
5. Os passos 2-4 são repetidos até que o pico encontrado no mapa seja compatível com o nível de ruído dos dados;
6. Efetua-se a convolução das componentes pontuais CLEAN com o feixe que mantenha a resolução real do experimento. Esse feixe normalmente é uma função gaussiana bidimensional elíptica ajustada ao lóbulo central do ‘feixe sujo’. Essas componentes gaussianas elípticas são depois adicionadas ao último mapa residual. A imagem resultante é, então, chamada de ‘mapa limpo’.

2.3.4.2 Mapeamento híbrido

As ‘*closure phases*’ e ‘*closure amplitudes*’ são usadas para recuperar as verdadeiras fases e amplitudes das medidas de visibilidade de forma iterativa, obtendo, inicialmente, uma estimativa grosseira da imagem e das incertezas residuais das visibilidades, e depois, a partir destes resultados, obter estimativas melhores tanto para a estrutura da fonte quanto para as incertezas até que uma imagem final seja obtida. Este procedimento é chamado de ‘mapeamento híbrido’.

O imageamento dos dados de visibilidade são realizados por meio de rotinas fornecidas por *softwares* específicos, sendo os pacotes AIPS (*Astronomical Imaging Processing System*) do NRAO e *Difmap* (*Difference Mapping*, Shepherd 1997) os mais comumente utilizados. A principal diferença entre estes dois pacotes é que o AIPS fornece rotinas para a completa calibração das fases e amplitudes dos dados de visibilidade, já o *Difmap* é um pacote específico para construção de imagens a partir de dados já calibrados. Outra diferença importante está no processo de *model-fitting* ou ajuste de componentes. Enquanto que o *Difmap* não impõe limites quanto ao número de componentes que se deseja ajustar em uma imagem, o AIPS só permite que quatro componentes sejam utilizadas.

Usando o pacote AIPS, o imageamento dos dados de visibilidade é realizado de acordo com os passos a seguir:

1. Usar a *task* IMAGR do AIPS para obter a transformada de Fourier dos dados de visibilidade e um mapa inicial da intensidade total da fonte. Neste passo migramos do domínio das visibilidades para o domínio das imagens;
2. Aplicar o algoritmo CLEAN para obter uma descrição da região emissora como uma soma de fontes pontuais ou componentes CLEAN;
3. Usar as *tasks* CCNTR e CCEDT para editar as componentes CLEAN, ou seja, remover aquelas que provavelmente não correspondem a estruturas reais da fonte, e usar as demais componentes CLEAN como um modelo melhor para a fonte;
4. Com a *task* CALIB, executar a *self-calibration*, ou seja, fazer a transformada inversa de Fourier do conjunto de componentes CLEAN para serem usadas para o novo modelo (domínio das imagens para o domínio das visibilidades). Usar o novo modelo

de visibilidades em conjunto com as fases e amplitudes para derivar correções aos dados de visibilidade;

5. Voltar à *task* IMAGR para fazer a transformada de Fourier dos novos dados corrigidos (domínio das visibilidades para o domínio das imagens) e assim obter um mapa melhorado da fonte. Este não será uma representação verdadeira da distribuição de brilho do objeto, mas estará um pouco mais próximo da realidade do que o mapa anterior.
6. Retomar desde o passo 3 até que se obtenha um mapa que acredita-se que seja um bom representativo da estrutura real da fonte.

Como exemplo, mostramos imagens da fonte S5 1803+784, observada em 5 GHz pelo VLBA, obtidas seguindo todos os passos descritos para o processo de mapeamento híbrido. Estas imagens foram construídas durante o período de treinamento em técnicas de imageamento de dados interferométricos. A Figura 2.10 mostra na parte superior o mapa inicial da fonte obtido após realizar os passos 1-5 pela primeira vez, e no painel inferior está o mapa final obtido após todo o processo. Note que os mapas possuem escalas diferentes.

2.3.4.3 Ponderando os dados de visibilidade

Um aspecto prático importante que deve ser considerado durante o processo de mapeamento dos dados interferométricos é o peso ou ‘*weighting*’ atribuído à função de amostragem dos dados de visibilidade modificando assim a forma e tamanho do ‘feixe sujo’. O peso dado às visibilidades podem ter diferentes efeitos como corrigir diferenças de amostragem no plano (u, v) , corrigir diferentes variâncias do ruído em amostras distintas ou ainda melhorar a sensibilidade para estruturas extensas. As três principais formas de atribuir peso às visibilidades são descritas a seguir:

- ***Natural weighting***: o peso é inversamente proporcional à variância do ruído da visibilidade. As linhas de base menores possuem maior peso na definição do feixe, consequentemente o feixe é maior, mas o nível de ruído da imagem final é menor.
- ***Uniform weighting***: o peso é inversamente proporcional à densidade de pontos da região amostrada no plano (u, v) . O efeito disso é maior peso para as linhas de

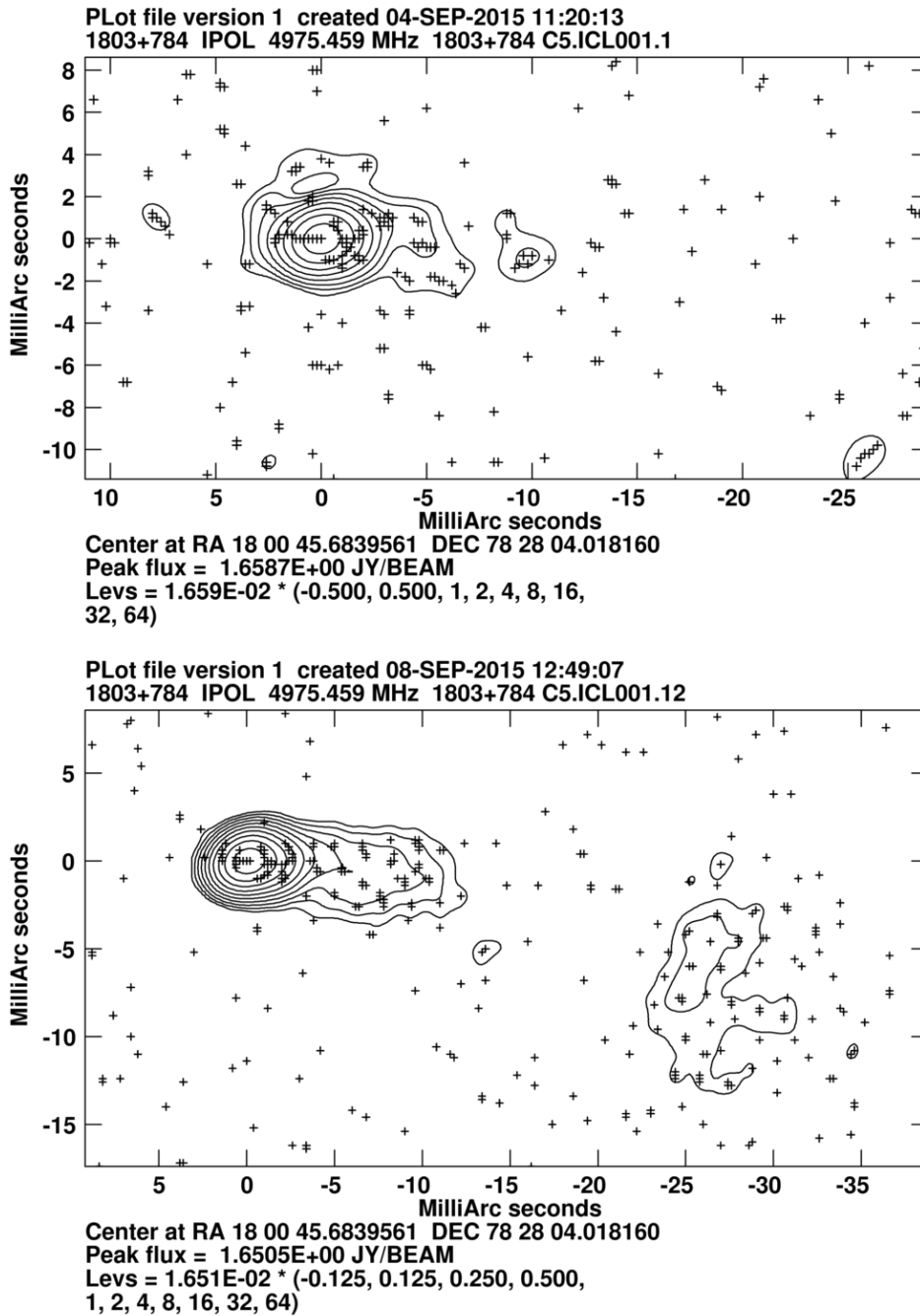


Figura 2.10: Mapeamento híbrido da fonte S5 1803+784. O painel superior mostra o mapa inicial da fonte obtido após realizar os passos 1-5 descritos na seção 2.3.4.2 uma única vez, e no painel inferior está o mapa final obtido após a realização de todo o processo de mapeamento híbrido. As cruzes mostram a posição das componentes CLEAN. Os mapas possuem escalas diferentes.

base maiores e melhor resolução espacial. O ruído da imagem final, porém, pode ser até duas vezes pior do que no caso de *natural weighting*.

- **Robust weighting** ou peso de Briggs (Briggs, 1995): fornece um equilíbrio entre

a resolução espacial dada pelo *uniform weighting* e menor nível de ruído dado pelo *natural weighting*. Isso é feito por meio de um parâmetro chamado ROBUST. No caso do pacote AIPS, este parâmetro pode ser variado de -5 a 5, onde ROBUST = -5 é *uniform weighting*, e ROBUST = 5 é *natural weighting*.

Os diferentes efeitos causados pela escolha do peso dado às visibilidade são mais importantes nos casos em que o plano (u, v) é mais densamente populado, como nas observações realizadas por interferômetros compactos. No caso de interferômetros de longa linha de base em que o plano (u, v) das observações é disperso, a escolha por um outro meio de dar peso às visibilidades pouco muda o resultado final obtido.

2.4 Observações polarimétricas

2.4.1 Polarização da radiação e parâmetros de Stokes

A radiação proveniente de uma fonte é dita polarizada se a orientação de seus vetores do campo elétrico não é aleatória. A partir da direção preferencial de vibração do campo elétrico de uma onda eletromagnética podemos distinguir três modos de polarização:

- Linear: a oscilação do campo elétrico se dá sempre na mesma direção;
- Circular: o plano de oscilação do campo elétrico rotaciona com o tempo. Uma onda circularmente polarizada é resultado da sobreposição de duas ondas de mesma amplitude, linearmente polarizadas em planos ortogonais e oscilando com uma diferença de fase de $\pi/2$ rad entre si. Uma onda pode ser circularmente polarizada à direita (RCP - *right-hand circularly polarized*) ou à esquerda (LCP - *left-hand circularly polarized*);
- Elíptica: resultado do sobreposição de duas ondas com amplitudes diferentes oscilando em planos ortogonais e com uma diferença de fase de $\pi/2$ rad entre si. Como na polarização circular, a polarização elíptica pode ser tanto à esquerda quanto à direita.

As propriedades da radiação observada de uma fonte podem ser descritas através dos parâmetros de Stokes: I, Q, U e V; o parâmetro I contém informação sobre a densidade de fluxo total da radiação, os parâmetros Q e U especificam a polarização linear, e o parâmetro

V caracteriza a polarização circular. Os parâmetros de Stokes podem ser definidos em termos de intensidades em pares de modos ortogonais definidos pelo sistema de coordenadas mostrado pela Figura 2.11 (Conway e Kronberg, 1969). Deste modo:

$$I = E_A^2 + E_B^2 = E_C^2 + E_D^2 = E_L^2 + E_R^2, \quad (2.37)$$

$$Q = E_A^2 - E_B^2, \quad (2.38)$$

$$U = E_D^2 - E_C^2, \quad (2.39)$$

$$V = E_L^2 - E_R^2, \quad (2.40)$$

onde R = RCP, L = LCP e

$$E_A = E \cos \chi, \quad (2.41)$$

$$E_B = E \sin \chi, \quad (2.42)$$

$$E_C = E \sin(45^\circ - \chi), \quad (2.43)$$

$$E_D = E \cos(45^\circ - \chi). \quad (2.44)$$

Podemos usar estas expressões para encontrar os parâmetros Q e U:

$$Q = E^2 \cos^2 \chi - E^2 \sin^2 \chi,$$

$$Q = E^2 \cos 2\chi, \text{ e} \quad (2.45)$$

$$U = E^2 \cos^2(45^\circ - \chi) - E^2 \sin^2(45^\circ - \chi),$$

$$U = E^2 \sin 2\chi. \quad (2.46)$$

Das equações 2.45 e 2.46 vemos que o ângulo de posição da polarização χ é dado por $\tan(2\chi) = U/Q$, e que o fluxo polarizado p é $p = \sqrt{Q^2 + U^2}$. Podemos definir também o grau de polarização m como a razão entre o fluxo polarizado e a densidade de fluxo total da radiação: $m_p = p/I$.

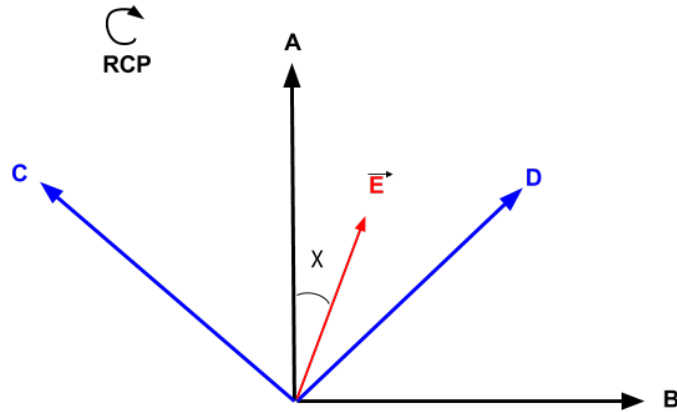


Figura 2.11: Eixos que definem os parâmetros de Stokes U, Q e V. A direção de propagação da radiação é para dentro da página e \vec{E} é o vetor de campo elétrico. Os eixos C e D formam 45° com os eixos A e B, respectivamente. O ângulo de polarização χ cresce de A para B (norte para leste). Baseado em Conway e Kronberg (1969).

2.4.2 Relação entre os parâmetros de Stokes e a saída do correlacionador

A relação entre os parâmetros de Stokes e a saída do correlacionador de um interferômetro é apresentada em Morris et al. (1964) e Conway e Kronberg (1969). Se os receptores de uma antena são linearmente polarizados e alinhados na direção dos eixos A e B da Figura 2.11, a saída do correlacionador possui quatro valores possíveis:

$$AA = I + Q, \quad (2.47)$$

$$BB = I - Q, \quad (2.48)$$

$$AB = U + iV, \quad (2.49)$$

$$BA = U - iV. \quad (2.50)$$

O mesmo é válido para os receptores alinhados na direção dos eixos C e D da Figura 2.11:

$$CC = I - U, \quad (2.51)$$

$$DD = I + U, \quad (2.52)$$

$$CD = Q + iV, \quad (2.53)$$

$$DC = Q - iV. \quad (2.54)$$

De maneira similar, se os receptores medem os dois modos de polarização circular (direita e esquerda), como é o caso das observações realizadas pelo VLBA apresentadas neste trabalho, podemos definir as quatro correlações possíveis (RR, LL, LR e RL) em termos dos parâmetros de Stokes:

$$LL = I + V, \quad (2.55)$$

$$RR = I - V, \quad (2.56)$$

$$RL = Q + iU = P, \quad (2.57)$$

$$LR = Q - iU = P^*, \quad (2.58)$$

onde $P = m_p I e^{2i\chi}$ é o fluxo polarizado complexo. A polarização circular é, em geral, desprezível, de modo que $LL \approx RR \approx I$. Deste modo, as correlações 2.55 e 2.56 dão informações sobre o fluxo total da radiação, e as correlações 2.57 e 2.58 dão informações sobre o grau e direção da polarização linear da radiação detectada.

Todos os parâmetros de Stokes possuem seu par da transformada de Fourier para o plano (l, m) da imagem, ou seja:

$$I(l, m) = \hat{f}(\vartheta(u, v)) \quad (2.59)$$

$$q(l, m) = \hat{f}(Q(u, v)) \quad (2.60)$$

$$u(l, m) = \hat{f}(U(u, v)) \quad (2.61)$$

$$v(l, m) = \hat{f}(V(u, v)), \quad (2.62)$$

onde \hat{f} denota transformada de Fourier. Desta forma, o fluxo polarizado complexo (eq. 2.57) no plano (u, v) e no plano da imagem (l, m) podem ser escritos como:

$$P(u, v) = Q(u, v) + iU(u, v) \quad (2.63)$$

$$p(l, m) = q(l, m) + iu(l, m). \quad (2.64)$$

As equações 2.63 e 2.64 se relacionam pela transformada de Fourier:

$$p(l, m) = \int \int P(u, v) e^{-i2\pi(ul+vm)} dudv. \quad (2.65)$$

Podemos reescrever as correlações $RL(l, m)$ e $LR(l, m)$ explicitamente em termos de suas transformadas de Fourier e usando $P(u, v) = m_p I(u, v) e^{2i\chi}$:

$$RL(l, m) = \int \int m_p I(u, v) e^{2i\chi} e^{-i2\pi(ul+vm)} dudv, \quad (2.66)$$

$$LR(l, m) = \int \int m_p I(u, v) e^{-2i\chi} e^{-i2\pi(ul+vm)} dudv. \quad (2.67)$$

E o complexo conjugado de LR é portanto:

$$LR^*(l, m) = \int \int m_p I(u, v) e^{2i\chi} e^{+i2\pi(ul+vm)} dudv = p(-l, -m). \quad (2.68)$$

Em suma, a derivação da distribuição de brilho polarizado envolve a construção da quantidade $p(l, m)$ usando $RL(l, m)$ e $LR(l, m)$, e o cálculo da transformada de Fourier complexa de $P(u, v)$. A intensidade e ângulo de polarização da radiação são dados pela amplitude e metade da fase de $P(u, v)$, respectivamente.

2.4.3 Calibração dos ‘D-terms’ e ângulos de polarização

Embora os receptores das antenas sejam projetados para detectar um modo de polarização específico, na prática, eles também respondem ao outro modo de polarização além daquele para o qual eles foram desenhados. Considerando uma antena com dois receptores, um para o modo RCP = R e outro para o modo LCP = L da radiação incidente, as voltagens induzidas são modeladas em termos da polarização desejada mais um fator de

ganho complexo multiplicado pelo modo de polarização ortogonal (Conway e Kronberg, 1969):

$$v_L = G_L [E_L e^{i\phi_p} + D_L E_R e^{-i\phi_p}], \quad (2.69)$$

$$v_R = G_R [E_R e^{-i\phi_p} + D_R E_L e^{i\phi_p}], \quad (2.70)$$

onde G_R e G_L são fatores de ganho complexos da forma $G_{R,L} = g_{R,L} e^{i\varphi_{R,L}}$ determinados durante a calibração em amplitude e fase dos dados, E_R e E_L são os campos elétricos induzidos em notação complexa e ϕ_p é o ângulo paralático (ângulo entre os arcos que conectam a fonte ao zênite e ao pólo norte celeste) usado para rastrear a rotação da antena em relação a posição da fonte do céu. Os termos D_R e D_L são chamados de ‘*D-terms*’ ou termos de polarização instrumental devido ao fato de que o receptor para RCP também detecta algo do modo LCP da radiação, e vice-versa, ou seja, eles precisam ser removidos para que se possa recuperar as propriedades da radiação polarizada incidente. Estes termos contribuem em torno de $\sim 1 - 10\%$ para a emissão total detectada. Por esta razão, ignora-se termos de segunda ordem ou maiores de produtos entre ‘*D-terms*’ e para duas antenas 1 e 2, a saída do correlacionador será:

$$L_1 L_2^* = G_{L1} G_{L2}^* E_{L1} E_{L2}^* e^{i(\phi_1 - \phi_2)}, \quad (2.71)$$

$$R_1 R_2^* = G_{R1} G_{R2}^* E_{R1} E_{R2}^* e^{-i(\phi_1 - \phi_2)}, \quad (2.72)$$

$$R_1 L_2^* = G_{R1} G_{L2}^* [E_{R1} E_{L2}^* e^{-i(\phi_1 - \phi_2)} + D_{L2}^* E_{R1} E_{R2}^* e^{-i(\phi_1 - \phi_2)} + D_{R1} E_{L1} E_{L2}^* e^{i(\phi_1 - \phi_2)}], \quad (2.73)$$

$$L_1 R_2^* = G_{L1} G_{R2}^* [G_{L1} G_{R2}^* e^{i(\phi_1 + \phi_2)} + D_{R2}^* E_{L1} E_{L2}^* e^{i(\phi_1 - \phi_2)} + D_{L1} E_{R1} E_{R2}^* e^{-i(\phi_1 - \phi_2)}]. \quad (2.74)$$

Tipicamente, os níveis de polarização circular são desprezíveis. Assumindo $V \approx 0$, escrevemos as relações anteriores em termos dos parâmetros de Stokes:

$$L_1 L_2^* = G_{L1} G_{L2}^* I e^{i(\phi_{p1} - \phi_{p2})}, \quad (2.75)$$

$$R_1 R_2^* = G_{R1} G_{R2}^* I e^{-i(\phi_{p1} - \phi_{p2})}, \quad (2.76)$$

$$R_1 L_2^* = G_{R1} G_{L2}^* [P e^{-i(\phi_{p1} - \phi_{p2})} + I (D_{L2}^* e^{-i(\phi_{p1} - \phi_{p2})} + D_{R1} e^{i(\phi_{p1} - \phi_{p2})})], \quad (2.77)$$

$$L_1 R_2^* = G_{L1} G_{R2}^* [P^* e^{i(\phi_{p1} + \phi_{p2})} + I (D_{R2}^* e^{i(\phi_{p1} - \phi_{p2})} + D_{L1} e^{-i(\phi_{p1} - \phi_{p2})})]. \quad (2.78)$$

Podemos ver que as correlações 2.77 e 2.78 que contém informações sobre as propriedades da radiação polarizada de um objeto, estão também contaminadas pelos termos de polarização instrumental. Para determinar os chamados ‘*D-terms*’, as quatro correlações são reescritas de modo a eliminar a dependência com o ângulo paralático das correlações $L_1 L_2^*$ e $R_1 R_2^*$, e escrever as correlações $R_1 L_2^*$ e $L_1 R_2^*$ de forma que os termos que representam a polarização da fonte e polarização instrumental tenham diferentes dependências com o ângulo paralático. Isto é feito nos estágios iniciais da calibração rotacionando-se as fases em $-\phi$ para o modo L e $+\phi$ para o modo R:

$$L_1 L_2^* = G_{L1} G_{L2}^* I, \quad (2.79)$$

$$R_1 R_2^* = G_{R1} G_{R2}^* I, \quad (2.80)$$

$$R_1 L_2^* = G_{R1} G_{L2}^* [P + I (D_{L2}^* e^{i2\phi_{p2}} + D_{R1} e^{i2\phi_{p1}})], \quad (2.81)$$

$$L_1 R_2^* = G_{L1} G_{R2}^* [P^* + I (D_{R2}^* e^{-i2\phi_{p2}} + D_{L1} e^{-i2\phi_{p1}})]. \quad (2.82)$$

Com as novas correlações 2.81 e 2.82, as soluções para os ‘*D-terms*’ são encontradas através da observação de uma fonte calibradora não-polarizada ou com uma estrutura polarizada simples ao longo de diferentes ângulos paraláticos. Essa fonte calibradora deve, primeiro, ser imageada em intensidade total I , para que os ganhos complexos G_R e G_L sejam determinados durante as *self-calibrations* (seção 2.3.4.2) e removidos das correlações. Durante esse processo, determina-se uma antena de referência cujas fases dos ganhos complexos são igualadas a zero. Deste modo, as fases das outras antenas são determinadas em relação as fases da antena de referência.

Como em todas as correlações os termos que ilustram as fases medidas são, na verdade, diferenças entre fases, não há sensibilidade quanto a adição de termos. Sendo assim, podemos definir as fases dos ganhos complexos $\alpha_{R,ref}$ e $\alpha_{L,ref}$ para a antena de referência e adicioná-las às correlações:

$$L_1 L_2^* = G_{L1} G_{L2}^* I e^{-i\alpha_{L,ref}} e^{i\alpha_{L,ref}}, \quad (2.83)$$

$$R_1 R_2^* = G_{R1} G_{R2}^* I e^{-i\alpha_{R,ref}} e^{i\alpha_{R,ref}}, \quad (2.84)$$

$$R_1 L_2^* = G_{R1} G_{L2}^* [P + I (D_{L2}^* e^{i2\phi_{p2}} + D_{R1} e^{i2\phi_{p1}})] e^{-i\alpha_{R,ref}} e^{i\alpha_{L,ref}}, \quad (2.85)$$

$$L_1 R_2^* = G_{L1} G_{R2}^* [P^* + I (D_{R2}^* e^{-i2\phi_{p2}} + D_{L1} e^{-i2\phi_{p1}})] e^{i\alpha_{R,ref}} e^{-i\alpha_{L,ref}}. \quad (2.86)$$

O resultado final:

$$L_1 L_2^* = G_{L1} G_{L2}^* I, \quad (2.87)$$

$$R_1 R_2^* = G_{R1} G_{R2}^* I, \quad (2.88)$$

$$R_1 L_2^* = G_{R1} G_{L2}^* [P + I (D_{L2}^* e^{i2\phi_{p2}} + D_{R1} e^{i2\phi_{p1}})] e^{-i(\alpha_{R,ref} - \alpha_{L,ref})}, \quad (2.89)$$

$$L_1 R_2^* = G_{L1} G_{R2}^* [P^* + I (D_{R2}^* e^{-i2\phi_{p2}} + D_{L1} e^{-i2\phi_{p1}})] e^{i(\alpha_{R,ref} - \alpha_{L,ref})}. \quad (2.90)$$

Lembremos que as propriedades da radiação polarizada estão contidas nas quantidades $P = m_p I e^{2i\chi}$ e $P^* = m_p I e^{-2i\chi}$. Após a completa calibração dos dados e remoção dos termos de polarização instrumental, as fases de P e P^* , com informações dos ângulos de polarização, estarão deslocadas de seus valores intrínsecos por $(\alpha_{R,ref} - \alpha_{L,ref})$. Para remover esse deslocamento, em observações de VLBI determina-se o quanto estes ângulos devem ser rotacionados para que os valores coincidam com as medidas de fontes compactas polarizadas (fontes cuja emissão polarizada integrada estejam contidas nas escalas de milissegundos de arco detectadas nas observações de VLBI) obtidas na mesma época da observação das fontes de interesse ou em épocas muito próximas.

Observações e Análise de Dados

3.1 Dados Observacionais

3.1.1 Observações em 2 cm

Usamos uma sequência de aproximadamente 100 imagens (calibradas) de domínio público do jato do quasar 3C 279 obtidas em 2 cm (15 GHz) usando o VLBA (Very Long Baseline Array) disponibilizadas pelo projeto MOJAVE (*Monitoring of Jets in Active Galactic Nuclei with VLBA Experiments*) (Lister e Homan 2005; Lister et al. 2009a). O VLBA, Figura 3.1, faz parte do conjunto de instrumentos do *National Radio Astronomy Observatory* (NRAO). Ele é um interferômetro que está localizado no hemisfério norte composto por 10 radiotelescópios idênticos de 25 m de diâmetro. O VLBA abrange uma linha de base máxima de 8000 km e é controlado remotamente a partir do centro de operações em Socorro, New Mexico, Estados Unidos. Os dados são gravados em cada uma das estações que compõem o interferômetro e enviados ao centro de operações para serem amplificados, digitalizados, gravados e correlacionados.

O projeto MOJAVE é um programa de longo prazo em continuidade ao *VLBA 2 cm Survey* (Kellermann et al., 1998) e que monitora variações estruturais, brilho na faixa do rádio e polarização de jatos associados a AGNs visíveis no hemisfério norte. Entre os objetivos do projeto destacam-se o estudo da morfologia dos jatos de AGNs em escalas de parsecs, monitoramento dos movimentos aparentemente superluminais das componentes, testes de modelos cosmológicos e de *beaming* relativístico, e a compreensão da evolução e estrutura dos campos magnéticos presentes nestes jatos próximos a região na qual eles se originam. O programa conta atualmente com uma amostra de aproximadamente 300 AGNs, em sua maioria *blazares*, e definida a partir dos seguintes critérios:

- declinação J2000.0 $\geq -30^\circ$;
- densidade de fluxo em 15 GHz medida pelo VLBA de $S_{15GHz} \geq 1.5Jy$.

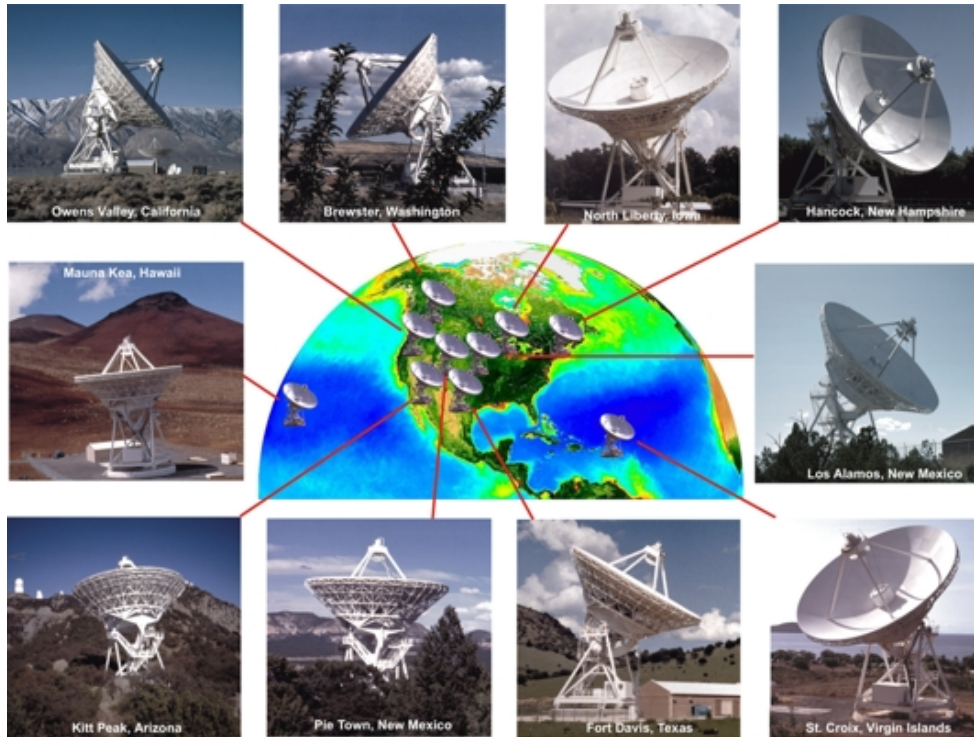


Figura 3.1: Estações que integram o VLBA. Créditos: NRAO/AUI, Projeto SeaWiFS NASA/GSFC e ORBIMAGE.

As observações de todos os objetos que integram a amostra do programa MOJAVE foram realizadas em sessões observacionais de 24 horas usando uma frequência central de 15.366 GHz. O número de fontes observadas em cada sessão foi de 18 AGNs até 06/01/2007, 25 AGNs por sessão até 24/02/2009, e 30 AGNs por sessão a partir de 25/02/2009. Os dados foram gravados em oito canais de frequências intermediárias, cada um com uma largura de banda de 8 MHz, a uma taxa de 128 Mbits/s até 02/07/2007; 256 Mbits/s até 11/09/2008; e 512 Mbits/s a partir de 12/09/2008 (Lister e Homan 2005). As fontes foram observadas em *scans* de 6-8 minutos; e o tempo total de integração em cada objeto foi de 65 minutos (Lister et al. 2013).

Os dados foram calibrados e editados seguindo procedimentos padrões descritos no manual do AIPS para a identificação de dados ruins, remoção de amostras enviesadas, calibração do sinal de saída do correlacionador usando a temperatura de sistema das antenas e curvas de ganho, aplicação da correção de opacidade atmosférica e calibração das fases.

As imagens finais disponibilizadas pelo programa MOJAVE foram construídas usando o pacote *Difmap* e dados de visibilidade totalmente calibrados. Durante o processo de imageamento dos dados, foi usado o parâmetro de ‘*natural weighting*’ para minimizar o nível de ruído das imagens finais; e escala de pixel igual a $0.1 \text{ mas pixel}^{-1}$. As propriedades dos mapas de 3C 279 em 15 GHz estão apresentadas na Tabela 3.1. Na primeira coluna listamos as épocas de observação, a segunda coluna mostra a intensidade máxima medida em Jy beam^{-1} , as colunas 3-5 mostram as características do feixe da observação (tamanho dos eixos maior e menor, e ângulo de posição, respectivamente), e finalmente, o nível de ruído (rms) da imagem.

A última data de observação usada em nossas análises foi 19/06/2010. Embora o quasar 3C 279 continue sendo monitorado pelo programa MOJAVE, há um grande espaço de tempo entre as observações disponibilizadas pelo programa após essa época, o que impossibilita identificar de maneira confiável e robusta as componentes ao longo do tempo.

Tabela 3.1 - Propriedades dos mapas de 3C 279 em 15 GHz

Data de Observação	Intensidade Máxima (Jy beam^{-1})	BMAJ (msa)	BMIN (msa)	BPA (graus)	rms (mJy beam^{-1})
28/07/1995	9.35	1.08	0.44	-2.57	1.42
11/05/1995	9.77	1.20	0.48	-3.84	0.74
11/06/1995	9.49	1.23	0.52	-3.66	0.63
15/12/1995	7.64	1.56	0.54	-14.07	0.74
19/01/1996	10.77	1.22	0.50	0.65	0.45
22/03/1996	12.69	1.17	0.48	-4.05	0.42
16/05/1996	14.64	1.36	0.51	-6.09	0.35
27/05/1996	14.90	1.25	0.53	9.58	0.55
27/09/1996	14.90	1.28	0.48	-2.87	0.49
10/10/1996	13.17	1.08	0.33	-8.16	4.16
12/10/1996	13.71	1.06	0.32	-7.42	1.93
27/10/1996	13.63	1.02	0.43	-2.40	0.53
06/12/1996	13.06	1.21	0.46	-4.93	0.48
23/12/1996	15.39	1.18	0.47	2.43	0.40
29/03/1997	15.40	1.24	0.54	1.32	0.28
16/07/1997	15.73	1.41	0.56	-6.48	0.25
28/08/1997	13.66	1.08	0.36	-10.77	1.99
16/11/1997	19.77	1.28	0.53	-6.31	0.21
07/12/1997	17.34	1.32	0.47	-7.82	0.40
29/05/1998	15.93	1.37	0.42	-9.68	0.47
30/06/1998	14.48	1.20	0.39	-9.86	0.44
25/10/1998	14.60	1.21	0.49	-5.78	0.39
08/02/1999	14.52	1.31	0.51	-5.20	0.31
04/04/1999	13.90	1.24	0.56	-1.26	0.52

Continua na próxima página

Tabela 3.1 – Continuação da página anterior

Data de Observação	Intensidade Máxima (Jy/beam)	BMAJ (mas)	BMIN (mas)	BPA (graus)	rms (mJy/beam)
16/05/1999	14.31	1.46	0.63	3.61	0.41
21/05/1999	11.17	1.10	0.37	-8.92	1.05
24/07/1999	12.35	1.66	0.50	-16.52	0.56
08/08/1999	12.21	1.64	0.53	-14.31	0.36
12/09/1999	12.34	1.40	0.52	-10.64	0.53
26/09/1999	12.31	1.49	0.56	-8.69	0.87
16/10/1999	11.50	1.32	0.46	-6.08	0.40
23/12/1999	11.02	1.18	0.45	-5.90	0.45
31/12/1999	12.07	1.42	0.53	-7.74	0.34
27/01/2000	12.69	1.37	0.57	-6.24	0.38
04/02/2000	10.70	1.33	0.54	-8.74	0.58
09/02/2000	12.33	1.26	0.46	-6.60	0.58
10/06/2000	12.89	1.32	0.51	-8.08	0.71
27/06/2000	12.15	1.37	0.48	-7.94	0.41
29/06/2000	12.59	1.31	0.46	-8.18	0.54
28/07/2000	13.07	1.29	0.48	-7.94	0.38
11/08/2000	12.77	1.32	0.51	-7.78	0.41
27/09/2000	12.56	1.43	0.51	-9.20	0.37
04/01/2001	10.89	1.30	0.56	-4.19	0.46
23/03/2001	9.98	1.36	0.53	-6.99	0.45
20/06/2001	9.05	1.21	0.45	-5.24	0.40
30/06/2001	9.78	1.29	0.52	-2.37	0.45
25/08/2001	9.25	1.39	0.49	-7.42	0.41
05/09/2001	10.01	1.51	0.58	-5.43	0.41
02/11/2001	11.53	1.32	0.49	-8.09	0.39
29/12/2001	12.31	1.55	0.48	-12.42	1.01
07/01/2002	14.18	1.42	0.61	-2.15	0.38
02/04/2002	13.98	1.43	0.55	-6.28	0.97
27/06/2002	14.23	1.45	0.57	-7.29	0.52
03/07/2002	14.10	1.41	0.59	-3.16	0.51
19/07/2002	13.09	1.38	0.51	-7.66	0.44
30/08/2002	11.14	1.38	0.51	-7.66	0.54
27/09/2002	10.25	1.27	0.49	-9.24	0.43
02/11/2002	10.58	1.42	0.54	-9.80	0.27
15/11/2002	10.25	1.52	0.52	-8.81	0.44
23/11/2002	9.83	1.46	0.54	-7.44	0.25
15/12/2002	9.53	1.53	0.47	-10.14	0.43
06/01/2003	9.46	1.60	0.55	-5.87	0.35
13/01/2003	9.24	1.62	0.53	-8.93	0.40
28/02/2003	8.35	1.34	0.53	-5.29	0.61
05/03/2003	8.27	1.32	0.50	-5.16	0.43
05/05/2003	8.16	1.39	0.54	-7.04	0.27
26/05/2003	8.35	1.34	0.52	-6.30	0.47
15/06/2003	8.27	1.30	0.52	-5.99	0.26

Continua na próxima página

Tabela 3.1 – Continuação da página anterior

Data de Observação	Intensidade Máxima (Jy/beam)	BMAJ (mas)	BMIN (mas)	BPA (graus)	rms (mJy/beam)
02/07/2003	8.49	1.36	0.52	-6.10	0.52
04/07/2003	8.41	1.41	0.55	-6.09	0.30
11/07/2003	8.53	1.28	0.51	-3.46	0.41
07/09/2003	9.71	1.18	0.46	-5.51	0.63
09/09/2003	9.11	1.25	0.46	-7.01	0.87
14/09/2003	9.91	1.36	0.49	-4.92	0.36
26/09/2003	10.01	1.23	0.50	-2.50	0.58
23/11/2003	10.37	1.41	0.53	-7.71	0.49
14/03/2004	10.74	1.33	0.51	-4.49	0.48
11/06/2004	9.54	1.27	0.52	-4.46	0.22
28/06/2004	9.41	1.28	0.49	-4.46	0.52
12/12/2004	12.34	1.29	0.47	-6.92	0.69
05/03/2005	10.38	1.23	0.46	-9.21	0.30
15/03/2005	10.92	1.28	0.48	-6.66	0.46
19/05/2005	12.13	1.37	0.54	-7.68	0.34
15/06/2005	12.44	1.33	0.54	-5.75	0.27
16/09/2005	10.99	1.54	0.63	-4.93	0.30
05/04/2006	8.81	1.34	0.53	-6.50	0.41
22/06/2006	12.48	1.31	0.46	-8.42	0.45
03/09/2006	11.23	1.33	0.48	-9.44	0.47
06/09/2006	12.07	1.29	0.50	-5.56	0.46
03/12/2006	13.91	1.37	0.51	-6.59	0.40
02/03/2007	13.08	1.40	0.57	-5.45	0.33
24/08/2007	9.74	1.30	0.51	-7.07	0.27
25/06/2008	12.02	1.29	0.47	-8.60	0.27
26/11/2008	13.00	1.33	0.46	-10.96	0.20
02/02/2009	12.66	1.44	0.60	-4.26	0.23
02/05/2009	10.08	1.24	0.44	-10.20	0.26
25/06/2009	8.81	1.36	0.50	-8.99	0.28
19/08/2009	8.29	1.35	0.53	-6.87	0.22
28/08/2009	8.19	1.42	0.53	-8.96	0.48
05/12/2009	8.78	1.65	0.52	-13.02	0.47
10/12/2009	8.62	1.46	0.52	-11.29	0.18
26/01/2010	8.50	1.52	0.52	-13.20	0.54
19/06/2010	9.97	1.61	0.52	-11.99	0.21

3.1.2 Observações na faixa de 18-22 cm

Dados na faixa de 18-22 cm foram usados para conduzir estudos de intensidade total, intensidade polarizada e rotação Faraday para seis AGNs com o objetivo de compreender a estrutura dos campos magnéticos nestes objetos. Este intervalo de comprimento de ondas é ideal para a investigação de distâncias projetadas de até dezenas de *parsecs* nos jatos de

Tabela 3.2 - Informações das fontes estudadas.

Nome do objeto	Nome J2000	Data de Observação	<i>redshift</i>	Referência para os <i>redshifts</i>	pc/msa ^a	RM integrada (rad m ⁻²)	Referência para a RM integrada
OJ 287	J0854+2006	02/02/2010	0.306	Stickel et al. (1989)	4.48	31±3	Rusk (1988)
3C 279	J1256-0547	07/03/2010	0.536	Marziani et al. (1996)	6.31	27±2	Rusk (1988)
PKS 1510-089	J1512-0905	07/03/2010	0.360	Thompson et al. (1990)	5.00	-6.8±0.8	Taylor et al. (2009)
3C 345	J1642+3948	07/03/2010	0.593	Marziani et al. (1996)	6.63	18.0±0.3	Taylor et al. (2009)
BL Lac	J2202+4216	23/08/2010	0.0686	Vermeulen et al. (1995)	1.29	-205±5	Rusk (1988)
3C 454.3	J2253+1608	23/08/2010	0.859	Jackson e Browne (1991)	7.70	-60.5±0.2	Taylor et al. (2009)

^a Parâmetros cosmológicos: $H_0 = 71 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$; $\Omega_\Lambda = 0.73$; $\Omega_M = 0.27$.

AGNs a partir da região nuclear (*core*), além de fornecer uma conexão entre as estruturas compactas observadas na escala de mili-segundos de arco pelo VLBA em comprimentos de onda centimétricos, e as estruturas em segundos de arco vistas pelo *Very Large Array* (VLA).

As observações foram obtidas com o VLBA (Projeto BG196) em 2010 (Coughlan et al., 2011) e incluem observações polarimétricas da amostra original monitorada pelo projeto MOJAVE (Lister e Homan, 2005) que continha 135 AGNs. Todos os objetos foram observados simultaneamente nas frequências de 1358, 1430, 1493 e 1665 MHz (22.1, 21.0, 20.1 e 18.0 cm, respectivamente) em nove sessões observacionais de 24 horas e os dados foram gravados a uma taxa de 128 Mbits/s (Coughlan et al., 2011). As observações foram distribuídas no tempo em *scans* de aproximadamente 3.5 minutos (*snapshot mode*) quando a fonte estava visível para todas ou para o maior número possível de estações do arranjo interferométrico. O tempo de integração total em cada fonte foi de cerca de 35-45 minutos.

Em nosso trabalho selecionamos seis AGNs da amostra original bastante conhecidos para serem estudados: OJ 287, 3C 279, PKS 1510-089, 3C 345, BL Lac e 3C 454.3. Seus nomes, *redshifts*, valores de pc msa⁻¹, rotação Faraday integrada devido ao plano da Galáxia e datas de observação são mostrados na Tabela 3.2. As informações dos *redshifts* e valores de pc msa⁻¹ foram retiradas do sítio eletrônico do projeto MOJAVE (<http://www.physics.purdue.edu/MOJAVE/>) e consideram os seguintes parâmetros cosmológicos: $H_0 = 71 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, $\Omega_\Lambda = 0.73$ e $\Omega_M = 0.27$. A cobertura no plano (u, v) das observações de cada objeto são mostradas na Figura 3.2.

Em observações polarimétricas com o VLBA, duas polarizações ortogonais, circular direita e circular esquerda, são gravadas em cada uma das antenas (Leppanen, Zensus e Diamond, 1995). O correlacionador do VLBA executa a correlação dos sinais gravados em

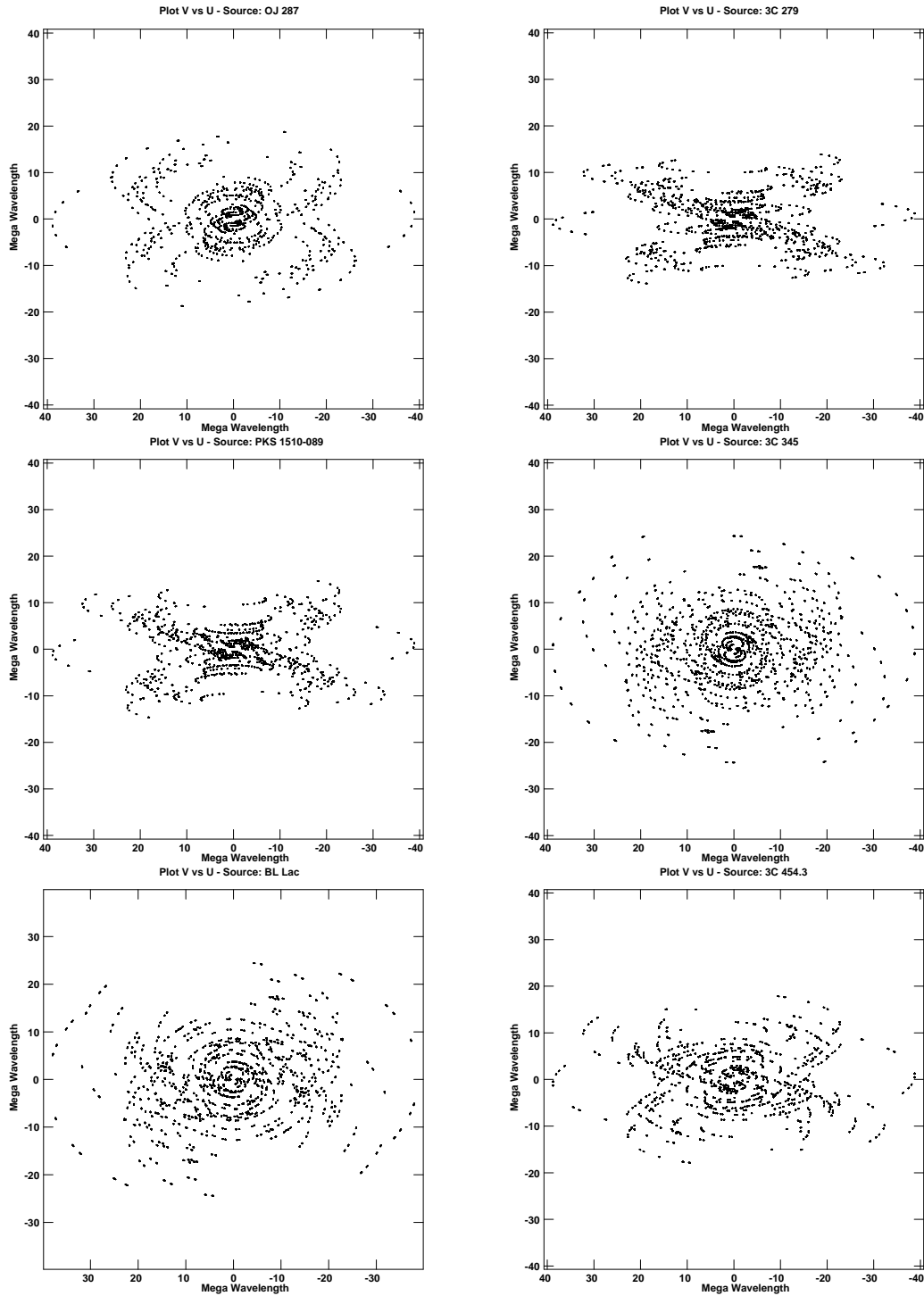


Figura 3.2: Cobertura do plano UV das observações na faixa de 18-22 cm.

cada par de antenas. No caso das polarizações circular direita e esquerda temos quatro correlações possíveis: RR, RL, LR e LL, que estão relacionadas com os parâmetros de Stokes I, Q, U e V; sendo que as correlações RR e LL fornecem informações sobre a intensidade total I da radiação e polarização circular V, enquanto que as correlações RL e LR são

Tabela 3.3 - Correções aplicadas aos EVPAs para cada época e frequência de observação do VLBA.

Frequency (MHz)	02/02/2010 $\Delta\chi^\circ$	07/03/2010 $\Delta\chi^\circ$	23/08/2010 $\Delta\chi^\circ$
1358.46	130	91	12
1430.46	113	112	30
1493.46	147	84	-7
1665.46	91	49	-25

usadas para formar os parâmetros Q e U que dão informações sobre o fluxo polarizado da radiação ($p = \sqrt{Q^2 + U^2}$), incluindo os ângulos de polarização ($\chi = \frac{1}{2} \arctan(\frac{U}{Q})$), também chamados de *electric vector position angles* (EVPAs).

As calibrações preliminares em amplitude, fase e polarização dos dados de visibilidade utilizados neste trabalho foram realizadas seguindo procedimentos padrões com o AIPS por alunos de pós-graduação e iniciação científica do grupo de Radioastronomia da University College Cork. Para a calibração em fase, a estação de Los Alamos foi usada como antena de referência. A calibração dos EVPAs foi realizada por meio da comparação de medidas polarimétricas da fonte compacta J0006-0623 usando o VLBA e o VLA obtidas em épocas quase simultâneas; e rotacionando os EVPAs para que a polarização medida pelo VLBA concordasse com aquelas obtidas pelo VLA. As correções aplicadas aos EVPAs para cada época de observação e frequência estão na Tabela 3.3. Mais detalhes dos procedimentos envolvidos nestas calibrações podem ser encontrados em Coughlan et al. (2011) e Healy (2014).

Usamos os dados de visibilidade calibrados para iterativamente construir os mapas de intensidade total I dos objetos e mapas dos parâmetros de Stokes Q e U seguindo os passos descritos no Capítulo 2, seção 2.3.4.2. As imagens foram construídas usando a *task* IMAGR do AIPS com o parâmetro ROBUST = 0 (*robust weighting*) que visa o equilíbrio entre a resolução e o nível de ruído finais da imagem; e escala de pixel igual a 1.0 msa pixel⁻¹.

Para conduzir os estudos de rotação Faraday, os mapas finais obtidos para todas as fontes nos quatro comprimentos de onda foram convoluídos com o feixe dos mapas em 22 cm para que todos eles tivessem a mesma resolução. Mapas dos ângulos de polarização foram construídos a partir dos parâmetros de Stokes Q e U usando a *task* COMB. Antes de construir os mapas das medidas de rotação Faraday (RM daqui em diante), corrigimos os ângulos de polarização observados (χ_{obs}) removendo o efeito da rotação Faraday integrada causada pela Galáxia conforme a Tabela 3.2, desta forma, qualquer rotação Faraday

residual detectada seria consequência das condições do meio nas imediações do jato dos AGNs. Usamos uma versão modificada da *task* RM do AIPS fornecida por R. Zavala para calcular as RMs através do ajuste linear da relação χ_{obs} vs. λ^2 (ver Capítulo 1) em todos os pixels das imagens, e suas respectivas incertezas ponderadas pela qualidade dos ajustes e erros dos χ_{obs} 's.

As incertezas dos parâmetros de Stokes Q e U usadas para determinar as incertezas dos ângulos de polarização observados, e consequentemente das RMs, foram calculadas de acordo com as recomendações de Hovatta et al. (2012) que mostraram através de simulações de Monte Carlo que as incertezas nas imagens dos parâmetros de Stokes Q e U são maiores nas regiões onde há sinal da fonte do que em regiões dominadas pelo ruído. Hovatta et al. (2012) encontraram que as incertezas nos fluxos Q e U em cada pixel das imagens são adequadamente descritas pela expressão:

$$\sigma = \sqrt{\sigma_{rms}^2 + \sigma_{Dterm}^2 + (1.5 \times \sigma_{rms}^2)^2}, \quad (3.1)$$

onde σ_{rms} é o *rms* (*root-mean-square*) da imagem e σ_{Dterm} está associado a presença residual de polarização instrumental nos dados. Mahmud et al. (2013) mostraram que o termo σ_{Dterm} é pequeno comparado com os demais que contribuem para σ e portanto pode ser desconsiderado. Desta modo, as incertezas nos fluxos Q e U são da ordem de $\sim 1.8 \times \sigma_{rms}$. Os erros dos ângulos de polarização observados são calculados propagando-se as incertezas de Q e U:

$$\sigma_{\chi_{obs}}^2 = \frac{1}{4} \left[\left(\frac{Q}{Q^2 + U^2} \right)^2 \sigma_U^2 + \left(\frac{U}{Q^2 + U^2} \right)^2 \sigma_Q^2 \right]. \quad (3.2)$$

Os erros finais dos ângulos de polarização observados são uma soma em quadratura das incertezas estatísticas derivadas em 3.2 e dos erros de calibração dos EVPAs ($\sigma_{EVPACalib}$):

$$\sigma_{\chi_{final}}^2 = \sigma_{\chi_{obs}}^2 + \sigma_{EVPACalib}^2. \quad (3.3)$$

3.2 Identificação e caracterização das componentes dos jatos de AGNs

3.2.1 Método *Cross-entropy*

Originalmente, o método *Cross-entropy* (CE) foi utilizado na otimização de simulações envolvendo eventos raros e tratamento de problemas de otimização discretos e contínuos (Rubinstein, 1997, 1999). Caproni et al. (2009) aplicaram esta técnica na determinação de parâmetros de precessão de jatos relativísticos; e Monteiro et al. (2010) a aplicaram no ajuste de isócronas a dados fotométricos de aglomerados abertos da nossa Galáxia. Em nosso trabalho aplicamos o método CE seguindo a metodologia apresentada por Caproni et al. (2011) modificada para incluir o uso do método de convolução para feixes elípticos (seção 3.2.2) para modelar imagens interferométricas, identificar as componentes discretas observadas nas imagens de jatos de AGNs e determinar seus parâmetros estruturais deconvoluídos. Nessa abordagem, a técnica de otimização CE utiliza a própria imagem como dados de entrada, e procura os melhores parâmetros para as componentes, selecionando os melhores candidatos entre todas as soluções geradas em cada iteração, e construindo novos parâmetros a partir delas. Este método foi usado recentemente por Caproni et al. (2014) para estudar a cinemática do jato do quasar PKS 1741-03.

Os procedimentos básicos envolvidos na otimização pelo método CE podem ser resumidos em quatro etapas:

1. Geração randômica dos parâmetros iniciais obedecendo a critérios pré-definidos;
2. Seleção das melhores amostras baseadas em alguns critérios matemáticos;
3. Geração randômica das amostras dos parâmetros atualizados dos melhores candidatos obtidos no item anterior;
4. Processo de otimização repete os passos (2) e (3) até que uma certa condição pré-definida seja alcançada.

O método CE, como apresentado por Caproni et al. (2011), difere das técnicas tradicionais de ajustes de componentes nos jatos de AGNs ao utilizar a imagem como dados de entrada, como já mencionado, e ao eliminar a dependência de condições iniciais subjetivas. Tradicionalmente, o ajuste das componentes é feito no plano das visibilidades ou plano (u,v) usando a rotina *'modelfit'* do *'Difmap'* ou a *task* IMFIT do AIPS, e os mapas

de VLBI obtidos pelo algoritmo CLEAN de deconvolução. Com estes mapas CLEAN o usuário define o número de componentes necessárias para reproduzir a distribuição de brilho do jato, e a posição e tamanho das componentes; em seguida, o programa calcula as funções de visibilidade e ‘closure phases’ modelo e compara estes resultados com os dados de visibilidade reais do experimento observacional. Este processo é repetido até a convergência das soluções encontradas e até que não haja melhora nos resíduos entre os dados e modelos. Apesar de fazer uso da completa capacidade de resolução dos interferômetros, as componentes definidas por este método não necessariamente correspondem a estruturas reais na imagem e podem ser soluções matemáticas necessárias para reproduzir os dados de visibilidade. Em Lister et al. (2009b) e mais recentemente em Lister et al. (2016), por exemplo, ao analisar a cinemática dos jatos de 135 e 295 AGNs, respectivamente, foram consideradas apenas componentes ‘robustas’, ou seja, componentes que tenham sido identificadas ao longo de pelo menos cinco épocas consecutivas. Inicialmente foram ajustadas as componentes mais brilhantes (core) através de gaussianas elípticas e as demais componentes foram modeladas como gaussianas circulares ou funções do tipo delta. Após realizar o ajuste de todas as componentes para uma determinada época, foram inspecionados os mapas residuais em regiões ao longo do jato com densidade de fluxo acima de 5 mJy, e, se necessário, novas componentes foram adicionadas de forma iterativa. Em todos os casos, o modelo obtido para uma certa época era usado como modelo inicial para a época seguinte, evidenciando a dependência de condições iniciais e subjetividade deste método.

3.2.1.1 Método CE passo a passo

Considere uma imagem interferométrica composta por $N_x \times N_y$, onde N_x e N_y são o número de pixels em ascensão reta e declinação, respectivamente. Assumindo que esse conjunto de dados pode ser descrito por um modelo analítico que contém N_p parâmetros p_1, p_2, \dots, p_N , podemos utilizar o método CE para encontrar o conjunto de parâmetros $\mathbf{x} = (p_1^*, p_2^*, \dots, p_{N_p}^*)$ para o qual o modelo obtém a melhor descrição dos dados. Em nosso trabalho, modelamos as imagens interferométricas como um conjunto de N_s gaussianas elípticas bidimensionais, sendo que cada uma é caracterizada por seis parâmetros: coordenadas centrais x e y em ascensão reta e declinação, respectivamente, semi-eixo maior da elipse (a), excentricidade (e), ângulo de posição estrutural ou inclinação (PA) e intensidade I_0 no centro da gaussiana. Neste caso, $N_p = N_6 = p_1, p_2, p_3, p_4, p_5, p_6$, onde

$p_1, p_2, p_3, p_4, p_5, p_6 = x, y, a, e, PA, I_0$.

O processo de otimização é feito construindo N conjuntos independentes (soluções tentativa) de parâmetros modelo $\mathbf{X} = (x_1, x_2, \dots, x_N)$, onde $N = (N_x N_y)(6N_s)^2/240$ e $x_i = (p_{1i}, p_{2i}, \dots, p_{N_{pi}})$, e minimizando uma função de desempenho $S(\mathbf{x})$ usada para checar a qualidade do ajuste durante o processo. Em uma situação ideal na qual todos os parâmetros tenham convergido para a solução exata, devemos obter $S(\mathbf{x}) \rightarrow 0$.

Para encontrar a melhor solução a partir da otimização CE, definimos inicialmente a faixa de parâmetros na qual o algoritmo irá procurar pelos melhores candidatos: $p_j^{min} \leq p_j(k) \leq p_j^{max}$, onde k representa o número da iteração. Introduzindo $\bar{p}_j(0) = (p_j^{min} + p_j^{max})/2$ e $\sigma_j(0) = (p_j^{min} - p_j^{max})/2$, podemos calcular o conjunto inicial de parâmetros modelo $\mathbf{X}(0)$ usando:

$$X_{ij} = \bar{p}_j(0) + \sigma_j(0)G_{ij}, \quad (3.4)$$

onde G_{ij} é uma matriz $N \times N_p$ com números aleatórios gerados a partir de uma distribuição normal de média nula e desvio padrão unitário.

O próximo passo é calcular $S_i(0)$ para cada conjunto de $\mathbf{x}_i(0)$, organizando a função de desempenho em ordem crescente de valores. Em seguida, selecionamos o primeiro conjunto N_{elite} de parâmetros, ou seja, a amostra que contém os menores valores para a função de desempenho e que constituirá a matriz elite $\mathbf{X}^{elite}(0)$. Neste trabalho assumimos $N_{elite} = 20$ de acordo com as orientações de Caproni et al. (2014).

Feito isso, calculamos o valor médio $\bar{p}_j^{elite,s}(0)$ e desvio padrão $\bar{\sigma}_j^{elite,s}(0)$, respectivamente, usando:

$$\bar{p}_j^{elite}(0) = \frac{1}{N_{elite}} \sum_{i=1}^{N_{elite}} X_{ij}^{elite}, \text{ e} \quad (3.5)$$

$$\sigma_j^{elite} = \sqrt{\frac{1}{(N_{elite} - 1)} \sum_{i=1}^{N_{elite}} [X_{ij}^{elite}(0) - \bar{p}_j^{elite}(0)]^2}.$$

Com o valor médio e o desvio padrão temos a nova matriz de conjunto de parâmetros gerada a cada iteração:

$$X_{ij}(1) = \bar{p}_j(0) + \sigma_j(0)G_{ij}. \quad (3.6)$$

O processo é retomado desde 3.5, até que se alcance o número de iterações $k_{max} = 2000N_s$ desejado, ou até que não ocorra mais melhoras no nível de ruído.

Para evitar a rápida convergência para uma solução que não é a melhor, utilizamos uma suavização fixa para $\bar{p}_j^{elite,s}(k)$ e $\bar{\sigma}_j^{elite,s}(k)$:

$$\bar{p}_j^{elite,s}(k) = \epsilon \bar{p}_j^{elite}(k) + (1 + \epsilon) \bar{p}_j^{elite}(k-1), \text{ e} \quad (3.7)$$

$$\bar{\sigma}_j^{elite,s}(k) = \epsilon_d(k) \sigma_j^{elite}(k) + [1 - \epsilon_d(k)] \sigma_j^{elite}(k-1),$$

onde ϵ é um parâmetro de suavização tal que $0 \leq \epsilon \leq 1$ e $\epsilon_d(k)$ é um parâmetro de suavização dinâmico na k -ésima iteração:

$$\epsilon_d(k) = \epsilon - \epsilon(1 - k^{-1})^q, \quad (3.8)$$

onde q é um número inteiro tipicamente entre 5 e 10. Os valores dos parâmetros de suavização ϵ e q adotados neste trabalho são 0.7 e 5, respectivamente (Kroese et al., 2006).

3.2.1.2 A função de desempenho

Para este trabalho, a função de desempenho é definida como uma combinação do somatório dos quadrados residuais e de suas respectivas variâncias.

O resíduo quadrático $R_m(k)$ em um dado pixel m e iteração k pode ser definido como a diferença quadrática entre a imagem observada I_m e a imagem modelo $M_m(k)$ gerada a cada iteração k :

$$R_m(k) = [I_m - M_m(k)]^2. \quad (3.9)$$

O resíduo médio quadrático pode ser calculado a partir de:

$$\bar{R}(k) = \frac{1}{N_{pixel}} \left[\sum_{m=1}^{N_{pixel}} R_m(k) \right]. \quad (3.10)$$

E a função de desempenho:

$$S_{prod}(x_i, k) = \bar{R}(k) \times \frac{1}{N_{pixel}} \left[\sum_{m=1}^{N_{pixel}} (R_m(k) - \bar{R}(k))^2 \right]. \quad (3.11)$$

Se I_m e M_m são escritas em termos de Jy beam^{-1} , então S_{prod} tem unidades de $\text{Jy}^6 \text{ beam}^{-6}$.

3.2.1.3 Estimativa dos parâmetros finais das componentes

Para determinar os melhores valores para os parâmetros do modelo p_i^* , usamos as médias ponderadas dos parâmetros gerados a cada iteração e seus respectivos desvios padrão:

$$p_i^* = \frac{\bar{p}_i / \sigma_{\bar{p}_i}^2}{\sigma_{\bar{p}_i}^{-2}}, \text{ onde} \quad (3.12)$$

$$\bar{p}_i = \frac{\sum_{k=1}^{k_{max}} w(k) p_i(k)}{\sum_{k=1}^{k_{max}} w(k)}, \text{ e}$$

$$\sigma_{\bar{p}_i}^2 = \frac{\sum_{k=1}^{k_{max}} w(k) [p_i(k) - \bar{p}_i]^2}{\sum_{k=1}^{k_{max}} w(k)},$$

com k_{max} representando o número máximo de iterações, e $w(k) = S_{prod}^{-2}(k)$, de forma que as soluções tentativas com os menores valores de S_{prod} sejam mais importantes nos cálculos dos parâmetros.

O mesmo procedimento foi usado para estimar o valor de S_{prod} associado a p_i^* , exceto por $w(k) = \sigma_{S_{prod}}^{-4}(k)$, onde $\sigma_{S_{prod}}^{-2}(k)$ é a variância de $S_{prod}(k)$ entre todas as soluções tentativa na iteração k .

3.2.2 Método de convolução para feixes elípticos

Dentro do método CE aplicamos a técnica de convolução para feixes elípticos apresentada por Wild (1970) para calcular as distribuições de brilho observadas em todos os pixels da imagem, e por final, os resíduos entre a imagem real e modelo.

Na descrição de Wild (1970) assumindo que tanto a distribuição de brilho observada quanto o feixe do radiotelescópio podem ser adequadamente representados por funções gaussianas-elípticas, calculamos a função F_1 que quando convoluída com a função instrumental F_2 , resultará na função observada F_0 como mostra a Figura 3.3.

As funções F_0 , F_1 e F_2 estão relacionadas pela operação de convolução:

$$F_0 = F_1 * F_2, \quad (3.13)$$

e as transformadas de Fourier dessas funções relacionam-se por:

$$\bar{F}_0 = \bar{F}_1 \bar{F}_2. \quad (3.14)$$

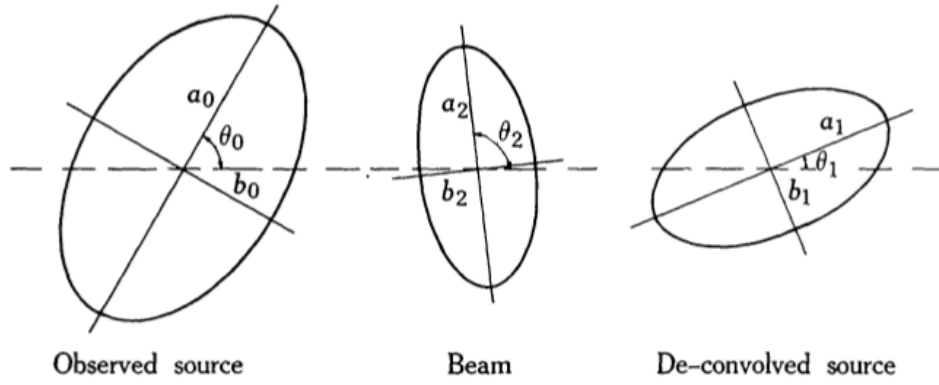


Figura 3.3: Representação do problema da convolução. As elipses representam os contornos da distribuição de brilho observada (à esquerda), do feixe instrumental (centro), e da distribuição de brilho deconvoluída (à direita). Créditos: Wild (1970)

As equações 3.13 e 3.14 são casos especiais de:

$$F_0 = F_1 * F_2 * F_3 \cdots * F_n, \text{ e} \quad (3.15)$$

$$\bar{F}_0 = \bar{F}_1 \bar{F}_2 \bar{F}_3 \cdots \bar{F}_n,$$

e a função geral F_j pode ser escrita como:

$$F_j(x, y) \propto \exp \left(-\frac{(x \cos \theta_j + y \sin \theta_j)^2}{a_j^2} - \frac{(x \sin \theta_j - y \cos \theta_j)^2}{b_j^2} \right), \quad (3.16)$$

onde a_j e b_j são, respectivamente, os semi-eixos maior e menor das isofótas elípticas e θ_j é a inclinação do eixo maior. A transformada de Fourier \bar{F}_j é calculada considerando o caso em que $\theta = 0$ e depois rotacionando os eixos:

$$\bar{F}_j(\xi, \eta) \propto \exp \left[-\frac{1}{4} \left[a_j^2 (\xi \sin \theta_j - \eta \cos \theta_j)^2 + b_j^2 (\xi \cos \theta_j - \eta \sin \theta_j)^2 \right] \right]. \quad (3.17)$$

Substituindo as expressões 3.17 em 3.15 e escrevendo as equações em termos de cada coeficiente ξ^2 , η^2 , e $\xi\eta$, obtemos:

$$a_0^2 \sin^2 \theta_0 + b_0^2 \cos^2 \theta_0 = \sum_{j=1}^n (a_j^2 \sin^2 \theta_j + b_j^2 \cos^2 \theta_j), \quad (3.18)$$

$$a_0^2 \cos^2 \theta_0 + b_0^2 \sin^2 \theta_0 = \sum_{j=1}^n (a_j^2 \cos^2 \theta_j + b_j^2 \sin^2 \theta_j), \quad (3.19)$$

$$(a_0^2 - b_0^2) \sin 2\theta_0 = \sum_{j=1}^n (a_j^2 - b_j^2) \sin 2\theta_j. \quad (3.20)$$

Tomando a soma e a diferença entre as equações 3.18 e 3.19, obtemos:

$$(a_0^2 + b_0^2) = \sum_{j=1}^n (a_j^2 + b_j^2), \text{ e} \quad (3.21)$$

$$(a_0^2 - b_0^2) \cos 2\theta_0 = \sum_{j=1}^n (a_j^2 - b_j^2) \cos 2\theta_j. \quad (3.22)$$

Multiplicando a equação 3.20 por $i = \sqrt{-1}$ e adicionando-a a 3.22, obtemos:

$$\mathbf{D}_0 = \sum_{j=1}^n \mathbf{D}_j, \quad (3.23)$$

onde \mathbf{D}_j são vetores definidos por:

$$\mathbf{D}_j = (a_j^2 - b_j^2) \exp(2i\theta_j). \quad (3.24)$$

As equações 3.23 e 3.24 mostram que para uma combinação de $n + 1$ vetores podemos montar um diagrama e determinar os vetores desconhecidos se um vetor n for dado, e os parâmetros a , b e θ podem ser calculados a partir da equação 3.21.

Em nosso caso, $n = 2$, precisamos encontrar o conjunto de parâmetros (a_0, b_0, θ_0) , que representa a distribuição de brilho observada da fonte, dados (a_1, b_1, θ_1) determinados pelo método CE e (a_2, b_2, θ_2) que são os parâmetros do feixe característico do experimento observacional. Podemos traduzir a relação vetorial dada por 3.23 no diagrama mostrado na Figura 3.4.

Aplicando a lei dos cossenos ao diagrama da Figura 3.4 encontramos a relação entre o vetor desconhecido D_0 e os demais vetores D_1 e D_2 :

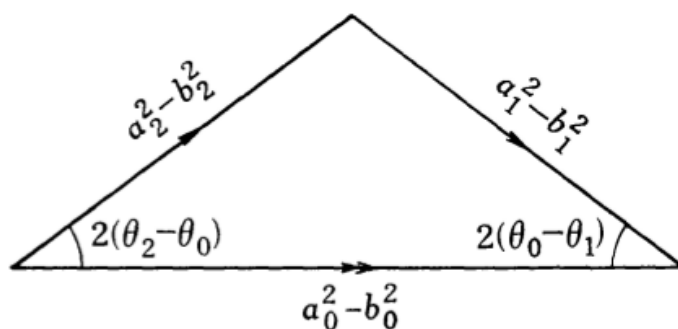


Figura 3.4: Diagrama que fornece as equações para a solução do problema da convolução de feixes elípticos. Créditos: Wild (1970)

$$D_0^2 = D_1^2 + D_2^2 + 2D_1D_2 \cos 2(\theta_1 - \theta_2), \quad (3.25)$$

onde $D_0^2 = a_0^2 - b_0^2$, $D_1^2 = a_1^2 - b_1^2$ e $D_2^2 = a_2^2 - b_2^2$; e a partir da lei dos senos encontramos o ângulo θ_0 (inclinação do eixo maior da isofóta elíptica):

$$\theta_0 = \theta_1 + \frac{1}{2} \arcsin \left[\frac{D_2}{D_1} \sin 2(\theta_2 - \theta_1) \right]. \quad (3.26)$$

Estudos de rotação Faraday na faixa de 18-22 cm para seis AGNs

De acordo com as políticas de permissões da Oxford University Press (OUP), editora do periódico Monthly Notices of the Royal Astronomical Society (MNRAS), os autores que contribuem para as revistas da OUP detêm o direito de incluir seus manuscritos no formato original ou trechos dos mesmos em uma dissertação ou tese, sendo desnecessário pedir prévia autorização da OUP.¹

Os resultados apresentados neste Capítulo foram obtidos durante a realização de estágio no exterior na University College Cork sob a supervisão da Dra. Denise Gabuzda, e os resultados estão publicados no artigo intitulado ‘18-22 cm Faraday rotation studies of six AGN jets’ (Motter e Gabuzda 2017, Apêndice B).

Motter J. C., Gabuzda D. C., 18-22 cm Faraday rotation studies of six AGN jets, MNRAS, 2017, vol. 467, p. 2648.

4.1 Introdução

A formação de jatos relativísticos em AGNs está relacionada com a acreção de matéria pelos seus buracos negros supermassivos, e neste contexto, acredita-se que os campos magnéticos possuem papel fundamental na formação, colimação e aceleração destes jatos desde as regiões mais compactas destes objetos até as escalas de quilo e mega parsecs. Na presença de campos magnéticos toroidais ou helicoidais associados a estes AGNs e suas vizinhanças, gradientes nas medidas de rotação Faraday observadas são esperados devido à mudança sistemática da componente do campo magnético na linha de visada ao longo

¹ https://academic.oup.com/journals/pages/access_purchase/rights_and_permissions/publication_rights

do jato. Neste capítulo apresentamos mapas de intensidade total, polarização linear, grau de polarização e rotação Faraday construídos a partir de dados obtidos com o VLBA em quatro comprimentos de onda na faixa de 18-22 cm para seis AGNs: OJ 287, 3C 279, PKS 1510-089, 3C 345, BL Lac e 3C 454.3 (ver Capítulo 3, seção 3.1.2). Estas observações mapeiam distâncias de até dezenas de parsecs a partir do núcleo estacionário visto nas imagens de VLBI, além de serem convenientes para estudos de rotação Faraday devido à semelhança das estruturas observadas nos diferentes comprimentos de onda. Neste trabalho identificamos gradientes transversais de medidas de rotação Faraday monotônicos e estatisticamente significantes nos jatos de quatro das seis fontes estudadas, com significâncias estatísticas entre 2.5σ e 4.4σ quando os mapas de medidas de rotação são construídos a partir dos feixes elípticos intrínsecos. Três fontes (PKS 1510-089, BL Lac e 3C 454.3) possuem gradientes transversais de medidas de rotação Faraday com significâncias estatísticas maiores que 3σ ; o gradiente transversal no jato de 3C 345 tem significância de 2.5σ e também é estatisticamente significativo já que seu tamanho é pelo menos duas vezes maior que o do feixe na direção do gradiente (seção 4.4.1). Detectamos também uma tentativa de gradiente no jato de OJ 287. A detecção destes gradientes indica a presença de campos magnéticos toroidais que podem ser uma componente dos campos magnéticos helicoidais associados a estes jatos. As estruturas de polarização das fontes apresentadas neste trabalho são consistentes com a polarização observada nos mapas em 2 cm do projeto MOJAVE (Lister e Homan 2005; Lister et al. 2009a).

Convém mencionar que a escolha destes seis objetos se deu pelo fato de que eles vêm sendo estudados pelo grupo de Radioastronomia da USP há algum tempo no contexto de modelos de precessão de jatos relativísticos e variabilidade em diferentes frequências (Abraham e Carrara, 1998; Abraham, 2000; Caproni e Abraham, 2004; Beaklini, Abraham e Dominici, 2011; Caproni, Abraham e Monteiro, 2013), e não em algum conhecimento *a priori* de que seus mapas de medidas de rotação Faraday mostrariam a presença de gradientes transversais ao longo dos jatos.

4.2 Ajuste de componentes e direção local do jato

Para conduzir os estudos de rotação Faraday e detectar gradientes transversais nas RMs, não basta que os gradientes estejam apenas visíveis nos mapas, é necessário determinar a direção local do jato para que seja possível traçar os perfis transversais das RMs garantindo que eles sejam perpendiculares ou muito próximos de perpendiculares à direção local do jato. Para isso, nós usamos o método CE como descrito no Capítulo 3, seção 3.2, para ajustar componentes circulares aos mapas de intensidade total de maior frequência (1665 MHz) construídos usando feixes circulares de mesma área dos feixes elípticos intrínsecos. As propriedades destes mapas, intensidade máxima, rms e BMAJ (tamanho do feixe circular, portanto $BMAJ = BMIN$) são apresentadas na Tabela 4.1. Os resultados dos nossos ajustes são mostrados na Tabela 4.2 e na Figura 4.1. Na primeira coluna listamos as fontes, na segunda a identificação das componentes, a terceira coluna mostra a distância das componentes em relação ao núcleo estacionário seguida pelo fluxo de cada componente na quarta coluna, tamanho do eixo maior (MAJ) e ângulo de posição (PA) no plano do céu em relação ao núcleo. Os ângulos de posição são medidos a partir da direção norte em sentido anti-horário e são apresentados no intervalo de $-180^\circ \leq 0 \leq 180^\circ$.

Tabela 4.1 - Propriedades dos mapas em 1665 MHz.

Fonte	Figura	Intensidade máxima ($Jy beam^{-1}$)	rms ($mJy beam^{-1}$)	BMAJ (mas)
OJ 287	4.1(a)	1.00	0.72	6.26
PKS 1510-089	4.1(b)	1.28	0.35	7.51
3C 345	4.1(c)	2.99	0.55	6.26
BL Lac	4.1(d)	2.16	0.47	6.22
3C 454.3	4.1(e)	4.37	1.67	6.78

Na Tabela 4.2 não mostramos as incertezas dos parâmetros das componentes derivadas dos ajustes porque elas são muito pequenas e provavelmente não são corretas. De fato, não há na literatura um consenso de como estimar as incertezas de ajustes de modelos às imagens de VLBI devido às dependências não-lineares envolvidas na cobertura do plano (u, v) das observações, ruídos e proximidade entre as próprias componentes. Alguns métodos para estimar as incertezas dos parâmetros das componentes têm sido apresentados por diferentes autores (Homan et al. 2002, Lister et al. 2009a) envolvendo a análise de várias imagens do mesmo objeto obtidas na mesma frequência em épocas diferentes. Para esti-

Tabela 4.2 - Resultados dos ajustes de componentes circulares aos mapas de 1665 MHz usando o método CE.

(1) Fonte	(2) Identificação da componente	(3) r^a (mas)	(4) F (Jy)	(5) MAJ (mas)	(6) PA ^b (graus)
OJ 287	1	0.0	0.938	4.21	0.0
	2	2.72	0.098	3.94	-112.4
	3	6.36	0.043	5.07	-111.2
	4	10.6	0.012	6.67	-123.1
PKS 1510-089	1	0.0	1.092	5.05	0.0
	2	2.53	0.222	4.46	-26.7
	3	5.90	0.092	6.14	-28.0
	4	17.1	0.028	11.3	-24.5
	5	35.4	0.015	14.4	-31.8
3C 345	1	0.0	2.324	4.45	0.0
	2	3.18	1.194	4.32	-84.5
	3	4.12	0.342	4.83	-54.8
	4	11.7	0.333	7.99	-63.4
	5	17.5	0.132	7.99	-45.6
	6	26.4	0.068	7.99	-55.0
BL Lac	1	0.0	1.723	4.36	0.0
	2	2.42	0.560	4.12	-174.3
	3	3.75	0.324	7.57	175.4
	4	12.4	0.086	8.00	156.6
	5	20.0	0.053	8.00	153.4
3C 454.3	1	0.0	2.705	5.06	0.0
	2	3.26	2.511	5.26	-82.4
	3	7.38	1.884	4.37	-62.6
	4	11.5	1.111	7.16	-54.6
	5	19.0	0.143	7.41	-54.1
	6	32.2	0.168	7.84	-56.2
	7	44.2	0.084	7.78	-55.6

^a Distância da componente ao núcleo em mas.

^b PA em relação ao núcleo em graus.

mar as incertezas associadas às posições costuma-se analisar o espalhamento das distâncias componente-núcleo ao longo do tempo em torno do melhor modelo para o ajuste de suas trajetórias (Lister et al. 2009b), outro método envolve a comparação de ajustes de modelos à imagens obtidas em épocas muito próximas em que variações estruturais nos jatos não seriam identificadas, deste modo diferenças nas posições das componentes ajustadas nestas épocas refletiriam os erros associados a este parâmetro (Piner et al., 2007). Para estimar as incertezas dos fluxos das componentes, Homan et al. (2002) desenvolveram um método de correlação para analisar flutuações observadas entre dados obtidos simultaneamente em 15 GHz e 22 GHz ao longo de diferentes épocas assumindo que variações nas medidas ob-

tidas em uma frequência numa determinada época implicariam em variações medidas na outra frequência na mesma época. Em termos gerais, estes diferentes trabalhos apontam que os erros das posições das componentes são da ordem de 10 – 20% do tamanho da componente convoluída com o feixe, para os fluxos os erros são da ordem de 5%, podendo ser um pouco maiores para componentes muito próximas uma das outras, e os ângulos de posição variam em poucos graus. De qualquer forma isso não é crucial para a realização deste trabalho uma vez que estamos essencialmente interessados em usar os ângulos de posição das componentes em relação ao núcleo para estimar a direção local do jato nas regiões em que gradientes transversais de medidas de rotação Faraday são observados.

4.3 Resultados

Para comparar a estrutura de polarização linear das fontes em 1358 MHz com os resultados de observações obtidas pelo projeto MOJAVE mostramos na Figura 4.2 os EVPAs em 15 GHz sobrepostos aos mapas de intensidade total na mesma frequência. As propriedades dos mapas estão descritas na Tabela 4.3. Estes mapas foram reconstruídos a partir dos dados disponibilizados pelo projeto MOJAVE (Lister e Homan 2005; Lister et al. 2009a).

Tabela 4.3 - Propriedades dos mapas em 15 GHz.

Fonte	Data de observação	Intensidade máxima (Jy beam ⁻¹)	Primeiro contorno (%)	BMaj (mas)	BMin (mas)	BPA (deg)	rms (mJy beam ⁻¹)
OJ 287	07/02/2010	4.12	0.0625	1.17	0.56	-2.9	0.75
3C 279	19/06/2010	9.94	0.0625	1.61	0.52	-12.0	0.59
PKS 1510-089	10/03/2010	1.61	0.125	1.35	0.49	-6.4	0.48
3C 345	04/11/2010	3.76	0.0625	0.92	0.60	-7.9	0.66
BL Lac	27/08/2010	4.22	0.0625	0.82	0.55	-6.8	0.71
3C 454.3	27/08/2010	22.2	0.0625	1.04	0.46	-4.3	1.42

Nas seções a seguir, apresentaremos, para cada objeto, os EVPAs observados corrigidos pela rotação Faraday integrada causada pela Galáxia (Tabela 3.2) e pelo fator instrumental (Tabela 3.3), e mapas do grau de polarização na frequência de 1358 MHz sobrepostos aos contornos de intensidade total das fontes. Os valores do grau de polarização estão indicados pelas barras de cor verticais que acompanham os mapas, e em alguns casos apresentamos estes mapas em dois intervalos diferentes de valores para facilitar a visualização da variação do grau de polarização ao longo do jato. As propriedades dos mapas de intensidade total em 1358 MHz estão resumidas na Tabela 4.4 e em todos os casos os contornos crescem em

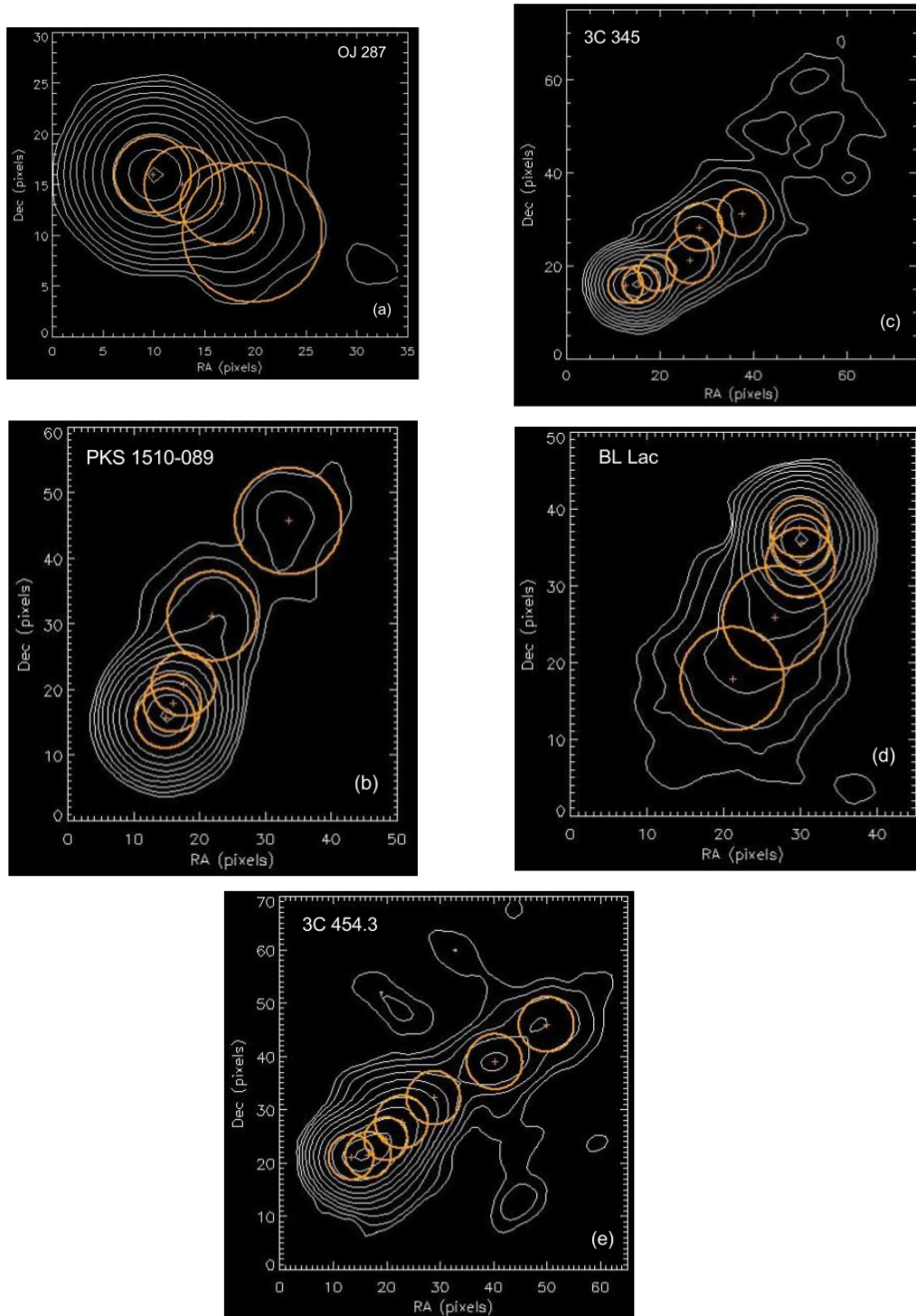


Figura 4.1: Ajustes de componentes circulares aos mapas de 1665 MHz usando o método CE. Os contornos em branco representam o mapa de intensidade total em 1665 MHz das fontes e em todos os casos eles iniciam em 0.125% da intensidade máxima listada na Tabela 4.1 e crescem em fatores de 2. Os círculos representam as componentes ajustadas e as cruces mostram a posição de seus centros.

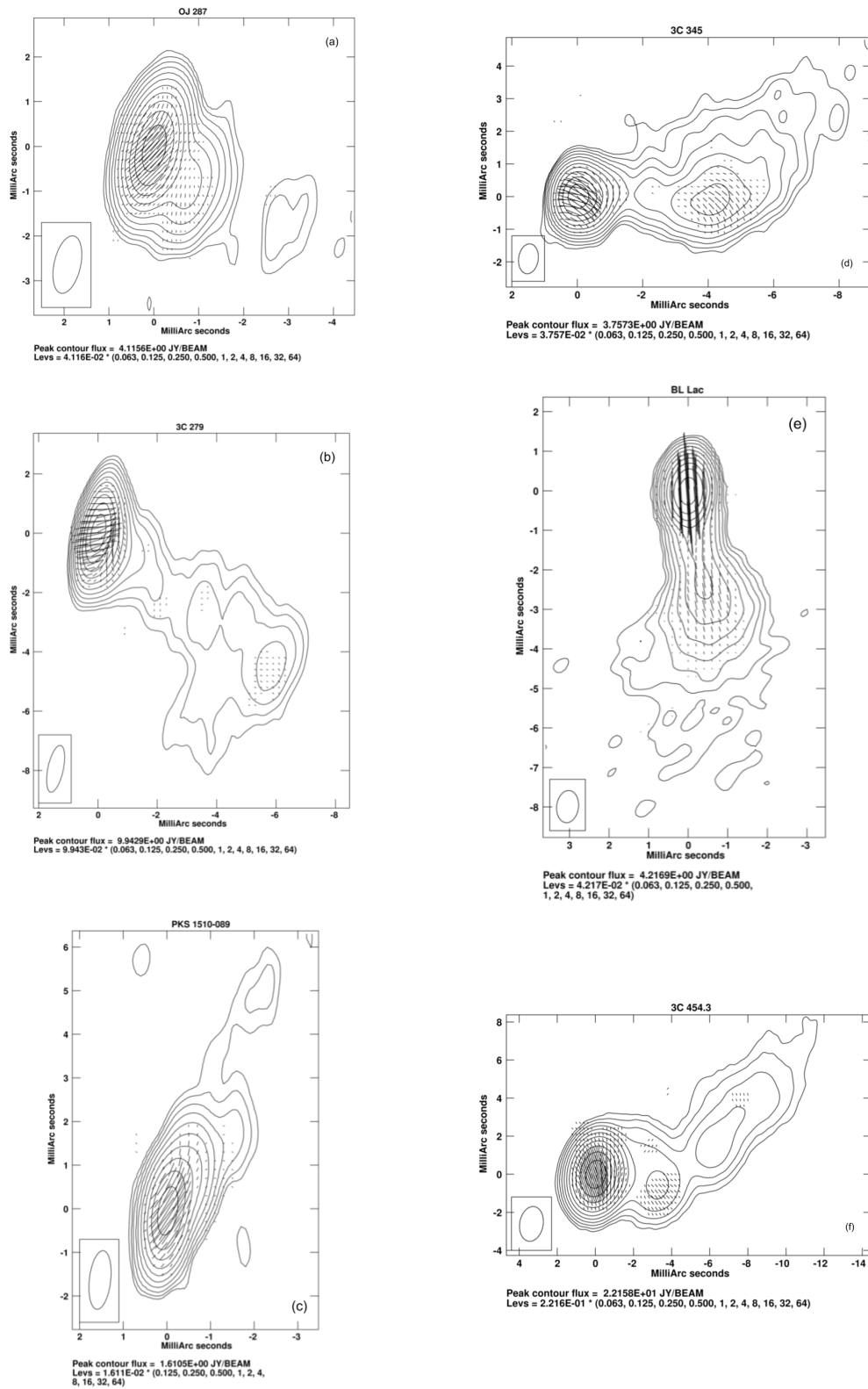


Figura 4.2: Distribuição dos EPVAs em 15 GHz sobrepostos aos mapas de intensidade das fontes na mesma frequência. As propriedades dos mapas estão descritas na Tabela 4.3. Os mapas foram reconstruídos a partir dos dados disponibilizados pelo projeto MOJAVE (Lister e Homan 2005; Lister et al. 2009a).

fatores de 2. As elipses cinza no canto inferior esquerdo de todos mapas representam o feixe.

Tabela 4.4 - Propriedades dos mapas em 1358 MHz.

Fonte	Figura	Intensidade máxima (Jy beam ⁻¹)	Primeiro contorno (%)	BMaj (mas)	BMin (mas)	BPA (deg)	rms (mJy beam ⁻¹)
OJ 287	4.3	0.91	0.125	11.71	6.02	-2.78	0.24
3C 279	4.5	3.47	0.125	14.28	5.82	-1.41	1.26
PKS 1510-089	4.7	1.50	0.125	14.90	5.58	-1.24	0.50
3C 345	4.10	3.64	0.125	10.10	5.89	3.08	0.73
BL Lac	4.12	2.05	0.125	9.83	5.79	8.88	0.65
3C 454.3	4.14	4.06	0.250	12.03	5.63	2.21	2.32

Os mapas das medidas de rotação Faraday (RM) construídos seguindo os procedimentos descritos no Capítulo 3 (seção 3.1.2) são apresentados sobrepostos aos mapas de intensidade total em 1358 MHz, juntamente com perfis transversais das RMs, intensidade total e grau de polarização em regiões nas quais gradientes transversais são observados. Em todos os casos usamos nossos ajustes apresentados na seção 4.2 para definir a direção local do jato e obter perfis transversais das RMs. Note que para gradientes presentes na região do *core*, tomamos a direção local do jato como sendo aquela entre o *core* e a componente mais interna identificada. O intervalo de valores das RMs estão indicados pelas barras de cor verticais. Com o objetivo de evitar que estruturas espúrias aparecessem em nossos mapas em regiões que não correspondem a emissão da fonte, mascaramos os pixels cujas incertezas das RMs excedessem os valores listados nas legendas das figuras. Exemplos dos ajustes de χ_{obs} versus λ^2 são mostrados ao lado dos mapas das RMs. As barras de erro dos χ_{obs} observados incluem as incertezas de calibração dos EVPAs ($\sigma_{EVPA_{calib}} = \pm 3^\circ$ na equação 3.3). Em todos os casos, os feixes usados para produzir os mapas das RMs são mostrados no canto inferior esquerdo das figuras. As linhas sólidas desenhadas sobre as distribuições das RMs indicam a localização dos perfis transversais obtidos, e a letra ‘S’ indica o lado que corresponde ao início destes perfis.

Apresentamos versões dos mapas das RMs construídos usando feixes circulares de mesma área dos feixes elípticos intrínsecos juntamente com perfis transversais das RMs obtidos na mesma direção daqueles apresentados para os mapas construídos com os feixes elípticos para todas as fontes. Este procedimento é especialmente importante nos casos em que os feixes elípticos são muito alongados e/ou podem ter orientações arbitrárias em

relação a direção do jato, podendo dar origem a estruturas espúrias observadas na distribuição das RMs. Deste modo a comparação entre os mapas das RMs construídos das duas formas fornece uma verificação da existência e significância estatística dos gradientes transversais de medidas de rotação.

Tabela 4.5 - Lista dos gradientes transversais de medidas de rotação Faraday detectados.

(1) Fonte	(2) Forma do feixe ^a	(3) Localização do gradiente	(4) Direção do gradiente ^b	(5) RM ₁ (rad m ⁻²)	(6) RM ₂ (rad m ⁻²)	(7) ΔRM (rad m ⁻²)	(8) Significância
OJ 287	E	Core	CCW	9.0±4.6	-12.8±5.5	21.8±7.2	3.0σ
OJ 287	C	Core	CCW	7.3±4.2	-10.7±8.8	18.0±9.8	1.8σ
PKS 1510-089 (S1)	E	Core	CCW	-5.3±4.2	47.8±11.3	53.1±12.0	4.4σ
PKS 1510-089 (S1)	C	Core	CCW	-12.0±5.5	18.4±5.7	30.4±7.9	3.8σ
PKS 1510-089 (S2)	E	Core	CW	15.3±11.3	-22.4±9.7	37.7±14.9	2.5σ
PKS 1510-089 (S2)	C	Core	CW	22.4±10.6	-19.0±13.6	41.4±17.2	2.4σ
3C 345	E	Jato	CW	-9.3±6.4	13.8±6.6	23.1±9.2	2.5σ
3C 345	C	Jato	CW	-11.6±8.8	18.3±10.0	29.9±13.3	2.2σ
BL Lac	E	Core	CCW	-0.02±0.40	9.3±2.3	9.3±2.3	4.1σ
BL Lac	C	Core	CCW	0.8±0.5	7.3±1.8	6.5±1.9	3.4σ
3C 454.3 (S1)	E	Jato	CW	52.9±7.6	101.6±9.9	48.7±12.5	3.9σ
3C 454.3 (S1)	C	Jato	CW	43.1±9.4	119.6±9.7	76.5±13.5	5.7σ
3C 454.3 (S2)	E	Jato	CW	53.5±9.5	82.1±8.4	28.6±12.7	2.3σ
3C 454.3 (S2)	C	Jato	CW	43.5±8.8	80.5±7.4	37.0±11.5	3.2σ

^a E denota feixe elíptico e C denota feixe circular.

^b CW denota sentido horário ou *clockwise* e CCW denota sentido anti-horário ou *counter-clockwise* em relação à base do jato.

A significância estatística dos gradientes detectados em nossos mapas das RMs construídos a partir dos feixes elípticos e circulares são apresentadas na Tabela 4.5. Na primeira coluna listamos a fonte, na segunda coluna informamos se o feixe usado para construir o mapa das RMs é elíptico (E) ou circular (C), na terceira coluna está a localização do gradiente (*core* ou jato), na quarta coluna definimos a direção do gradiente no plano do céu (CW ou CCW, sentidos horário ou *clockwise* e anti-horário ou *counter-clockwise*, respectivamente (Seção 4.4.5)), na quinta coluna mostramos o valor da RM na primeira extremidade do perfil transversal, na sexta coluna está o valor da RM na extremidade oposta, na sétima coluna calculamos a diferença entre as RMs das duas extremidades, e na oitava coluna apresentamos a significância estatística do gradiente detectado calculada como segue:

$$\text{Significância estatística} = \frac{|\text{RM}_1 - \text{RM}_2|}{\sqrt{\sigma_{\text{RM}_1}^2 + \sigma_{\text{RM}_2}^2}}. \quad (4.1)$$

Não adicionamos a incerteza de calibração dos EVPAs à incerteza dos ângulos de polarização observados para determinar a significância dos gradientes das RMs, pois para uma dada frequência a incerteza de calibração dos EVPAs afeta todos os ângulos de polarização igualmente, e deste forma, como apresentando por Mahmud et al. (2009) e Hovatta et al. (2012), isto não deve produzir gradientes espúrios de RMs.

Por fim, mostramos os EVPAs das seis fontes corrigidos pela rotação Faraday integrada devido à Galáxia e pela rotação Faraday local sobrepostos aos mapas de intensidade total em 1358 MHz. As rotações dos EVPAs introduzidas pela rotação Faraday local são geralmente pequenas, e a distribuição dos EVPAs corrigidos somente pela rotação Faraday integrada e corrigidos pelos dois efeitos são similares. Entretanto, a construção da distribuição dos EVPAs corrigidos pela rotação Faraday local fornece outro meio de verificar que as RMs calculadas a partir dos dados de VLBA não são espúrias.

4.3.1 OJ 287

Nossos mapas em 1358 MHz e os resultados do ajuste de componentes ao jato de OJ 287 (Fig. 4.1a) mostram que o jato se estende aproximadamente na direção oeste e depois se curva para a direção sul. A região emissora mais ao sul pode estar associada ao plasma inicialmente ejetado neste direção, já que a sequência de observações em 15 GHz do projeto MOJAVE mostram que o ângulo de posição do jato de OJ 287 varia de -90° a -135° .

Os EVPAs corrigidos pelo efeito de rotação Faraday integrada estão um pouco deslocados da orientação transversal à direção local do jato como mostra a Figura 4.3. A orientação dos EVPAs é similar àquelas das observações em 15 GHz (Fig. 4.2a). O grau de polarização em 1358 MHz é menor que 4% no *core* e atinge níveis maiores que 50% no jato.

A distribuição das RMs (Fig. 4.4) mostra um gradiente transversal localizado na região do *core*, perpendicular à direção local do jato. Entretanto, próximo as extremidades, este gradiente se torna não-monotônico. Para que a significância estatística do gradiente seja de 3σ , os pontos próximos as extremidades devem ser excluídos. O gradiente continua visível no mapa das RMs construído usando o feixe circular de área equivalente ao feixe elíptico e a significância estatística do gradiente é de 1.8σ . Deste modo consideramos que

este gradiente não é uma detecção robusta. Por outro lado, é importante mencionar que mudança de sinal das RMs são vistas nos dois mapas e que isto pode ser usado para inferir a geometria do campo magnético associado ao jato deste AGN.

O grau de polarização na direção do gradiente transversal das RMs não apresenta grandes variações, embora possamos ver uma tendência de aumento do grau de polarização na direção das extremidades do gradiente.

Os EVPAs corrigidos pela rotação Faraday integrada e local (Fig. 4.17, painel superior esquerdo) são similares aos apresentados na Figura 4.3, e indicam a presença de um campo magnético predominantemente longitudinal.

4.3.2 3C 279

O jato de 3C 279 se estende na direção sudoeste, num ângulo de posição de aproximadamente -140° , muito próxima a direção das escalas mapeadas pelas observações em 15 GHz de épocas próximas (-130°).

Os EVPAs corrigidos pela rotação Faraday integrada são predominantemente transversais à direção local do jato (Fig. 4.5). A emissão polarizada mapeada pelas observações em 15 GHz é complexa (Fig. 4.2b) com diferentes regiões do jato apresentando EVPAs ora predominantemente transversais ora predominantemente longitudinais. O grau de polarização é menor que 6% no *core* e chega a valores pouco maiores que 15% no jato.

O mapa das RMs (Fig. 4.6) mostra que os valores das RMs no *core* de 3C 279 são pouco maiores do que os valores no jato. Embora o mapa das RMs construído com o feixe elíptico intrínseco possa indicar a presença de um gradiente transversal de RMs na região do *core*, o mesmo não é visto na versão do mapa construída usando o feixe circular de área equivalente. Deste modo não detectamos gradientes transversais de medidas de rotação Faraday neste objeto.

Os EVPAs corrigidos pela rotação Faraday integrada e local são mostrados na Figura 4.17 (painel central esquerdo). A emissão polarizada na região do *core* é complexa e apresenta bruscas mudanças na orientação dos EVPAs entre as partes leste e oeste do *core*, o que não é visto na Figura 4.5. Isso sugere que possivelmente alguns ajustes da rotação Faraday local na região do *core* não são confiáveis, embora não haja evidência disso a partir dos ajustes de χ_{obs} vs. λ^2 . Do mesmo modo, não há evidência de efeitos de opacidade ótica significantes neste região que afetariam os ângulos de polarização observados. Embora isso

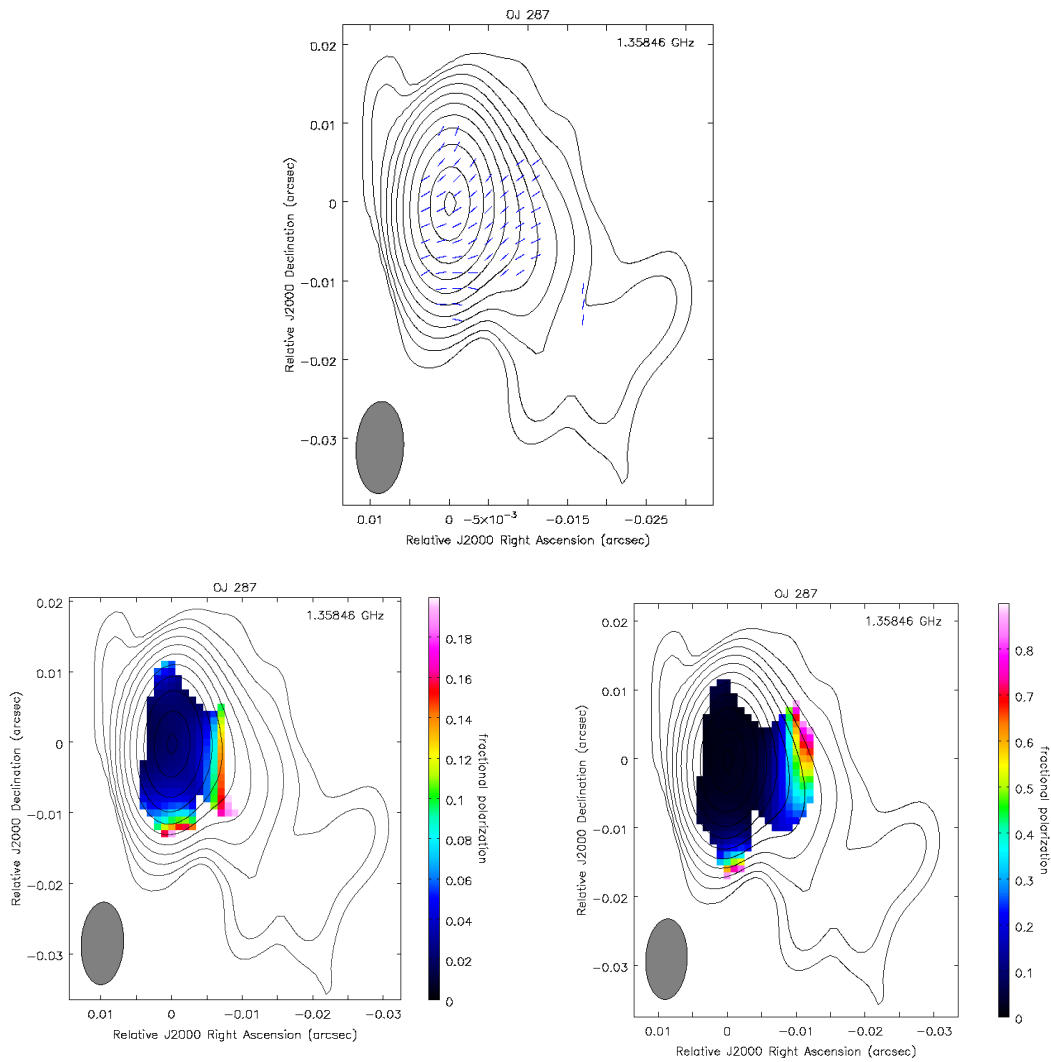


Figura 4.3: OJ 287 - Painel superior: EVPAs corrigidos pelo efeito da rotação Faraday integrada devido a Galáxia. Painel inferior: grau de polarização em 1358 MHz. Os valores do grau de polarização estão indicados pelas barras de cor verticais. Em todos os painéis os contornos representam o mapa de intensidade total da fonte em 1358 MHz, e a elipse cinza no canto inferior esquerdo de cada mapa representa o feixe. (Motter e Gabuzda, 2017)

possa introduzir alguma incerteza na dedução da direção do campo magnético neste região, note que a polarização ao longo do jato, com EVPAs predominantemente transversais, indica a presença de um campo magnético predominantemente longitudinal.

4.3.3 PKS 1510-089

O jato de PKS 1510-089 se estende na direção noroeste, num ângulo de posição de aproximadamente -30° , na mesma direção das escalas mapeadas pelas observações em 15 GHz do projeto MOJAVE.

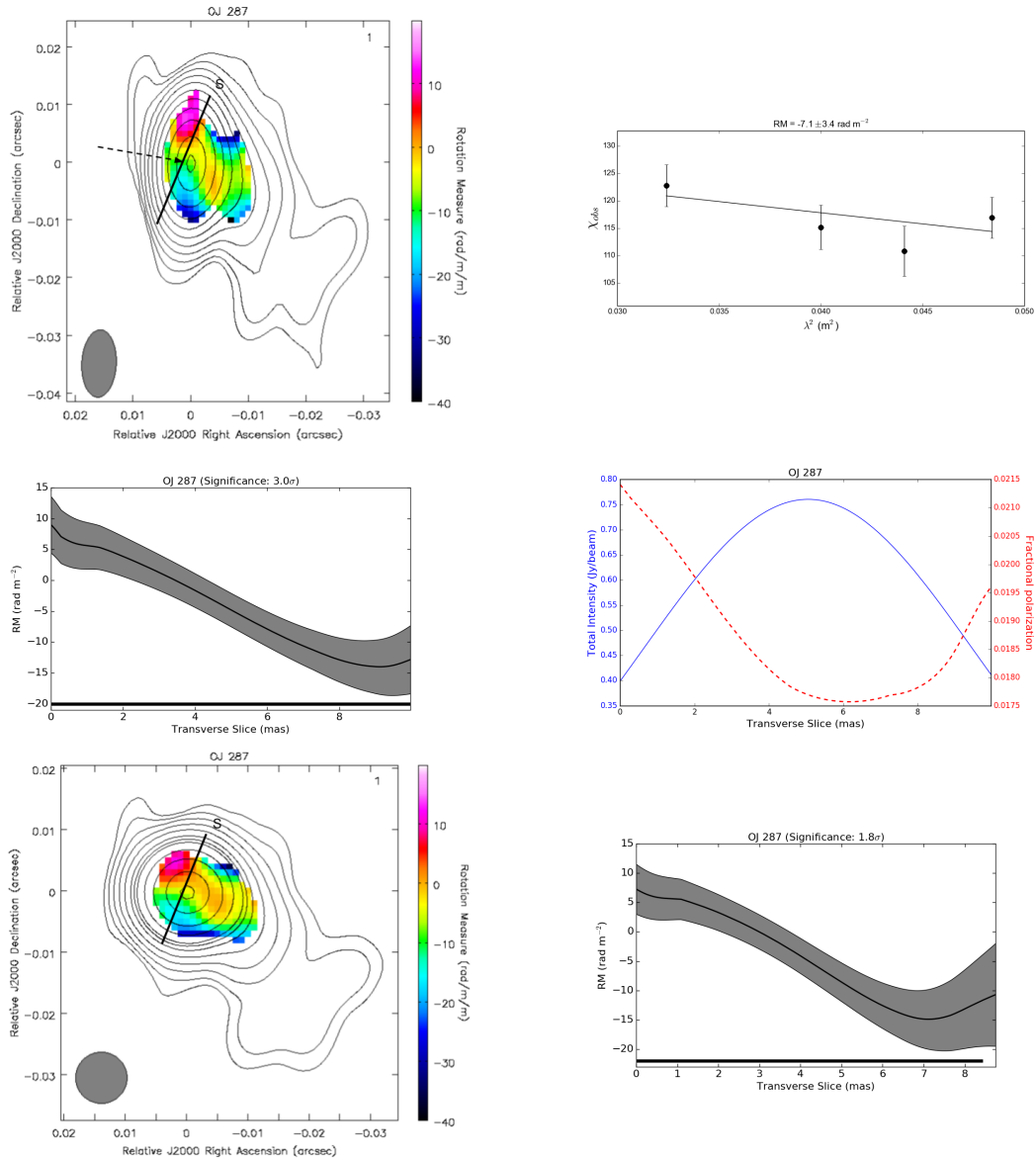


Figura 4.4: Distribuição das RMs para OJ 287 sobreposta ao mapa de intensidade total em 1358 MHz para o feixe elíptico (superior-esquerda) e circular (inferior-esquerdo), e um perfil transversal na região onde um gradiente de RMs é visível, identificado pela linha sólida sobre o mapa das RMs. Os valores das RMs estão indicados pela barra de cor vertical. Os pixels foram mascarados se a incerteza das RMs excedesse 10 rad m^{-2} . A linha sólida horizontal que acompanha o perfil transversal das RMs indica o tamanho do feixe projetado na direção do perfil. Um exemplo de um ajuste de χ_{obs} vs. λ^2 na região do perfil transversal é mostrado no painel superior direito. A localização do pixel está indicada pela seta no mapa das RMs. Perfis da intensidade total (linha sólida) e grau de polarização (linha tracejada) no mesmo local do gradiente transversal das RMs são mostrados no painel central direito.

Os EVPAs corrigidos pela rotação Faraday integrada (Fig. 4.7) são predominantemente transversais à direção local do jato, em consistência com a estrutura polarizada observada em 15 GHz (Fig. 4.2c). O grau de polarização é da ordem de 4% no *core* e atinge valores

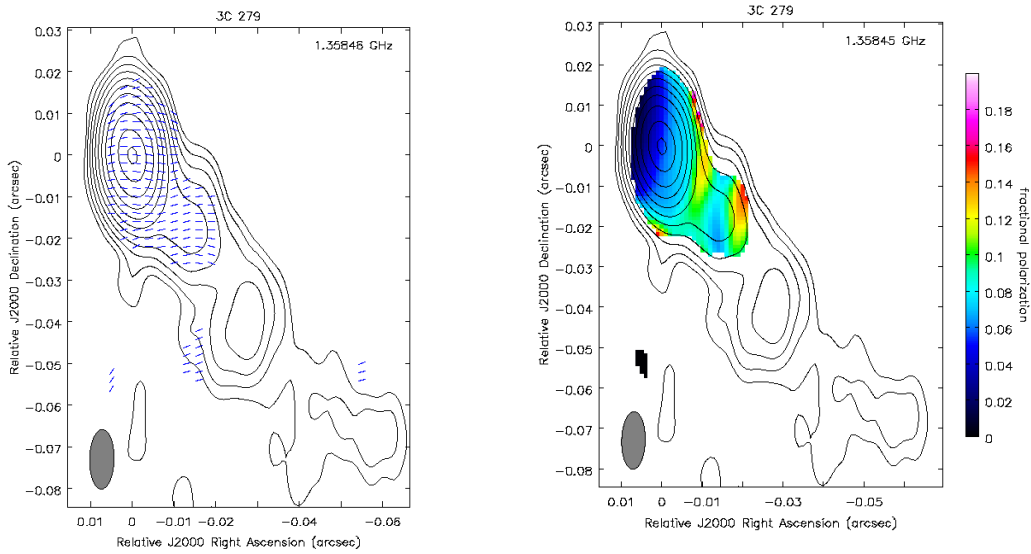


Figura 4.5: 3C 279 - Painel esquerdo: EVPAs corrigidos pelo efeito da rotação Faraday integrada devido a Galáxia. Painel direito: grau de polarização em 1358 MHz. Os valores do grau de polarização estão indicados pelas barras de cor verticais. Em todos os painéis os contornos representam o mapa de intensidade total da fonte em 1358 MHz, e a elipse cinza no canto inferior esquerdo de cada mapa representa o feixe. (Motter e Gabuzda, 2017)

pouco maiores que 30% no jato.

O mapa das RMs (Fig. 4.8) mostra gradientes transversais monotônicos de RMs na região do *core*. O primeiro exemplo destes gradientes apresentado na Figura 4.8 tem significância estatística de 4.4σ . A estrutura da distribuição das RMs continua similar no mapa construído com o feixe circular de área equivalente (Fig. 4.9) e o gradiente tem significância estatística de 3.8σ . Mudança de sinal ao longo do gradiente também é observada.

Nosso mapa das RMs também mostra uma inversão da direção do gradiente transversal de RMs um pouco mais para fora do jato. Essa inversão é mais evidente na versão do mapa das RMs construída com o feixe circular. Em ambos os casos, a significância estatística dos gradientes é igual a 2.5σ .

O perfil transversal do grau de polarização apresenta assimetrias, e no jato o grau de polarização é maior no lado em que os valores absolutos das RMs observadas são maiores. Isso é esperado se os gradientes transversais de RMs são consequências da presença de campos magnéticos helicoidais.

Os EVPAs corrigidos pela rotação Faraday integrada e local são próximos de ortogonais

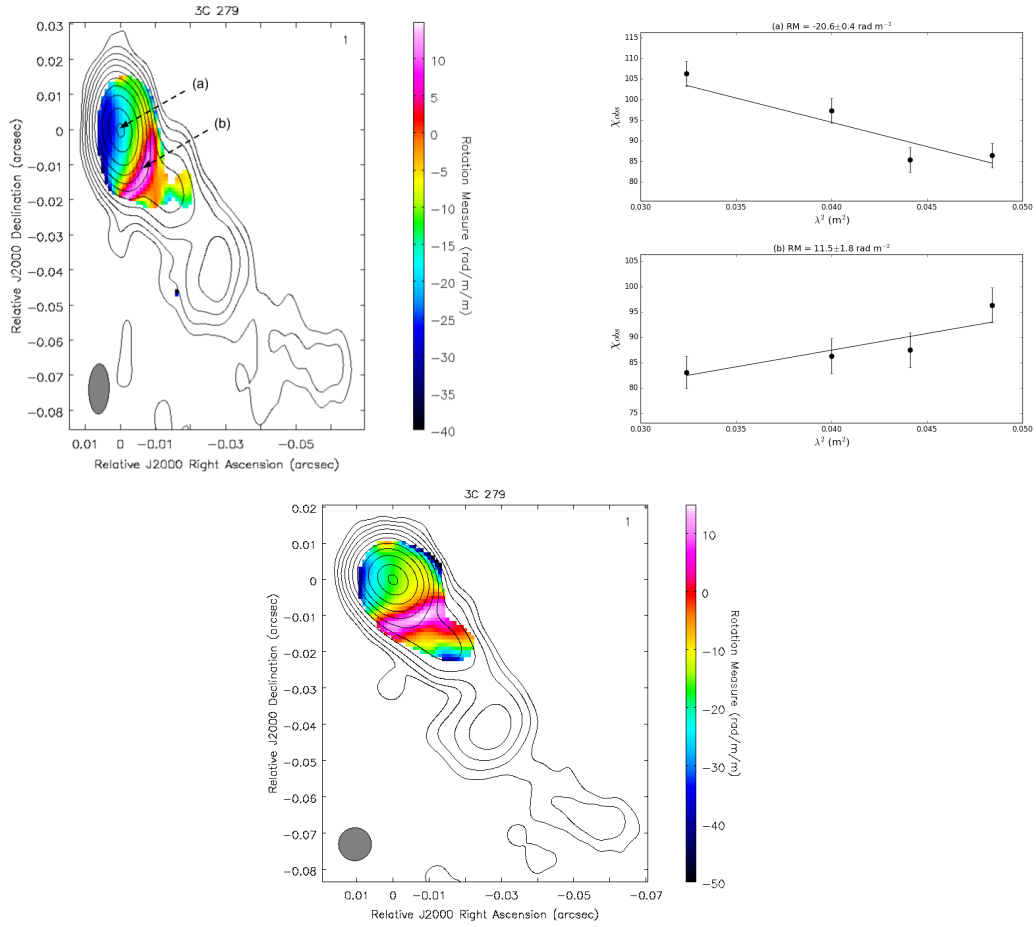


Figura 4.6: Distribuição das RMs para 3C 279 sobreposta ao mapa de intensidade total em 1358 MHz para o feixe elíptico (superior-esquerda) e feixe circular de área equivalente (inferior). Os valores das RMs estão indicados pelas barras de cor verticais. Os pixels foram mascarados se a incerteza das RMs excedesse 10 rad m^{-2} . Exemplos de ajustes de χ_{obs} vs. λ^2 nas regiões do *core* e jato são mostrados no painéis superiores direitos. A localização dos pixels estão indicadas pelas setas no mapa das RMs.

à direção local do jato e indicam um campo magnético predominantemente longitudinal (Fig. 4.17, painel inferior esquerdo).

4.3.4 3C 345

O jato de 3C 345 se estende na direção noroeste, num ângulo de posição de aproximadamente -55° . Nas escalas mapeadas pelas observações em 15 GHz (Fig. 4.2d), o jato de 3C 345 inicialmente se estende para a direção oeste e depois se curva para a direção noroeste para ocupar o mesmo ângulo de posição visto em nossas observações.

Os EVPAs corrigidos pela rotação Faraday integrada são aproximadamente transversais

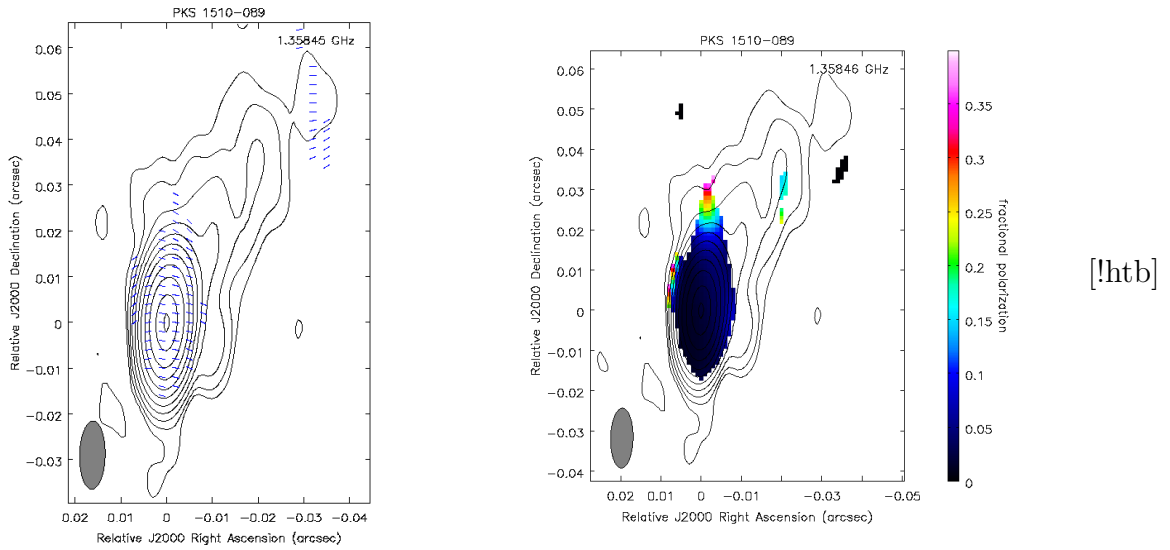


Figura 4.7: PKS 1510-089 - Painel esquerdo: EVPAs corrigidos pelo efeito da rotação Faraday integrada devido a Galáxia. Painel direito: grau de polarização em 1358 MHz. Os valores do grau de polarização estão indicados pela barra de cor vertical. Em todos os painéis os contornos representam o mapa de intensidade total da fonte em 1358 MHz, e a elipse cinza no canto inferior esquerdo de cada mapa representa o feixe. (Motter e Gabuzda, 2017)

à direção local do jato (Fig. 4.10), concordando com a estrutura da emissão polarizada vista nos mapas em 15 GHz (Fig. 4.2d). A uma distância de aproximadamente 35 msa do *core*, há uma estrutura interessante composta por EVPAs ortogonais próximos a borda do jato, e EVPAs longitudinais próximos ao seu eixo central. Esta estrutura pode ser uma composição ‘*spine+sheath*’ como discutida no Capítulo 1, seção 1.2.3.

O grau de polarização em 3C 345 é da ordem de 2-5% no *core* e varia entre 15-30% no jato, e tende a crescer na direção das bordas. Isso é esperado no caso do jato estar associado a campos magnéticos helicoidais devido ao maior grau de ordenamento das linhas de campo nestas regiões.

Nosso mapa das RMs (Fig. 4.11) mostra um gradiente monotônico transversal de RMs no jato de 3C 345 a uma distância de aproximadamente 10 msa do *core*. Este gradientes tem significância estatística de 2.5σ quando o mapa é construído com o feixe elíptico intrínseco, e 2.2σ quando o mapa é construído com o feixe circular de área equivalente. Além disso, mudança de sinal das RMs é observada ao longo do jato. Embora a significância estatística do gradiente seja menor que 3σ , ele é aproximadamente 2.5 vezes o tamanho do feixe nesta direção, tornando-o estatisticamente significativo como será discutido na seção 4.4.1. O

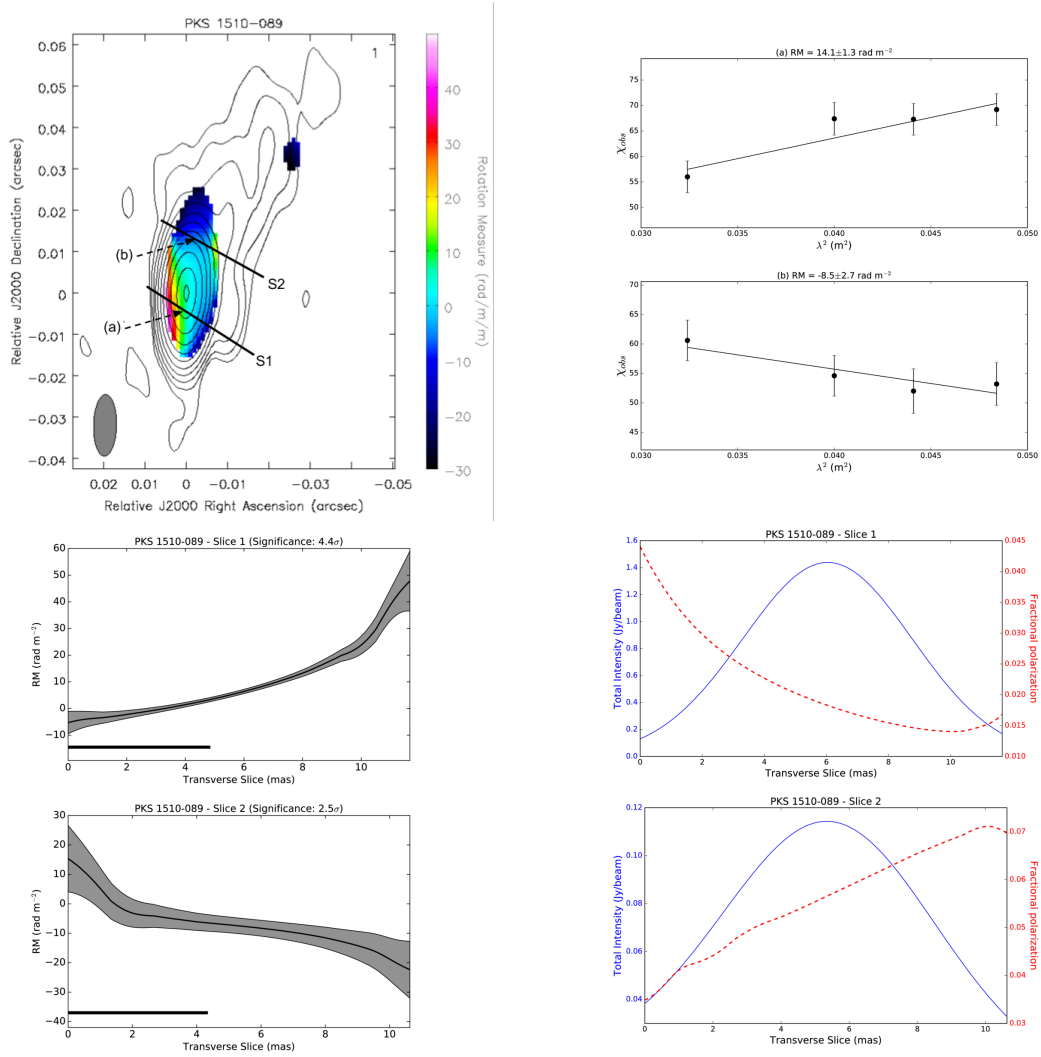


Figura 4.8: Distribuição das RMs para PKS 1510-089 sobreposta ao mapa de intensidade total em 1358 MHz para o feixe elíptico (superior-esquerdo), e perfis transversais em regiões onde gradientes de RMs são visíveis, identificados pelas linhas sólidas sobre o mapa das RMs (painéis inferiores esquerdos). Os valores das RMs estão indicados pela barra de cor vertical. Os pixels foram mascarados se a incerteza das RMs excedesse 15 rad m^{-2} . As linhas sólidas horizontais que acompanham os perfis transversais das RMs indicam o tamanho do feixe projetado na direção do perfil. Exemplos de ajustes de χ_{obs} vs. λ^2 nas regiões dos perfis transversais são mostrados no painéis superiores direitos. As localizações dos pixels estão indicadas pelas setas no mapa das RMs. Perfis da intensidade total (linha sólida) e grau de polarização (linha tracejada) no mesmo local dos gradientes transversais das RMs são mostrados nos painéis inferiores direitos.

perfil transversal do grau de polarização é assimétrico e varia entre 7-15% ao longo do jato.

Os EVPAs corrigidos pela rotação Faraday integrada e local (Fig. 4.17, painel superior direito) são predominantemente transversais à direção local do jato, e indicam a presença

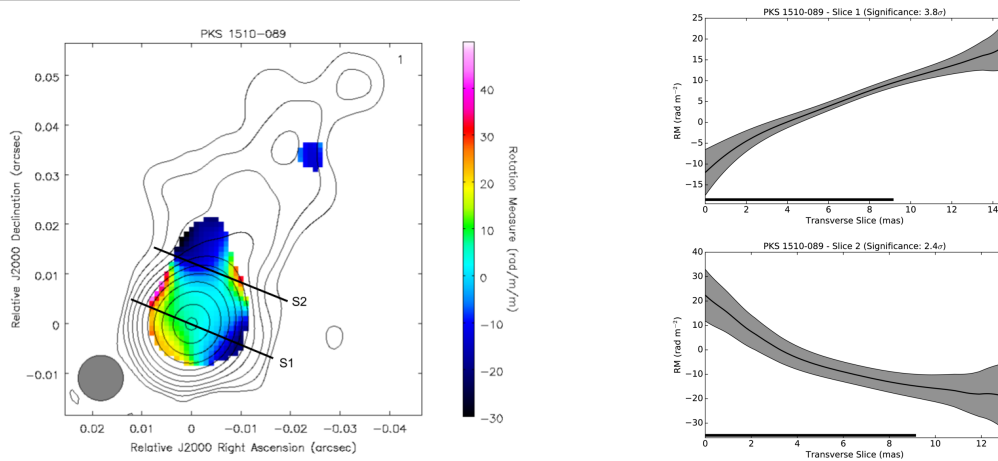


Figura 4.9: Distribuição das RMs para PKS 1510-089 sobreposta ao mapa de intensidade total em 1358 MHz para o feixe circular de área equivalente ao feixe elíptico intrínseco (painel esquerdo). Os perfis transversais das RMs apresentandos estão na mesma direção daqueles obtidos para o mapa construído a partir do feixe elíptico.

de um campo magnético predominantemente longitudinal.

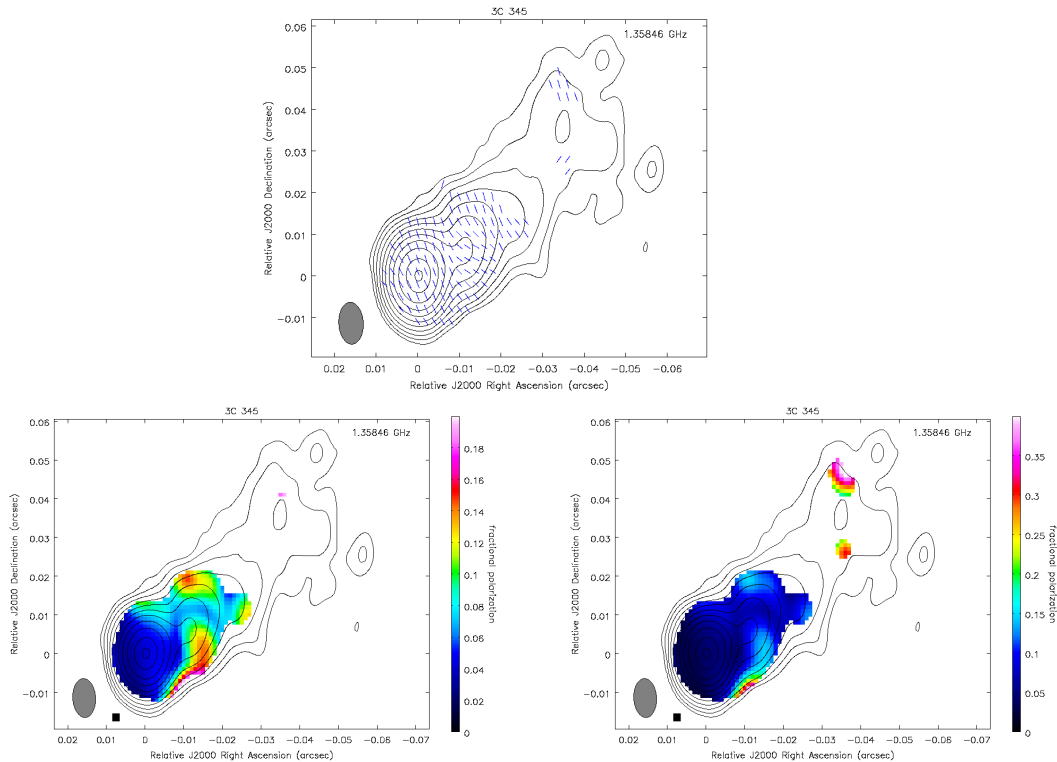


Figura 4.10: 3C 345 - Painel superior: EVPAs corrigidos pelo efeito da rotação Faraday integrada devido a Galáxia. Painel inferior: grau de polarização em 1358 MHz. Os valores do grau de polarização estão indicados pelas barras de cor verticais. Em todos os painéis os contornos representam o mapa de intensidade total da fonte em 1358 MHz, e a elipse cinza no canto inferior esquerdo de cada mapa representa o feixe. (Motter e Gabuzda, 2017)

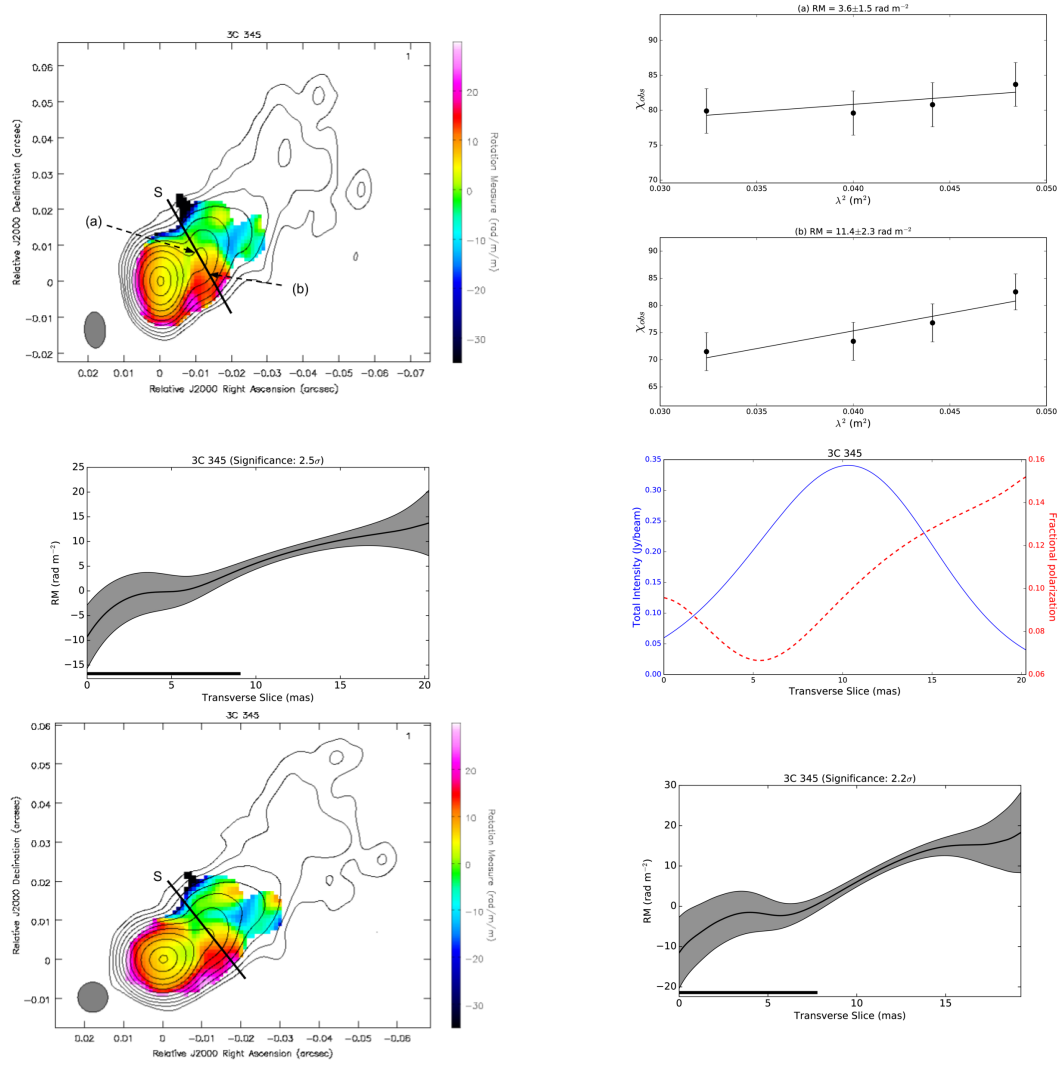


Figura 4.11: Distribuição das RMs para 3C 345 sobreposta ao mapa de intensidade total em 1358 MHz para o feixe elíptico (superior-esquerda) e circular (inferior-esquerda), e um perfil transversal na região onde um gradiente de RMs é visível, identificado pela linha sólida sobre o mapa das RMs. Os valores das RMs estão indicados pelas barras de cor verticais. Os pixels foram mascarados se a incerteza das RMs excedesse 15 rad m^{-2} . A linha sólida horizontal que acompanha o perfil transversal das RMs indica o tamanho do feixe projetado na direção do perfil. Exemplos de ajustes de χ_{obs} vs. λ^2 na região do perfil transversal são mostrados no painéis superiores direitos. As localizações dos pixels estão indicadas pelas setas no mapa das RMs. Perfis da intensidade total (linha sólida) e grau de polarização (linha tracejada) no mesmo local do gradiente transversal das RMs são mostrados no painel central direito.

4.3.5 BL Lac

O jato de BL Lac se estende na direção sul, pouco à oeste, como pode ser visto nos mapas em 15 GHz (Fig. 4.2e) e pelos resultados de nossos ajustes (Fig. 4.2d), depois se curva para a direção sudeste.

Os EVPAs corrigidos pela rotação Faraday integrada são predominantemente longitudinais à direção local do jato em nossas observações (Fig. 4.12) e nas observações em 15 GHz (Fig. 4.2e). O grau de polarização em 1358 MHz varia de 2-8% no *core*, e chega a aproximadamente 25% no jato.

Lembrando que inicialmente o ângulo de posição do jato é $\approx -174^\circ$, nosso mapa das RMs (Fig. 4.13) mostra um gradiente monotônico transversal de medidas de rotação Faraday localizado no *core* de BL Lac com significância estatística igual a 4.4σ . O gradiente continua visível na versão do mapa de RMs construído com o feixe circular de área equivalente, e sua significância estatística é igual a 3.7σ . Além disso, os valores das RMs apresentam mudança de sinal ao longo do jato. Embora o perfil transversal do grau de polarização mostre assimetria, a variação do grau de polarização na direção do perfil é pequena.

Os EVPAs corrigidos pela rotação Faraday integrada e local (Fig. 4.17, painel central direito) são alinhados com o jato observado nas escalas menores e indicam a presença de um campo magnético predominantemente transversal. Esse resultado está de acordo com observações na faixa de 4.6-43 GHz obtidas em 2006 por O’Sullivan e Gabuzda (2009).

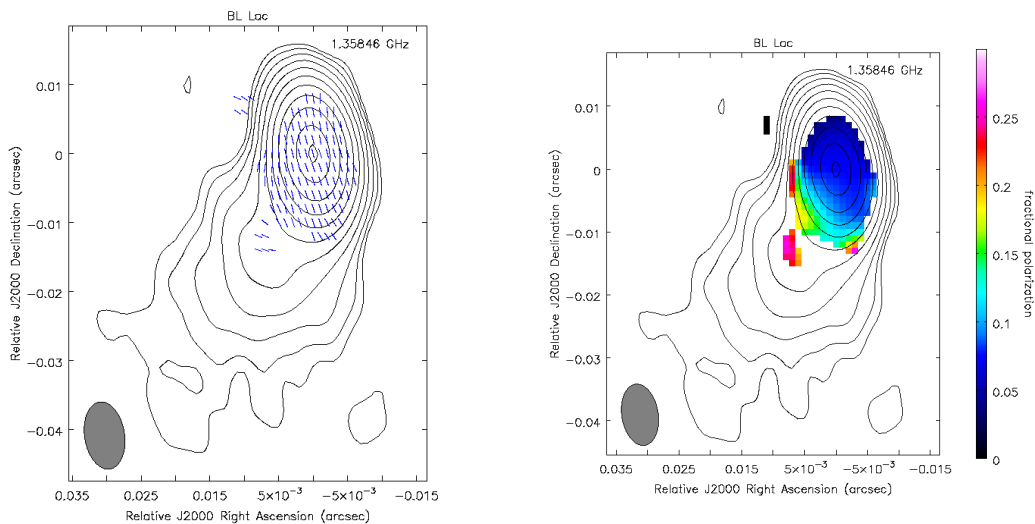


Figura 4.12: BL Lac - Painel esquerdo: EVPAs corrigidos pelo efeito da rotação Faraday integrada devido a Galáxia. Painel direito: grau de polarização em 1358 MHz. Os valores do grau de polarização estão indicados pela barra de cor vertical. Em todos os painéis os contornos representam o mapa de intensidade total da fonte em 1358 MHz, e a elipse cinza no canto inferior esquerdo de cada mapa representa o feixe. (Motter e Gabuzda, 2017)

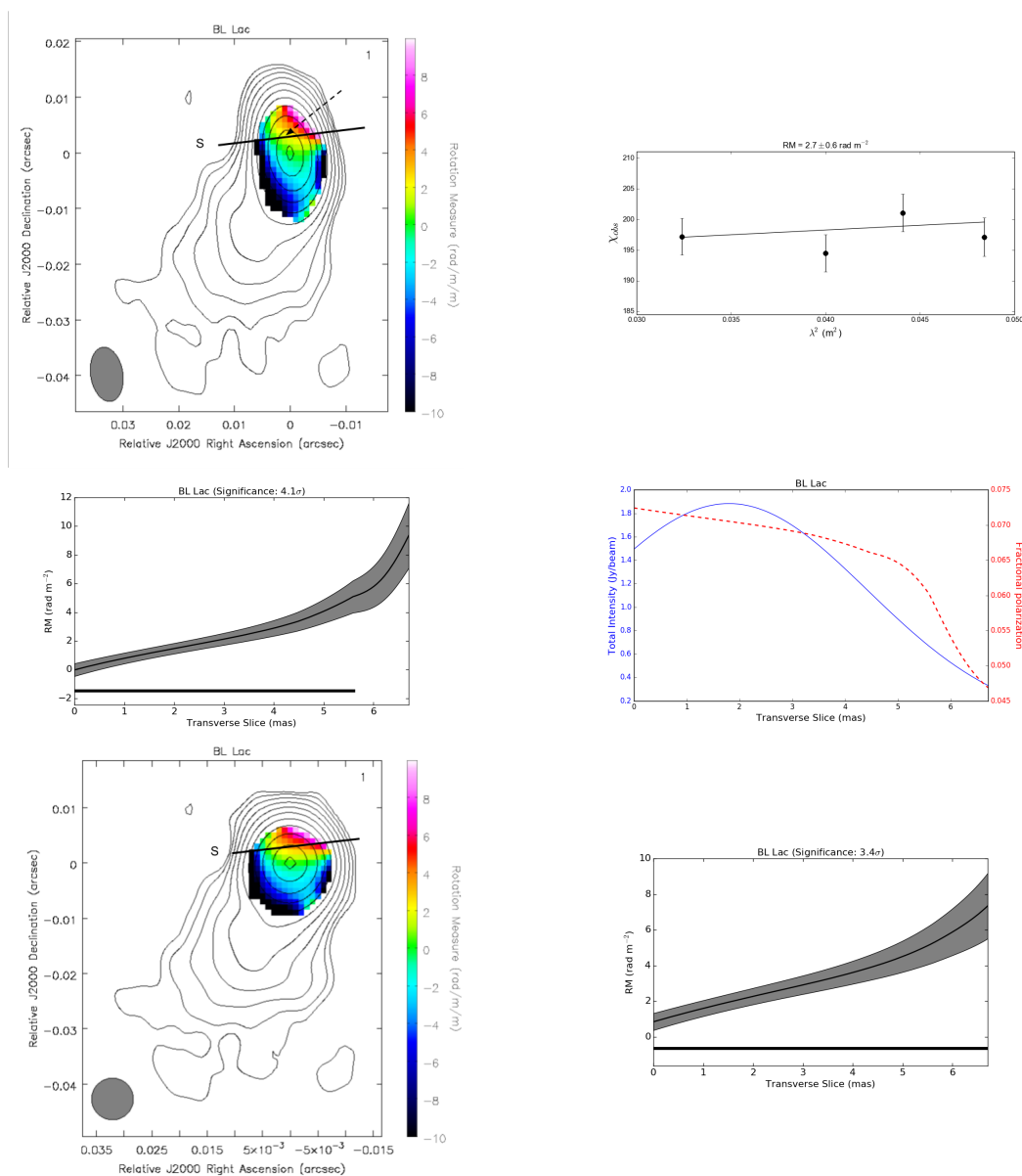


Figura 4.13: Distribuição das RMs para BL Lac sobreposta ao mapa de intensidade total em 1358 MHz para o feixe elíptico (superior-esquerdo) e circular (inferior-esquerdo), e um perfil transversal na região onde um gradiente de RMs é visível, identificado pela linha sólida sobre o mapa das RMs (painel central esquerdo). Os valores das RMs estão indicados pelas barras de cor verticais. Os pixels foram mascarados se a incerteza das RMs excedesse 5 rad m^{-2} . A linha sólida horizontal que acompanha o perfil transversal das RMs indica o tamanho do feixe projetado na direção do perfil. Um exemplo de um ajuste de χ_{obs} vs. λ^2 na região do perfil transversal é mostrado no painel superior direito. A localização do pixel está indicada pela seta no mapa das RMs. Perfis da intensidade total (linha sólida) e grau de polarização (linha tracejada) no mesmo local do gradiente transversal das RMs são mostrados no painel central direito.

4.3.6 3C 454.3

O jato de 3C 454.3 se estende na direção noroeste nas observações em 1358 MHz, num ângulo de posição de aproximadamente -55° . Nas escalas mapeadas pelas observações em 15 GHz (Fig. 4.2d), o jato de 3C 454.3 inicialmente se estende para a direção oeste e depois se curva para a direção noroeste para ocupar o mesmo ângulo de posição visto em nossas observações.

Os EVPAs corrigidos pela rotação Faraday integrada são predominantemente transversais à direção local do jato (Fig. 4.14). O grau de polarização varia de 2-8% no *core* e chega a 70% no jato.

O mapa das RMs (Fig. 4.15) mostra gradientes monotônicos transversais de RMs em distâncias que variam de 10-35 msa do *core*. Apresentamos na Figura 4.15 dois exemplos de perfis transversais de RMs. O primeiro está localizado a aproximadamente 15 msa do *core* e tem significância estatística igual a 3.9σ , o segundo está a uma distância de 25 msa do *core* e tem significância estatística igual a 2.3σ . Os gradientes continuam visíveis no mapa de RMs construído com o feixe circular de área equivalente (Fig. 4.16), e suas significâncias estatísticas são iguais a 5.7σ e 3.2σ , respectivamente. Ambos os gradientes possuem a mesma direção. Os valores das RMs são apreciavelmente maiores no *core* e não apresentam mudança de sinal ao longo do jato. Ambos os perfis transversais do grau de polarização são assimétricos, e os valores são maiores nas regiões em que as RMs são menores.

Os EVPAs corrigidos pela rotação Faraday integrada e local são predominantemente transversais à direção local do jato (Fig. 4.17, painel inferior direito), indicando um campo magnético predominantemente longitudinal associado ao jato desta fonte. Resultados semelhantes foram obtidos por Zamaninasab et al. (2013) com base em observações de VLBI na faixa de 5-86 GHz.

4.4 Discussão

4.4.1 Confiabilidade da detecção de gradientes transversais nas medidas de rotação Faraday

Uma questão sensível amplamente discutida na literatura, e que concerne a confiabilidade da detecção de gradientes transversais nas medidas de rotação Faraday é a extensão

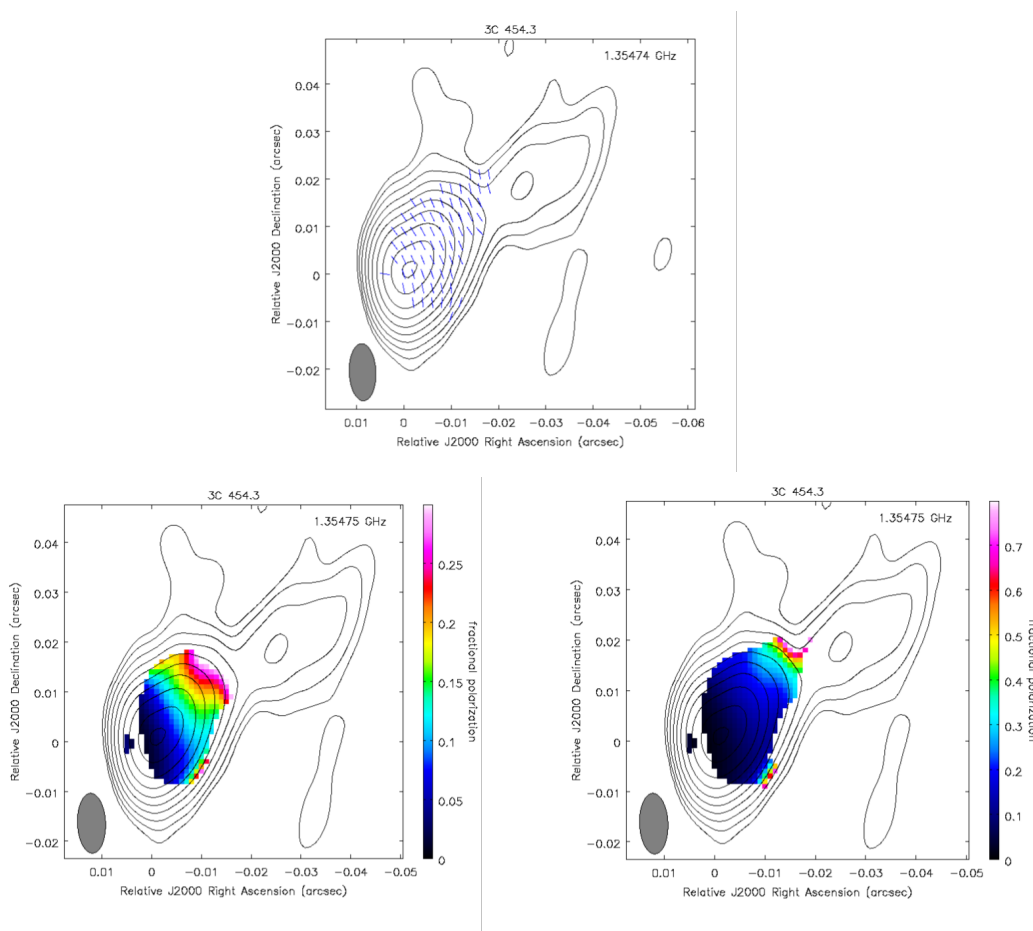


Figura 4.14: 3C 454.3 - Painel superior: EVPAs corrigidos pelo efeito da rotação Faraday integrada devido a Galáxia. Painel inferior: grau de polarização em 1358 MHz. Os valores do grau de polarização estão indicados pelas barras de cor verticais. Em todos os painéis os contornos representam o mapa de intensidade total da fonte em 1358 MHz, e a elipse cinza no canto inferior esquerdo de cada mapa representa o feixe. (Motter e Gabuzda, 2017)

destes gradientes comparada ao tamanho dos feixes característicos dos experimentos observacionais (Zavala e Taylor, 2003, 2004). Porém os resultados de Hovatta et al. (2012), Algaba (2013), Mahmud et al. (2013) e Murphy e Gabuzda (2013) mostraram que não é necessário impor rigorosos limites aos tamanhos dos gradientes de RMs para que ele sejam considerados detecções robustas, mas que os critérios chave devem ser a monotonicidade e significância estatística dos gradientes.

Os trabalhos realizados por Mahmud et al. (2013) e Murphy e Gabuzda (2013) usando simulações de dados de VLBA nos intervalos de 2-6 cm e 18-22 cm, respectivamente, para fontes em diferentes declinações com jatos de diferentes tamanhos e com gradientes transversais de RMs de distintas magnitudes convoluídos com feixes de diversos tamanhos,

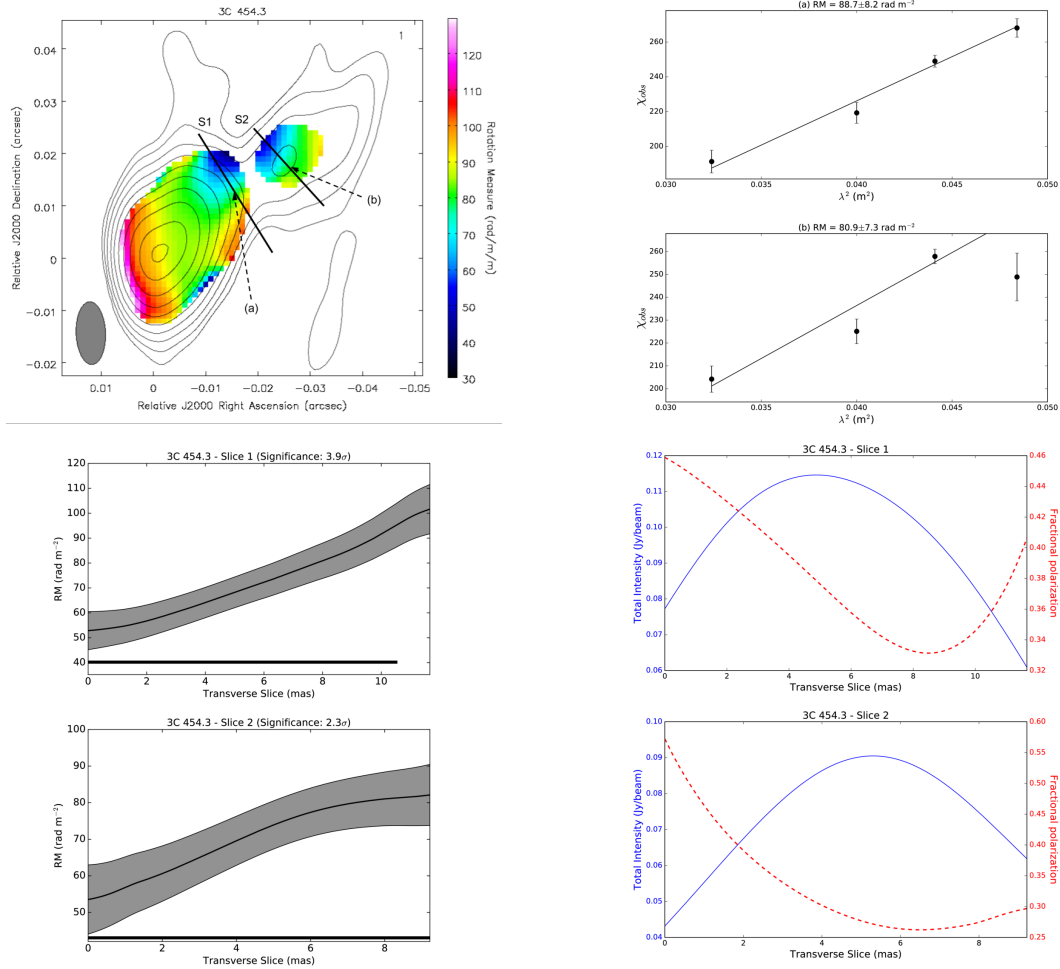


Figura 4.15: Distribuição das RMs para 3C 454.3 sobreposta ao mapa de intensidade total em 1358 MHz para o feixe elíptico (superior-esquerdo), e perfis transversais em regiões onde gradientes de RMs são visíveis, identificados pelas linhas sólidas sobre o mapa das RMs (painéis inferiores direitos). Os valores das RMs estão indicados pela barra de cor vertical. Os pixels foram mascarados se a incerteza das RMs excedesse 10 rad m^{-2} . As linhas sólidas horizontais que acompanham os perfis transversais das RMs indicam o tamanho do feixe projetado na direção do perfil. Exemplos de ajustes de χ_{obs} vs. λ^2 nas regiões dos perfis transversais são mostrados no painéis superiores direitos. As localizações dos pixels estão indicadas pelas setas no mapa das RMs. Perfis da intensidade total (linha sólida) e grau de polarização (linha tracejada) no mesmo local dos gradientes transversais das RMs são mostrados nos painéis inferiores direitos.

mostraram que, em condições realistas de ruído e cobertura do plano (u, v) , os gradientes transversais de RMs podem continuar visíveis mesmo em jatos intrinsecamente muito menores que o tamanho do feixe, e que observacionalmente têm tamanhos comparáveis ao do feixe. Murphy e Gabuzda (2013) mostraram que a ocorrência de gradientes espúrios de RMs com significâncias estatísticas iguais a 3σ e 2σ e que sejam pelo menos duas vezes maiores que o feixe, em simulações de Monte Carlo de mapas de RMs ocorre em menos

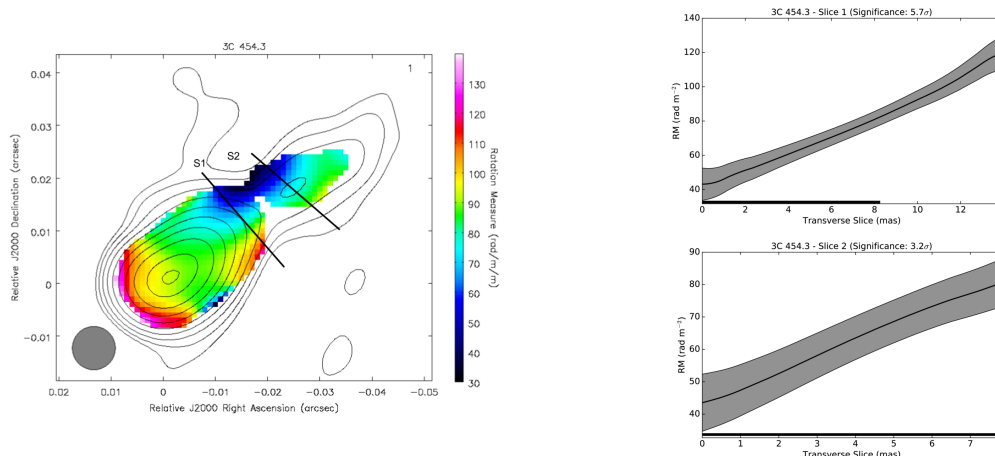


Figura 4.16: Distribuição das RMs para 3C 454.3 sobreposta ao mapa de intensidade total em 1358 MHz para o feixe circular de área equivalente ao feixe elíptico intrínseco (painel esquerdo). Os perfis transversais das RMs apresentandos estão na mesma direção daqueles obtidos para o mapa construído a partir do feixe elíptico.

de 1% de todos os casos, mesmo para jatos muito mais estreitos que o feixe. Deste modo, considerando os resultados apresentados na Tabela 4.5, os gradientes encontrados nos jatos de PKS 1510-089, 3C 345, BL Lac e 3C 454.3 podem ser considerados detecções robustas, enquanto que o gradiente presente no jato de OJ 287 é apenas uma tentativa.

4.4.2 Geometria do campo magnético em jatos de AGNs a partir da detecção de gradientes transversais de medidas de rotação Faraday

Estudos de rotação Faraday são uma ferramenta importante para a compreensão da estrutura de campos magnéticos em jatos de AGNs, já que as RMs dependem da densidade de elétrons do plasma na região de rotação Faraday e da componente do campo magnético na linha de visada. Na presença de campos magnéticos toroidais ou helicoidais, é esperada a ocorrência de gradientes transversais de RMs ao longo do jato devido à mudança sistemática da componente do campo magnético na linha de visada. Em um primeiro momento, gradientes na densidade de elétrons poderiam ser responsáveis pela ocorrência dos gradientes. Porém, isso não explica a detecção de gradientes transversais monotônicos que apresentam mudança de sinal das RMs.

Detectamos mudança de sinal nas RMs dos gradientes robustos detectados nos jatos de PKS 1510-089, 3C 345 e BL Lac, e no jato de OJ 287, embora este gradiente não seja considerado uma detecção firme, indicando a presença de componentes toroidais do

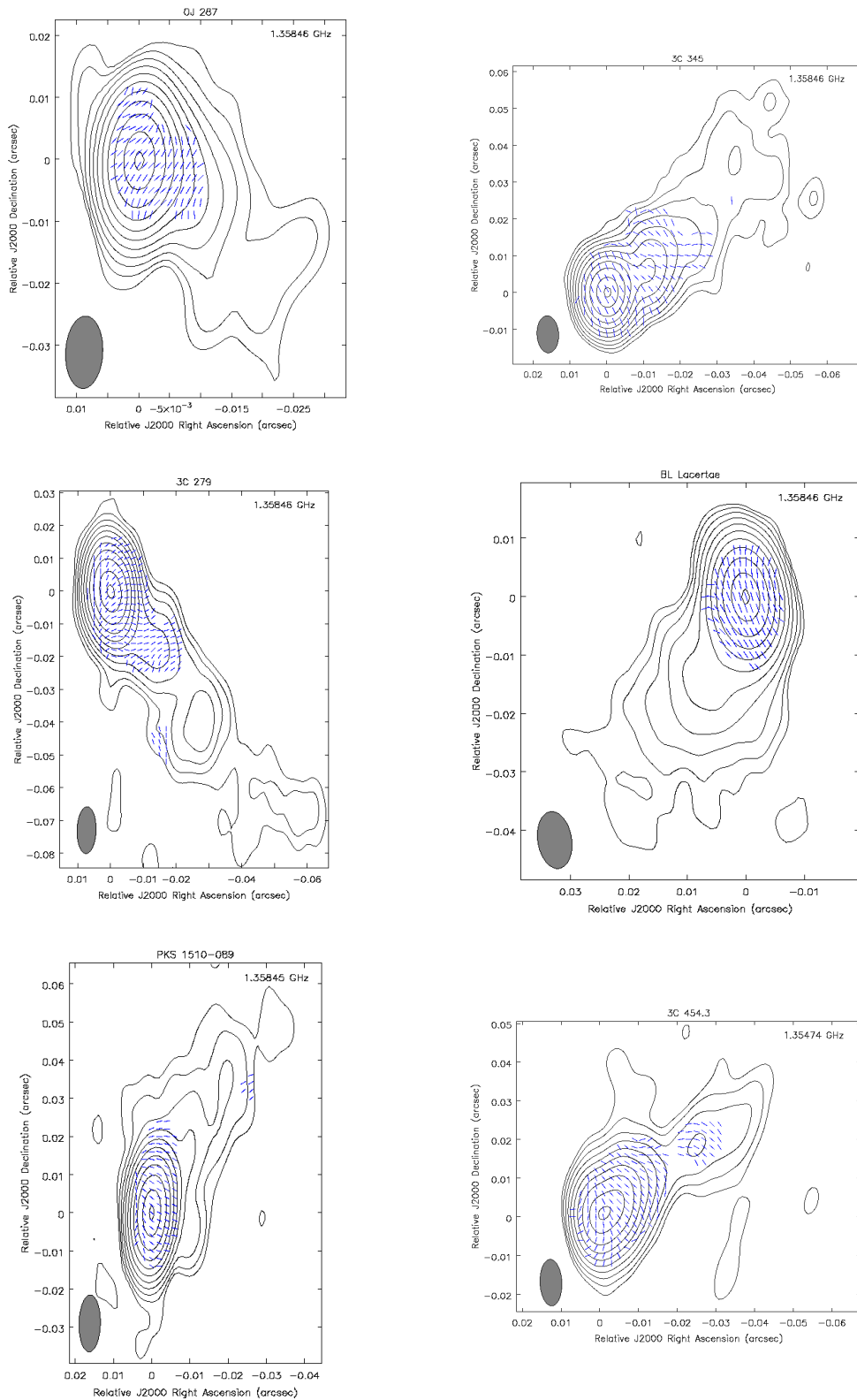


Figura 4.17: EVPAs corrigidos pelos efeitos de rotação Faraday integrada e local, sobrepostos ao mapa de intensidade total da fonte em 1358 MHz. A elipse cinza no canto inferior esquerdo do mapa representa o feixe. (Motter e Gabuzda, 2017).

campo magnético que podem estar associadas à campos magnéticos helicoidais. No caso de BL Lac, evidências observacionais que favorecem este cenário foram recentemente apresentadas por Gómez et al. (2016). A Figura 4.18 mostra os resultados obtidos por Gómez et al. (2016) a partir de observações de VLBI em 15, 22 e 43 GHz. As RMs na região do *core*, delimitada pela elipse azul sobreposta à distribuição das RMs, mostram uma simetria em torno do centróide do *core* observado em 15 GHz e um gradiente de valores das RMs a partir da direção norte em sentido anti-horário. Os maiores valores para as RMs estão na região nordeste em relação ao centróide, e valores menores de RMs são obtidos à medida que o ângulo de posição em relação ao centróide cresce. Este mesmo comportamento é visto em nosso mapa das RMs apresentado na Figura 4.13. Gómez et al. (2016) interpretaram estes resultados como sendo consequentes da presença de campos magnéticos helicoidais na região do *core* de BL Lac.

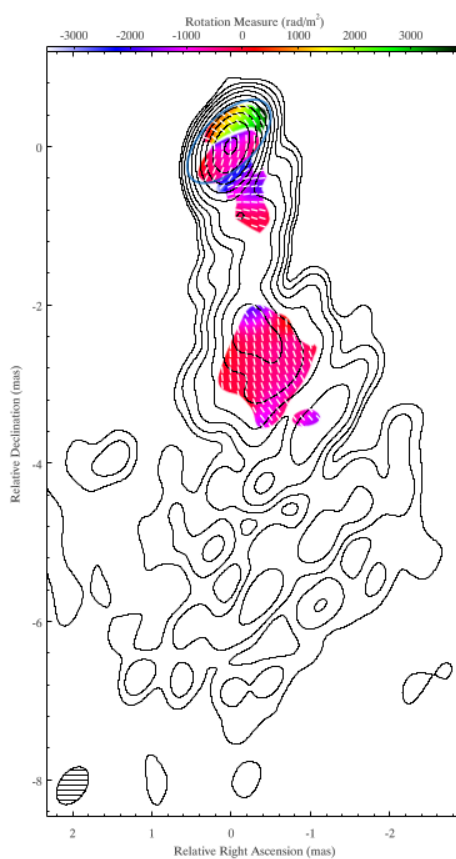


Figura 4.18: Distribuição das RMs do jato de BL Lac obtida por Gómez et al. (2016) usando observações em 15, 22 e 43 GHz. Os contornos mostram o mapa de intensidade total em 15 GHz e o tracejado mostra os EVPAs corrigidos pela rotação Faraday local. A elipse azul sobreposta ao mapa delimita a região do *core*.

É importante notar que a não detecção de mudança de sinal ao longo de um perfil transversal de RMs não exclui a possibilidade de que o gradiente seja uma consequência da presença de um campo magnético helicoidal, uma vez que algumas combinações de ângulos de abertura da hélice (ângulos ϕ entre \vec{B} e a velocidade da partícula) e ângulos em relação à linha de visada impedem a observação da mudança de sinal das RMs ao longo do jato. Este pode ser o caso de 3C 454.3, em que detectamos somente valores positivos para as RMs. Além disso, Zamaninasab et al. (2013) apresentaram evidências para a ação de um campo magnético helicoidal em larga escala no jato de 3C 454.3.

A Figura 4.19 (figura 14 de Zamaninasab et al. 2013) mostra as distribuições de valores das RMs, intensidade total, grau de polarização linear e EVPAs observados em função do ângulo polar medido no sentido anti-horário a partir da direção norte para duas épocas de observação; 19/05/2005 (painel esquerdo) e 22/09/2009 (painel direito). As RMs foram derivadas a partir de observações em 8, 15 e 22 GHz em 19/05/2005, e em 8, 15 e 24 GHz em 22/09/2009. Os resultados de Zamaninasab et al. (2013) mostram um gradiente de valores decrescentes de RMs na direção norte-sul, e os maiores valores de intensidade total e grau de polarização estão localizados nos pixels mais ao sul. Sobrepostas às distribuições estão predições baseadas em um modelo de jato permeado por um campo magnético helicoidal (linhas sólidas) e predições considerando um modelo de choque simples (linhas tracejadas) em que as direções de propagação do choque e do fluxo relativístico estão alinhadas em todas as partes do fluxo. As análises de Zamaninasab et al. (2013) mostram consistência entre as assimetrias observadas nas distribuições dos valores de intensidade total, RMs e grau de polarização linear ao longo do jato de 3C 454.3 e as assimetrias previstas por modelos de jatos de AGNs associados à campos magnéticos helicoidais, favorecendo este cenário.

Além da mudança de sinal ao longo dos perfis transversais de RMs no jato de PKS 1510-089, notamos a reversão do gradiente na região do jato. Reversões similares foram reportadas na literatura para vários AGNs. Essas mudanças ocorrem tanto à medida que a distância ao longo do jato em relação ao *core* aumenta (e.g.: Mahmud et al. 2013, Gabuzda et al. 2014b) quanto com o tempo, como é o caso do BL Lac 1803+784 (Mahmud et al., 2009). Estas reversões, bem como a observada neste trabalho no jato de PKS 1510-089, podem ser explicadas por modelos do tipo ‘torre magnética’ (*magnetic-tower-type models*, Lynden-Bell 1996), ou por uma estrutura aninhada do campo magnético helicoidal com-

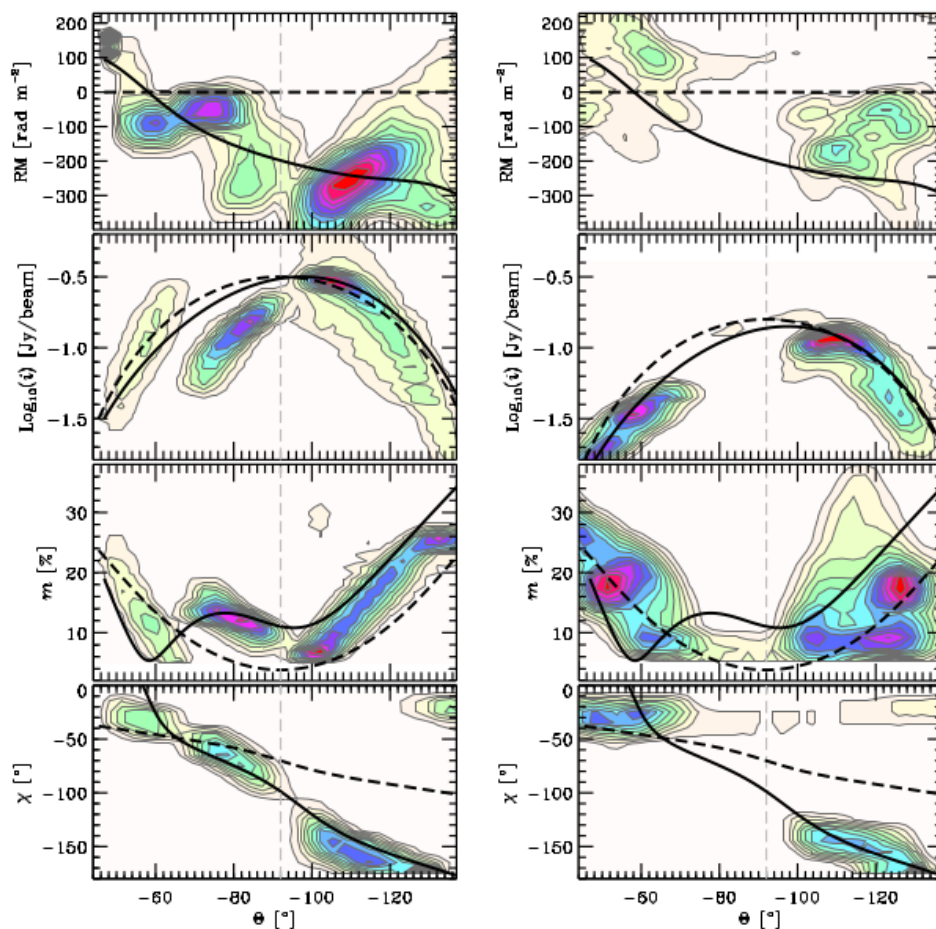


Figura 4.19: Lado esquerdo: em todos os painéis as escalas de cor e contornos representam a densidade de pixels com valores particulares de RMs, intensidade total, grau de polarização linear e EVPAs observados em função do ângulo polar medido no sentido anti-horário a partir da direção norte. Intensidade total, grau de polarização linear e EVPAs observados são derivados das observações em 15 GHz obtidas em 19/05/2005. Sobrepostas às distribuições estão previsões baseadas em um modelo de jato permeado por um campo magnético helicoidal (linhas sólidas) e previsões considerando um modelo de choque simples (linhas tracejadas). Lado direito: igual ao lado esquerdo, mas para as observações obtidas em 22/09/2009 (Zamaninasab et al., 2013).

posta por uma hélice interna próxima ao eixo do jato e outra hélice externa mais afastada, ambas ancoradas no disco de acreção (Figura 4.21). Neste cenário, as duas componentes azimutais do campo magnético têm direções contrárias devido à rotação diferencial do disco, e a direção observada do gradiente transversal de RMs depende da dominância de uma componente sobre a outra.

4.4.3 Distribuição dos EVPAs observados e orientação do campo magnético

As distribuições dos EVPAs corrigidos somente pela rotação Faraday integrada e, também, pela rotação Faraday local das fontes estudadas neste trabalho são bastante similares como era de se esperar, indicando confiabilidade das medidas de rotação Faraday locais derivadas. A única exceção é a região do *core* de 3C 279, onde algumas das RMs estimadas, especialmente nas extremidades do *core*, podem não ser confiáveis.

As distribuições dos EVPAs corrigidos pela rotação Faraday local indicam que o campo magnético é predominantemente longitudinal dos jatos de OJ 287, 3C 279, PKS 1510-089, 3C 345 e 3C 454.3, e predominantemente transversal no jato de BL Lac. A predominância da componente longitudinal ou transversal do campo magnético pode ser uma manifestação de campos magnéticos helicoidais com ângulos de abertura da hélice menores ou maiores, respectivamente (Pushkarev et al., 2005).

4.4.4 Gradientes de medidas de rotação Faraday detectados na região do core

O *core* compacto visto nas imagens de VLBI é frequentemente associado à região de transição entre os regimes opticamente espesso e fino. Porém, devido à falta de resolução, especialmente em frequências menores, o *core* é, na verdade, uma mistura da base do jato (teoricamente opticamente espessa) com regiões opticamente finas, tal que as propriedades observadas da polarização do *core* devem ser dominadas pela emissão dessas regiões opticamente finas. Essas regiões possuem menores intensidades totais e maiores níveis de polarização linear. Deste modo, os ângulos de polarização observados no *core* são geralmente ortogonais à direção local do campo magnético, conforme o esperado para regiões predominantemente opticamente finas.

Como a polarização observada do *core* é dominada pela contribuição de regiões opticamente finas, isso pode dar origem a gradientes transversais de RMs ao longo do *core*. Broderick e McKinney (2010) realizaram simulações relativísticas magnetohidrodinâmicas tridimensionais da formação de jatos de AGNs em escalas de parsecs dominados por campos magnéticos toroidais para construir mapas das RMs e, assim, fornecer um meio direto de comparar as quantidades simuladas com as observações.

Os resultados de Broderick e McKinney (2010) dão especial atenção aos efeitos causados pelo tamanho finito dos feixes observacionais nas RMs observadas, principalmente nas RMs

detectadas na região do *core* (ver Cap. 1, Seção 1.2.4). As simulações mostram que para estruturas transversais não resolvidas nos jatos, comportamentos não monotônicos nos perfis transversais das RMs podem surgir. Por outro lado, estes mesmos comportamentos não monotônicos podem ser suavizados pelo processo de convolução com os feixes típicos dos experimentos de VLBI, ao custo de detectar RMs com valores menores do que os valores intrínsecos e impedir a detecção de mudança de sinal das RMs ao longo dos gradientes. É importante ressaltar que nosso objetivo é simplesmente detectar a presença e direção dos gradientes transversais de RMs, não pretendemos determinar valores intrínsecos de RMs. Uma possível manifestação de que as RMs observadas na região do *core* estariam associadas à regiões opticamente espessas seriam desvios da dependência linear esperada dos ajustes de χ_{obs} vs. λ^2 , o que não é visto em nossos resultados. Além disso, os graus de polarização observadas no *core* das fontes estudadas, $\simeq 2 - 8\%$, corroboram a idéia de que a polarização observada no *core* é dominada pela contribuição de regiões opticamente finas.

Detectamos gradientes transversais de RMs monotônicos nos *cores* de PKS 1510-089 e BL Lac com significâncias estatísticas maiores que 3σ . Estes resultados podem ser interpretados em termos da presença de campos magnéticos helicoidais associados aos jatos destes AGNs em escalas menores daquelas amostradas pelas nossas observações. No caso de PKS 1510-089, 3C 345 e 3C 454.3, detectamos ainda gradientes transversais de RMs em regiões dos jatos destes AGNs que são claramente dominadas por emissão opticamente fina.

4.4.5 Direção no plano do céu dos gradientes transversais de medidas de rotação Faraday

É possível descrever o sentido de um gradiente transversal de RMs no plano do céu como sendo horário (CW) ou anti-horário (CCW) em relação à direção do jato. Se imaginarmos que a base do jato, localizada além do *core* estacionário nas imagens de VLBI, é o centro de um relógio, a direção de um gradiente de RMs pode estar no sentido CW ou CCW. A Figura 4.20 mostra a relação entre a direção da componente azimutal de um campo magnético helicoidal, a direção do gradiente transversal de RMs (CW ou CCW) e a direção da corrente resultante ao longo do eixo do jato.

A direção da componente toroidal de um campo magnético helicoidal associado ao jato de um AGN deveria ser determinada pela direção de rotação do buraco negro central e

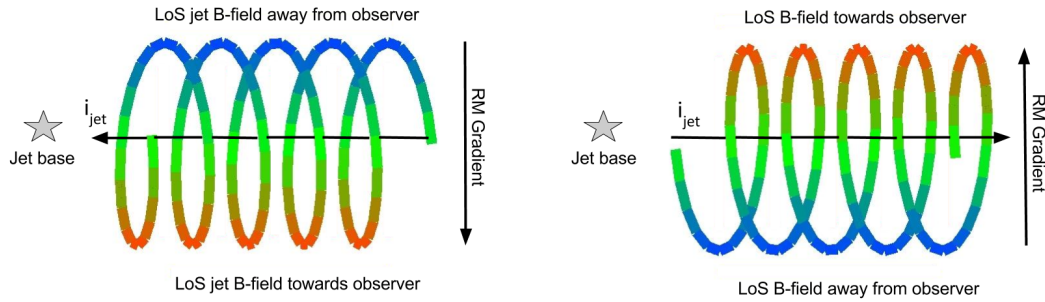


Figura 4.20: Em ambos os painéis, \mathbf{i}_{jet} corresponde a corrente no jato, e a seta horizontal mostra sua direção ao longo do jato. LoS denota linha de visada (*line-of-sight*). A seta vertical ao lado de cada painel indica o sentido crescente de valores das RMs. Painel esquerdo: um gradiente no sentido horário (CW) no plano do céu, o qual implica numa corrente direcionada para dentro ao longo do eixo do jato. Painel direito: um gradiente no sentido anti-horário (CCW) no plano do céu, o qual implica numa corrente direcionada para fora ao longo do eixo do jato (Motter e Gabuzda, 2016).

do disco de acreção, bem como pela direção do campo poloidal inicial acoplado ao disco. Neste contexto, seria intuitivo imaginar que essas direções deveriam ser aleatórias, e que conseqüentemente, a direção de gradientes transversais de RMs no plano do céu, CW ou CCW em relação à base do jato, também deveria ser aleatória. Entretanto, esta idéia pode estar incorreta. Por exemplo, a presença de uma componente toroidal do campo magnético implica na presença de uma corrente axial no jato. Pode-se imaginar que a direção desta corrente, para dentro ou para fora ao longo do eixo do jato, pode não ser aleatória devido à diversos processos físicos relacionados com os processos de formação e aceleração do jato, bem como devido à sua composição. No caso da existência de uma direção preferencial para estas correntes, isso significaria que há, também, uma direção preferencial para a componente azimutal (toroidal) do campo magnético, o que, por sua vez, implicaria numa direção preferencial para os gradientes transversais de RMs no plano do céu.

Contopoulos et al. (2009) afirmam ter detectado uma preferência para a ocorrência de gradientes CW em escalas de parsecs, baseado em mapas de RMs publicados na literatura. Porém a análise apresentada por eles estava sujeita à incertezas devido ao desconhecimento existente até então de como derivar de forma mais robusta as significâncias estatísticas dos gradientes transversais de RMs. Esta dificuldade tem sido contornada em estudos recentes que consideram a abordagem proposta por Hovatta et al. (2012) para estimar as incertezas dos valores das RMs e significâncias estatísticas dos gradientes transversais de RMs (Gabuzda et al. 2014b, Gabuzda et al. 2015a).

Recentemente, baseado em mapas de RMs cobrindo escalas pouco maiores que 20 pc, Christodoulou et al. (2016) apresentaram evidências para uma preferência por gradientes CCW nestas escalas. Eles afirmam que estes resultados e aqueles encontrados por Contopoulos et al. (2009) podem ser compreendidos em termos de um sistema auto-consistente de campos e correntes composto por uma corrente direcionada para dentro ao longo do eixo do jato envolvida por duas regiões de campos helicoidais (interna e externa) com direções opostas para suas componentes azimutais, como pode ser visto na Figura 4.21, e separadas por uma camada com uma corrente direcionada para fora em relação à base do jato. Este sistema de campos e correntes, inicialmente proposto por Contopoulos et al. (2009), seria resultado de um mecanismo por eles denominado de Bateria Cósmica.

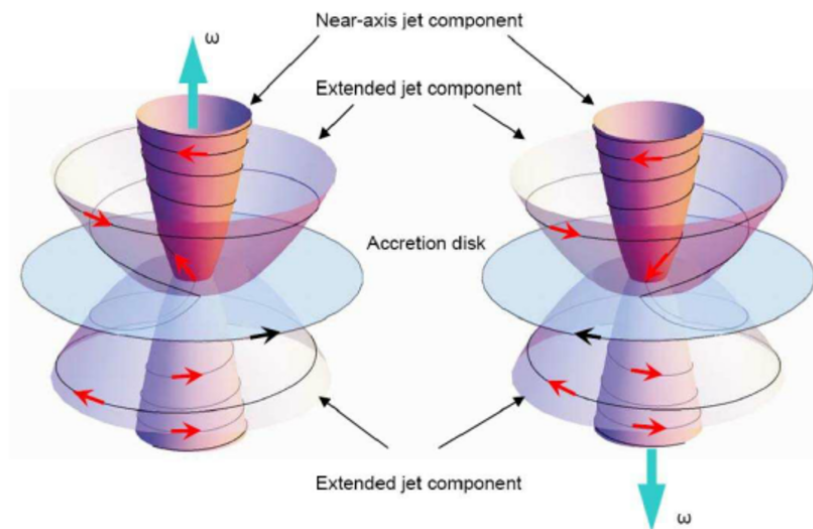


Figura 4.21: Direção das componentes azimutais de um campo magnético aninhado em jatos de AGNs (linhas pretas com setas vermelhas). A direção de rotação do disco de acreção está indicada pelas setas pretas no disco e o vetor velocidade angular correspondente está indicado pelas setas azuis. O observador está localizado no hemisfério norte do disco no painel esquerdo e no hemisfério sul no painel direito. Figura de Contopoulos et al. (2009).

A essência do mecanismo de Bateria Cósmica (BC) descrita por Contopoulos et al. (2009) é a ação de uma força de arraste sobre as partículas em rotação com o disco de acreção que é inversamente proporcional à massa da partícula, resultando em uma diferença nas desacelerações experienciadas por prótons e elétrons. Como os elétrons são desacelerados mais eficientemente, isso gera uma corrente líquida no disco na mesma direção de sua rotação. Esta corrente, por sua vez, dá origem à linhas de campo magnético poloidais ancoradas nas regiões interna e externas do disco e que são arrastadas e distorcidas na direção

azimutal devido à rotação diferencial do disco. À medida que ocorre o relaxamento desta distorção na direção vertical, as linhas de campo se abrem e se separam em uma hélice interna próxima ao eixo de simetria do disco e uma hélice externa associada às regiões mais afastadas como mostra a Figura 4.21. A componente toroidal da hélice interna tem direção oposta à de rotação do disco no hemisfério norte do disco, e tem direção igual à de rotação do disco no hemisfério sul. O oposto é válido para a componente azimutal da hélice externa. Isto revela uma característica única do mecanismo de BC: ao inverter o observador de hemisfério ou a direção de rotação do disco, a direção da componente toroidal do campo magnético no plano do céu permanece a mesma. No contexto de estudos de rotação Faraday, isto implica que os gradientes transversais de RMs devido à região interna de um campo magnético helicoidal devem ser gradientes CW no plano do céu, enquanto que os gradientes de RMs devido à hélice externa devem ser CCW em relação à origem do jato.

Como já foi mencionado, a direção observada de um gradiente transversal de RMs será determinada por qual destas regiões de campos helicoidais é dominante, o que depende de fatores como o decaimento da densidade de partículas e intensidade do campo magnético ao longo do jato, além do ângulo do jato em relação à linha de visada. Se os campos helicoidais interno ou externo tendem a dominar as RMs observadas, isto deve resultar em um excesso de gradientes transversais de RMs CW e CCW no plano do céu, respectivamente.

As escalas amostradas pelas nossas observações ocupam, aproximadamente, a transição entre as escalas amostradas por Contopoulos et al. (2009) e Christodoulou et al. (2016), tornando-as interessantes para verificar se há preferência para a direção dos gradientes transversais de RMs detectados em nosso trabalho. Listamos na quarta coluna da Tabela 4.5 a direção no plano do céu dos gradientes transversais observados. Quatro deles são gradientes CW no céu, implicando em correntes direcionadas para dentro ao longo do eixo do jato, e três são gradientes CCW, implicando em correntes direcionadas para fora. Dado o pequeno número de fontes estudadas em nosso trabalho, não há evidências para uma direção preferencial para os gradientes transversais de RMs observados, e, conseqüentemente, para as correntes fluindo ao longo dos jatos. Deste modo, mapas de RMs obtidos a partir de observações na faixa de 18-22 cm para mais fontes são necessários antes que alguma relação entre estes resultados e a viabilidade do modelo proposto por Contopoulos et al. (2009) e Christodoulou et al. (2016) possa ser discutida.

4.5 Conclusões e Perspectivas I

Apresentamos mapas da polarização linear, grau de polarização e rotação Faraday para seis AGNs construídos usando dados de VLBA em quatro comprimentos de onda na faixa de 18-22 cm. Nossos resultados mostram que as estruturas polarizadas dos objetos corrigidas pelo efeito de rotação Faraday local são consistentes com aquelas observadas nas escalas menores amostradas pelas observações em 2 cm do projeto MOJAVE. O grau de polarização é de 2-8% nos *cores* dos seis AGNs, e chega a dezenas de por cento em seus jatos.

Detectamos gradientes transversais de RMs monotônicos e estatisticamente significantes em quatro das seis fontes estudadas. Estes gradientes estão localizados nos *cores* de PKS 1510-089 e BL Lac, no jato de 3C 345 e numa região extensa ao longo do jato de 3C 454.3. Detectamos também uma tentativa de gradiente transversal de RMs no *core* de OJ 287. Estes gradientes indicam a presença de campos magnéticos toroidais, os quais podem ser uma componente de campos magnéticos helicoidais associados com esses jatos.

A detecção de mudança de sinal nos valores das RMs nos jatos de OJ 287, PKS 1510-089, 3C 345 e BL Lac fornecem fortes evidências para a presença de campos magnéticos helicoidais, uma vez que gradientes na densidade de elétrons não causariam este efeito. Porém, ressaltamos que a não detecção de mudança de sinal nos valores das RMs no jato de 3C 454.3 não exclui a possibilidade de que o jato esteja associado com campos magnéticos helicoidais. Outras evidências observacionais para a presença de um campo magnético helicoidal em grande escala no jato de 3C 454.3 foi apresentada por Zamaninasab et al. (2013).

Consideráveis assimetrias são vistas nos perfis transversais do grau de polarização obtidos nas mesmas regiões dos gradientes transversais de RMs. Os graus de polarização nos jatos de PKS 1510-089, BL Lac e 3C 454.3 são maiores nas regiões do jato em que os valores das RMs são menores, como é de se esperar no caso da ação de campos magnéticos helicoidais, uma vez que as RMs têm valores máximos onde a componente do campo magnético na linha de visada é máxima, enquanto que o grau de polarização é máximo quando a componente do campo magnético no plano do céu é máxima. Este mesmo comportamento foi observado na fonte Mrk 501 por Murphy et al. (2013). No caso de PKS 1510-089, uma reversão na direção do gradiente transversal de RMs é acompanhada por uma reversão no

perfil transversal do grau de polarização. O grau de polarização no jato de 3C 345 cresce na direção das bordas do jato de maneira consistente com a presença de campos magnéticos helicoidais.

Os perfis transversais de intensidade total são muito mais simétricos do que o esperado com base nos perfis do grau de polarização correspondentes. O mesmo foi observado em Mrk 501 por Murphy et al. (2013), cujos perfis transversais de polarização foram bem ajustados a partir de um modelo de jato associado a um campo magnético helicoidal. Futuras análises dos perfis transversais do grau de polarização das fontes estudadas e suas assimetrias serão objetos de outro trabalho. Pretendemos verificar se as assimetrias observadas são consistentes com o que se espera pela ação de campos magnéticos helicoidais e compreender a origem das discrepâncias entre a simetria observada nos perfis de intensidade total e as assimetrias detectadas nos perfis transversais do grau de polarização.

Futuros trabalhos envolvem a análise de um novo conjunto de observações destas e de outras fontes usando o VLBA no intervalo de frequências entre 1.4-5 GHz. Com estas novas observações será possível identificar mudanças nas características dos gradientes transversais de RMs, se presentes, em relação aos resultados obtidos com as observações de 2010. Dentre estas mudanças destacam-se as reversões da direção dos gradientes transversais de RMs tanto à medida que a distância ao longo do jato aumenta quanto com o tempo, como no caso do BL Lac 1803+784 (Mahmud et al., 2009).

Outra área de estudo relacionada com este trabalho envolve a busca por evidências de perturbações helicoidais nos jatos causadas pela própria geometria helicoidal do campo magnético. Estas perturbações devem imprimir deformações no jato. Neste contexto, é importante investigar meios de distinguir estas deformações de outras deformações similares que podem ser causadas pela precessão da base do jato.

Nossos resultados não fornecem evidências para uma direção preferencial para os gradientes transversais de RMs no plano do céu, ou seja, para uma direção preferencial das correntes ao longo dos jatos. Ressaltamos a importância de se conduzir mais estudos neste intervalo de comprimentos de onda, considerando as escalas intermediárias por ele amostradas, para fornecer vínculos entre o que é observado nas escalas de parsecs e kiloparsecs, além de fornecer novas evidências observacionais para serem confrontadas com modelos teóricos de formação de jatos em AGNs.

Revisitando o cenário cinemático do jato em escalas de parsecs do quasar 3C 279

Neste capítulo apresentaremos o estudo da cinemática do jato em escalas de parsecs do quasar 3C 279 realizado a partir da análise de imagens obtidas com o VLBA em 15 GHz e que foram modeladas utilizando o método Cross-entropy conforme descrito no Capítulo 3. Primeiro, apresentaremos uma revisão bibliográfica sobre o quasar 3C 279. Nossos resultados, discussões e conclusões são apresentados a partir da Seção 5.2.

5.1 O quasar 3C 279 - Revisão bibliográfica

O quasar 3C 279 pertence a classe dos blazares e integra a subclasse dos OVV's (Pica et al., 1988) além de ser uma das fontes mais brilhantes no céu na faixa do rádio. Um estudo sobre a galáxia hospedeira de 3C 279 foi realizado por Nilsson et al. (2009), e, de acordo com este trabalho, ela tem magnitude aparente na banda I igual a 18.4 ± 0.3 , raio efetivo estimado de 17 ± 7 kpc e magnitude absoluta igual a -23.8.

Emissão polarizada na faixa do ótico e rádio, variabilidade em diferentes bandas do espectro e intensa emissão em raios-X foram detectadas já durante os primeiros trabalhos sobre este objeto (e.g.: Epstein 1965; Hobbs et al. 1968; Aller 1970; Tananbaum et al. 1979). Este foi também o primeiro AGN de sua classe a ter sido detectado em raios- γ (Hartman et al., 1992). A detecção de *outbursts* em 3C 279 (e.g.: Webb et al. 1990) motivou a realização dos primeiros trabalhos observacionais multi-frequência sistemáticos com o intuito de revelar correlações entre a emissão em altas energias com as demais bandas do espectro (e.g.: Maraschi et al. 1994; Hartman et al. 1996; Grandi et al. 1996).

Chatterjee et al. (2008) conduziram uma campanha multi-frequência a partir de ob-

servações obtidas no período de 1996-2007 em raios-X, faixa ótica (banda R), rádio (15 GHz) e observações de VLBI em 43 GHz com o objetivo de caracterizar as curvas de luz e variabilidade nas diferentes bandas e detectar variações estruturais no jato de 3C 279. Reproduzimos os dados deste trabalho na Figura 5.1. Chatterjee et al. (2008) destacam a ocorrência de treze *flares* em raios-X e banda R dentro do período considerado. Além disso, em todas as bandas, variações de maior amplitude nas curvas de luz ocorrem em escalas de tempo maiores. O trabalho de Chatterjee et al. (2008) mostra também que *flares* no ótico e em raios-X estão correlacionados com aumento da emissão na região do *core* estacionário em 43 GHz devido à injeção de novas componentes superluminais.

Larionov et al. (2008) confirmaram a ejeção de novas componentes detectadas nos mapas em 43 GHz logo após a ocorrência de máximos na curva de luz em raios-X no período de 2006-2007. Eles destacaram também que cada uma destas ejeções foi coincidente com o início da rotação dos EVPAs na banda R e no *core* em 43 GHz, e que os níveis de polarização nesta região atingiram valores mínimos ($\leq 0.5\%$) durante este processo. A rotação dos EVPAs é discutida por Larionov et al. (2008) a luz do modelo proposto por Marscher et al. (2008) para explicar comportamento similar observado no blazar BL Lac associado a *flares* na banda R e em raios- γ . De acordo com este modelo puramente geométrico, ilustrado na Figura 5.2, antes de atingir a região opticamente espessa em ondas de rádio (*core*), uma onda de choque, ou componente, se propaga ao longo do jato seguindo uma trajetória espiral guiada por um campo magnético helicoidal, e conseqüentemente dando origem a rotação dos ângulos de polarização. O grau de polarização é baixo durante a rotação porque a simetria da componente toroidal do campo magnético helicoidal cancela parte da polarização linear integrada ao longo de toda a estrutura da componente. Ainda segundo este modelo, a estrutura helicoidal do campo magnético seria destruída por choques na região do *core*. Porém, estudos de polarização na faixa do rádio usando observações de VLBI têm apresentado evidências de que a estrutura helicoidal do campo magnético se mantém em escalas muito além da região do *core* (Cap. 1, Seção 1.2.3 e Cap. 4).

Para explicar as variações nos ângulos de polarização, alternativamente ao que foi sugerido por Marscher et al. (2008), Zhang, Chen e Böttcher (2014) propuseram um modelo considerando um tratamento completo da dinâmica de partículas e questões temporais relevantes ao transporte radiativo, sem a necessidade de recorrer a características assimétricas para a geometria do jato ou condições especiais para a propagação de choques. Neste

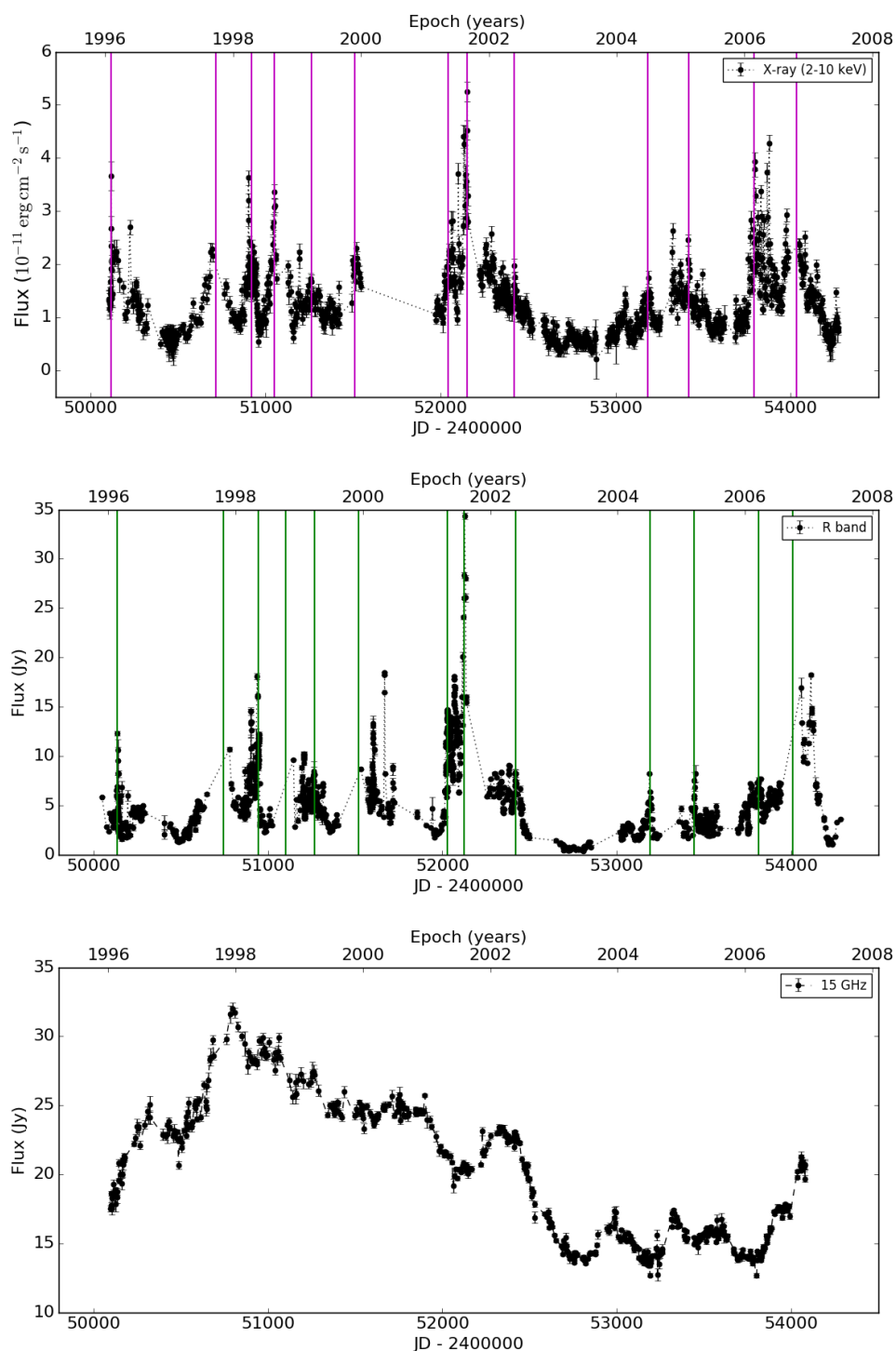


Figura 5.1: Curvas de luz de 3C 279 em raios-X, banda R e 15 GHz construídas a partir de observações obtidas no período de 1996-2007 e originalmente apresentadas por Chatterjee et al. (2008). As linhas verticais marcam a ocorrência de *flares* em raios-X e faixa ótica.

modelo, Zhang, Chen e Böttcher (2014) mostraram que o tratamento criterioso dos efeitos temporais inerentes ao transporte radiativo, naturalmente permite a ocorrência de rotações

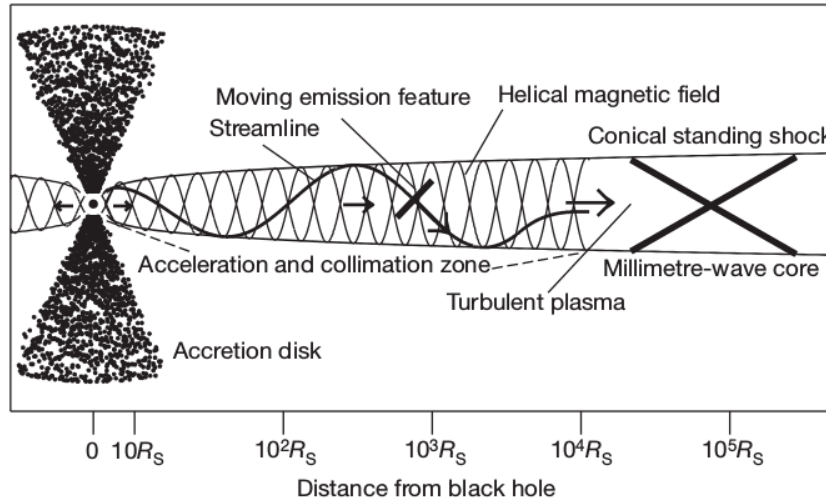


Figura 5.2: Rotação dos ângulos de polarização de acordo com o modelo de jato helicoidal proposto por Marscher et al. (2008).

dos ângulos de polarização quando um choque se propaga ao longo de uma região do jato permeada por um campo magnético helicoidal. Zhang et al. (2015) obtiveram sucesso ao aplicar este modelo aos dados observacionais de 3C 279 apresentados por Abdo et al. (2010) e que mostram mudanças dos ângulos de polarização na faixa do ótico associadas a eventos de *flares* em raios- γ . Zhang et al. (2015) apresentaram ajustes para as SEDs, curvas de luz em diferentes frequências e variações no grau e ângulos de polarização da radiação síncrotron detectadas no ótico. Para a realização destes ajustes foi necessário considerar que a intensidade do campo magnético fosse decrescente à medida que as partículas fossem aceleradas. Deste modo, o principal resultado deste estudo indica que a dissipação de energia magnética é o mecanismo responsável pelos eventos de *flares*.

Intensos *flares* em raios- γ e raios-X foram observados no quasar 3C 279 entre março e abril de 2014 (Ciprini e Gonzalez, 2014) e em junho de 2015 (Lucarelli et al., 2015; Cutini, 2015; Pittori et al., 2015; Bottacini et al., 2015) resultando na publicação de vários trabalhos que apresentam uma miríade de modelos considerados (leptônicos ou hadrônicos) para ajustar as variabilidades observadas e SEDs nos diferentes estágios de atividade do quasar (e.g.: Hayashida et al. 2015; Paliya et al. 2015; Rani et al. 2017; Paliya 2015; Bottacini et al. 2016), evidenciando a complexidade no que concerne a compreensão dos mecanismos envolvidos na produção de energia nas diversas bandas do espectro.

Observações recentes do quasar 3C 279 indicam aumento de atividade e eventos de *flares* na faixa do ótico (Jorstad e Savchenko, 2017; Turner e Miller, 2017; Jankowsky

et al., 2017) e infravermelho-próximo (Carrasco et al., 2017).

5.1.1 Estudos da cinemática do jato em escalas de parsecs do quasar 3C 279

O quasar 3C 279 foi a primeira fonte superluminal identificada (Whitney et al., 1971; Cohen et al., 1971) através de observações realizadas pelo Rádio Interferômetro Goldstone-Haystack na frequência de 7840 MHz. Como mencionado no Capítulo 1, as observações eram modeladas a partir de componentes simétricas ajustadas aos dados de visibilidade obtidos em diferentes épocas, com isso a velocidade de expansão das componentes ou velocidade de afastamento entre elas foi estimada em 0.44 ± 0.12 msa ano⁻¹ por Whitney et al. (1971) e 0.39 msa ano⁻¹ por Cohen et al. (1971). Usando o mesmo interferômetro, Cotton et al. (1979) estimaram que as duas componentes estavam se afastando a uma taxa de 0.5 ± 0.1 msa ano⁻¹.

Pauliny-Toth et al. (1981) realizaram uma campanha interferométrica com um número maior de linhas de base na frequência de 5 GHz e estimaram que as componentes identificadas nos estudos anteriores estavam se afastando a uma taxa de 0.7 msa ano⁻¹, além de terem encontrado uma terceira componente emergente próxima ao núcleo compacto e se afastando dele a uma taxa de 1.41 msa ano⁻¹. O trabalho de Pauliny-Toth et al. (1981) mostrou que tanto 3C 279 como outras rádio fontes não são simétricas, ou seja, são fontes que apresentam uma estrutura composta por um jato que se estende a partir de um núcleo compacto brilhante. Mapas em 5, 15 e 22 GHz apresentados por de Pater e Perley (1983) mostraram que o jato de 3C 279 é resolvido em vários ‘nós’ que se estendem a partir de um núcleo compacto sugerindo um mecanismo de contínua ejeção de matéria a partir dele.

A partir de observações de VLBI nas frequências de 5, 10.7 e 22 GHz obtidas entre 1981 e 1985, Unwin et al. (1989) identificaram cinco componentes distintas no jato de 3C 279, duas delas (chamadas C2 e C3) movendo-se com velocidades iguais a 0.12 ± 0.02 msa ano⁻¹, valores muito inferiores aos reportados anteriormente. Porém ao extrapolar o movimento destas componentes para suas respectivas épocas de ejeção, Unwin et al. (1989) concluíram que a emergência destas componentes poderia explicar *outbursts* ocorridos em 1976 e 1982, respectivamente, registrados no monitoramento realizado por Aller et al. (1985).

Carrara et al. (1993) acrescentaram dados às observações em 10.7 e 22 GHz de Unwin et al. (1989) e encontraram o valor de 0.16 ± 0.01 msa ano⁻¹ para o movimento próprio de C3. Além de confirmarem a existência das quatro componentes reportadas por Unwin et al.

(1989), Carrara et al. (1993) identificaram uma quinta componente C5 próxima ao núcleo e que explicaria um *outburst* na densidade total de fluxo ocorrido em 1987. A partir das diferentes velocidades e direções para as trajetórias projetadas no plano do céu encontradas para as distintas componentes, Abraham e Carrara (1998) sugeriram um movimento de precessão do jato de 3C 279 com período igual a 22 anos no referencial do observador.

Durante a campanha de VLBI nas frequências de 22 e 43 GHz realizada no período de 1991-1997 por Wehrle et al. (2001), eles identificaram oito componentes distintas, sete delas localizadas numa região de 1 msa de distância do núcleo, e estimaram movimentos superluminais para seis componentes com movimentos próprios entre 0.16 e 0.24 msa ano⁻¹ deslocando-se em diferentes direções projetadas no plano do céu. A componente C5 de Wehrle et al. (2001) não é a mesma C5 de Abraham e Carrara (1998) e foi identificada como uma componente estacionária muito próxima ao núcleo ($\mu = -0.02 \pm 0.02$ msa ano⁻¹). Outra componente, C9, presente nos mapas em 43 GHz, também pareceu ser estacionária ($\mu = -0.03 \pm 0.02$ msa ano⁻¹). Cinco componentes localizadas entre o núcleo e C5 evanesceram ao se distanciarem aproximadamente 1 msa do núcleo. Wehrle et al. (2001) reportaram uma curvatura na trajetória da componente C4 e estimaram seu movimento próprio em 0.26 ± 0.01 msa ano⁻¹, diferente do valor encontrado por Abraham e Carrara (1998) (0.15 ± 0.01 msa ano⁻¹). Embora as velocidades estimadas por Wehrle et al. (2001) correspondam ao esperado pelo modelo de precessão proposto por Abraham e Carrara (1998), o mesmo não ocorre com os ângulos de posição no plano do céu.

Utilizando observações realizadas com o VLBA durante o ano de 1996 em 15 e 22 GHz, Homan et al. (2001) identificaram quatro componentes numa distância de até 3 msa do núcleo de 3C 279. A componente identificada como U1 é a componente C4 de Unwin et al. (1998) e Carrara et al. (1993) e tem movimento próprio estimado em 0.25 ± 0.01 msa ano⁻¹ ao longo da direção $-124^\circ \pm 2^\circ$ no plano do céu, valor um pouco diferente do valor médio do ângulo de posição estrutural da componente (-114°). Segundo Homan et al. (2001) essa diferença poderia ser explicada por uma pequena desaceleração sofrida pela componente devido a alguma interação com o meio externo ou com alguma componente próxima, possivelmente a componente U2 como mostra a Figura 5.3.

Homan et al. (2003) reportaram que por volta de 1998.2 a trajetória projetada no plano do céu da mesma componente C4 (U1) mudou da direção de $-114^\circ \pm 1^\circ$ para $-140^\circ \pm 1^\circ$, possivelmente devido a um evento de reorientação do jato em escalas de parsecs causada

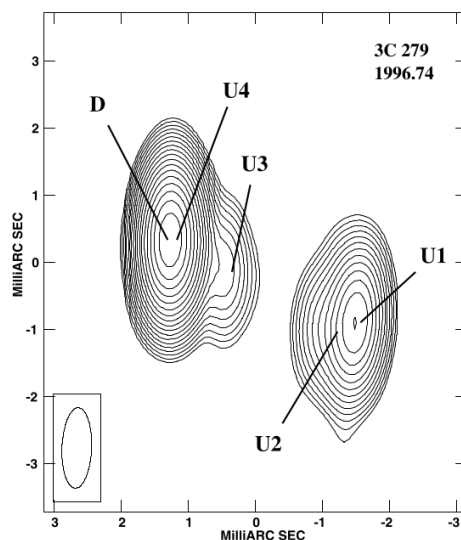


Figura 5.3: Imagem de intensidade total de 3C 279 obtido em 1996.74 em 15 GHz e as componentes identificadas por Unwin et al. (1998). Contornos iniciam em 30 mJy beam^{-1} e crescem em incrementos de $\sqrt{2}$.

pela interação com o meio interestelar. A Figura 5.4 (superior) mostra as posições de C4 ao longo de 19 épocas de observação sobrepostas a uma imagem em 15 GHz de 3C 279 de março de 1997 obtida pelo VLBA. Sobrepostas a imagem estão também dados em 22 e 43 GHz de Wehrle et al. (2001), dados em 10.7 GHz de Carrara et al. (1993), posições aproximadas da componente superluminal identificada na década de 70 e da componente C3 (U2) na direção de -134° . Segundo Homan et al. (2003), o movimento próprio de C4 mudou de $0.25 \pm 0.02 \text{ msa ano}^{-1}$ para $0.40 \pm 0.01 \text{ msa ano}^{-1}$ em 1998.2 (painéis inferiores da Figura 5.4).

A mudança de direção da trajetória da componente C4 foi confirmada por Jorstad et al. (2004) a partir de observações usando o VLBA em 43 GHz. De acordo com este trabalho, este evento poderia ser explicado por um aumento de aproximadamente 1° entre o ângulo formado entre o jato e a linha de visada, enquanto que o fator de Lorentz permaneceria constante ($\gamma \geq 15$). Isso reduziria o fator Doppler e explicaria o decréscimo da densidade de fluxo de C4 observado após 1998.2.

Um estudo da cinemática do jato do quasar 3C 279 a partir de observações do projeto MOJAVE obtidas no período de 1995-2007 foi apresentada por Lister et al. 2009b. Neste trabalho foram identificadas nove componentes distintas com movimentos próprios entre 0.22 e $0.65 \text{ msa ano}^{-1}$. Algumas componentes apresentavam desvios de trajetórias pura-

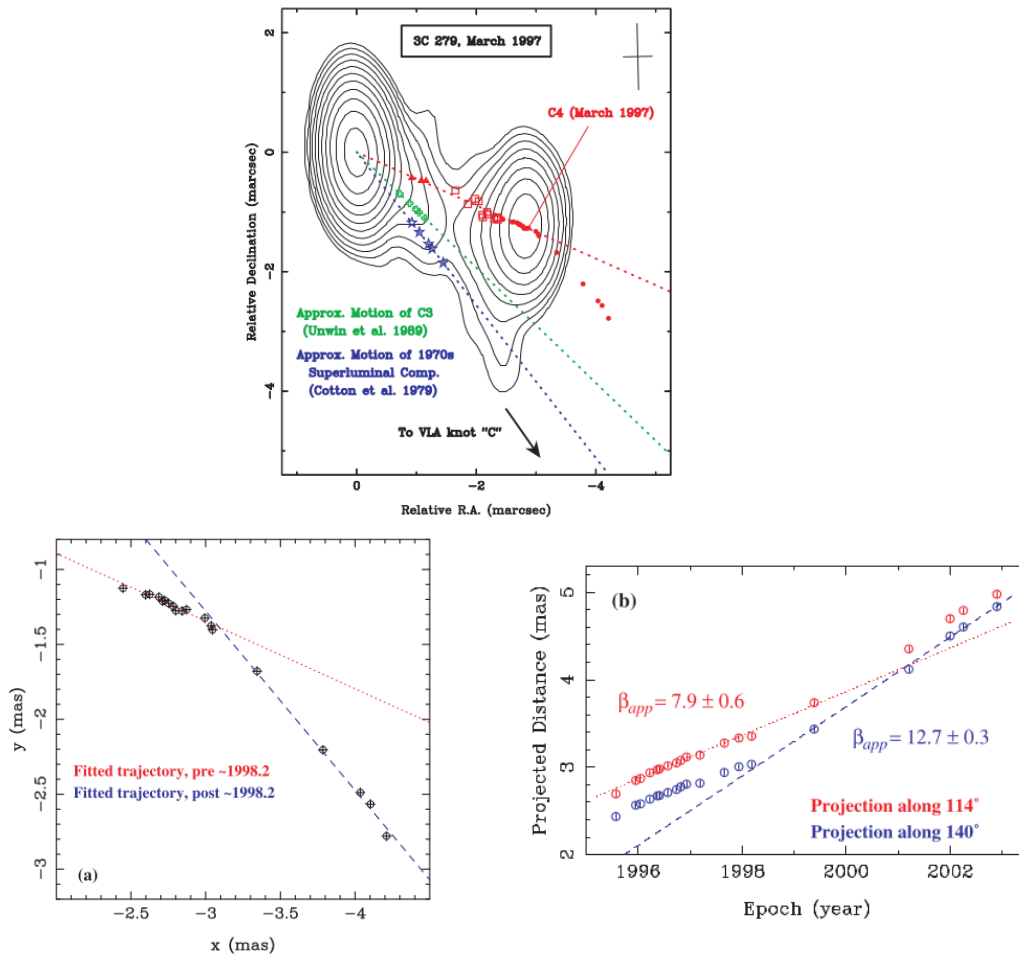


Figura 5.4: Reorientação do jato de 3C 279 segundo Homan et al. (2003). Painel superior: posições de C4 (quadrados e círculos vermelhos) ao longo de 19 épocas de observação sobrepostas a uma imagem em 15 GHz de 3C 279 de março de 1997 obtida pelo VLBA. A cruz no canto superior direito da imagem representa as dimensões do feixe. Contornos iniciam em 10 mJy beam^{-1} . Sobrepostas a imagem estão também dados em 22 e 43 GHz de Wehrle et al. (2001), dados em 10.7 GHz de Carrara et al. (1993), posições aproximadas da componente superluminal identificada na década de 70 e da componente C3 (U2) na direção de -134° . Painéis inferiores: ajustes obtidos para a trajetória de C4 antes e após 1998.2. Figura de Homan et al. (2003).

mente radiais e, portanto, a modelagem cinemática considerou dois tipos de aceleração, uma paralela à direção do movimento ao longo do jato e outra perpendicular, para descrever o movimento das componentes. A primeira descreve variações na velocidade das componentes e a segunda descreve mudanças na direção do movimento projetado no plano do céu.

A partir do trabalho de Lister et al. 2009b, Bloom et al. (2013) analisaram as imagens do projeto MOJAVE no período de 1995.57 à 2010.82 e identificaram acelerações

significantes ao longo do movimento de quatro componentes em pelo menos uma das duas direções possíveis. As componentes identificadas por este trabalho são apresentadas na Figura 5.5 (painel superior) e a nomenclatura é a mesma de Lister et al. 2009b. Deste modo, a componente C4 de trabalho anteriores (Homan et al., 2003; Jorstad et al., 2004) agora é a componente C1.

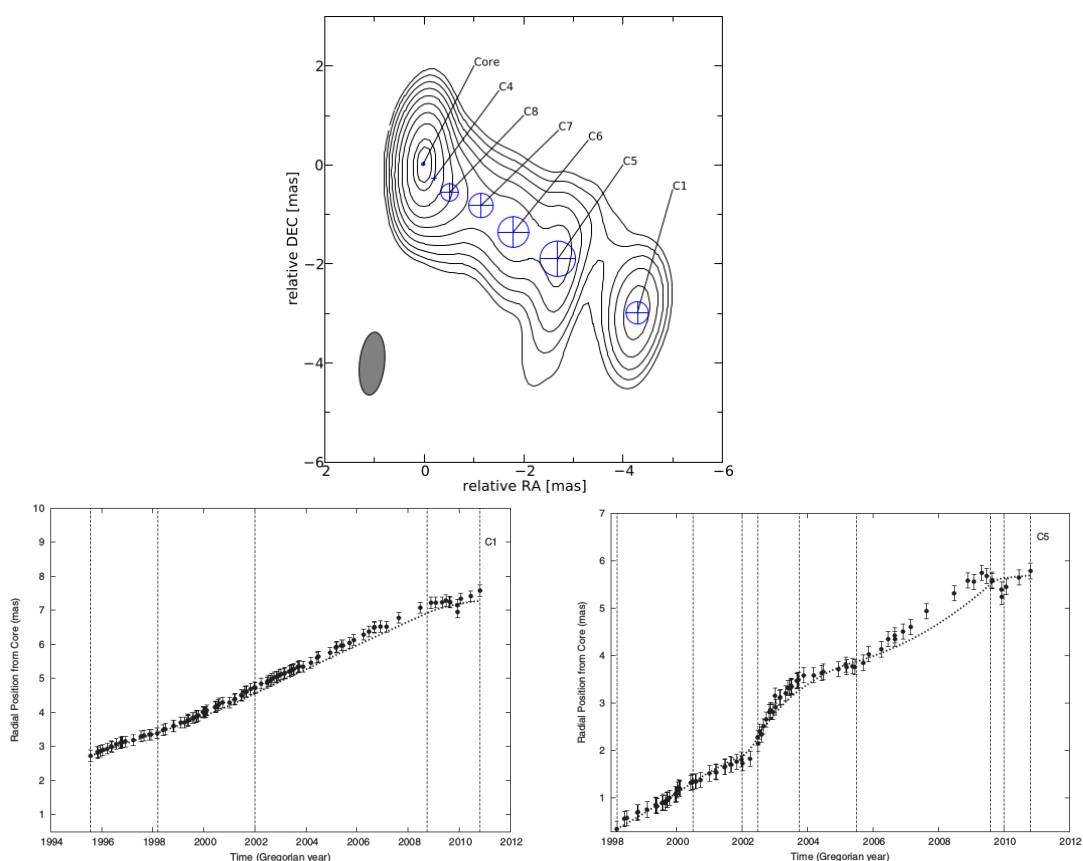


Figura 5.5: Painel superior: Componentes do jato do quasar 3C 279 identificadas por Bloom et al. (2013) sobrepostas a uma imagem em 15 GHz de 3C 279 obtida em 15 de Junho de 2003 usando o VLBA. A elipse no canto inferior esquerdo da imagem representa as dimensões do feixe. Contornos em $8.3 \text{ Jy beam}^{-1} \times (0.2\%, 0.5\%, 1\%, 2\%, 4\%, 8\%, 16\%, 32\%, 64\%, 80\%)$. Painel inferior: posição da componente C1 (esquerdo) e C5 (direito) em relação ao núcleo em função do tempo. A linha pontilhada representa um modelo em que o fator de Lorentz e ângulo em relação à linha de visada variam. As linhas verticais tracejadas indicam os diferentes intervalos de tempo usados na modelagem cinemática. Figuras de Bloom et al. (2013).

Bloom et al. (2013) consideraram intervalos de tempo definidos de modo a obter o melhor ajuste para o movimento próprio das componentes e buscar vínculos para estimar seus respectivos fatores de Lorentz e ângulos em relação à linha de visada em cada trecho da trajetória. A Figura 5.5 (painel inferior) mostra, por exemplo, a posição das componentes

C1 e C5 em relação ao núcleo em função do tempo. As linhas verticais tracejadas indicam os diferentes intervalos de tempo usados na modelagem cinemática e a linha pontilhada representa um modelo em que o fator de Lorentz e ângulo em relação à linha de visada variam. De acordo com este trabalho, o fator de Lorentz e ângulo em relação à linha de visada da componente C1 no primeiro intervalo considerado é $\gamma \approx 13$ e $\theta \approx 1^\circ.5$, respectivamente. Nos dois intervalos seguintes, $\gamma \approx 16$ e $\theta \approx 1^\circ.5$, e no último intervalo $\gamma \approx 11$ e $\theta \approx 0^\circ.6$. Eles confirmam o aumento de velocidade da componente C1 após 1998.

Bloom et al. (2013) destacam a complexidade do movimento da componente C5, especialmente no período entre 2002.5 e 2005.5, em que ocorreria um aumento da velocidade aparente seguido por uma queda. Eles estimam que no intervalo entre 2002.5 e 2003.75, $\gamma \approx 32$ e $\theta \approx 0^\circ.5$, e no período entre 2003.75 e 2005.5 $\gamma \approx 32$ e $\theta \approx 1^\circ.2$, e argumentam que talvez a interpretação da complexidade do movimento de C5 esteja equivocada devido à possível presença de uma componente de alta velocidade não-resolvida nas observações nestas épocas.

Recentemente, Lister et al. (2016) apresentaram resultados da análise da cinemática dos jatos em escalas de parsecs de 274 AGNs baseados em observações em 15 GHz obtidas pelo VLBA ao longo de 19 anos. No caso de 3C 279, foram identificadas doze componentes distintas além do núcleo estacionário com movimentos próprios entre 0.21 e 0.65 msa ano⁻¹, uma componente estacionária próxima ao núcleo e a componente C5 de Lister et al. 2009b e Bloom et al. (2013) como pode ser visto na Figura 5.6.

5.2 Resultados: Nova proposta para o cenário cinemático do jato do quasar 3C 279

5.2.1 Ajuste dos parâmetros estruturais das componentes usando o método CE

Neste trabalho utilizamos aproximadamente 100 imagens de domínio público do quasar 3C 279 obtidas pelo VLBA em 15 GHz e disponibilizadas pelo projeto MOJAVE, para reavaliar o cenário cinemático do jato em escalas de parsecs desta fonte. Uma breve descrição do projeto MOJAVE e das observações foi apresentada na Seção 3.1.1 do Capítulo 3. Usamos o método CE descrito na Seção 3.2, também no Capítulo 3, para modelar as imagens interferométricas como um conjunto de N_s gaussianas elípticas, cada uma caracterizada por seis parâmetros: coordenadas centrais x e y em ascensão reta e declinação, respectiva-

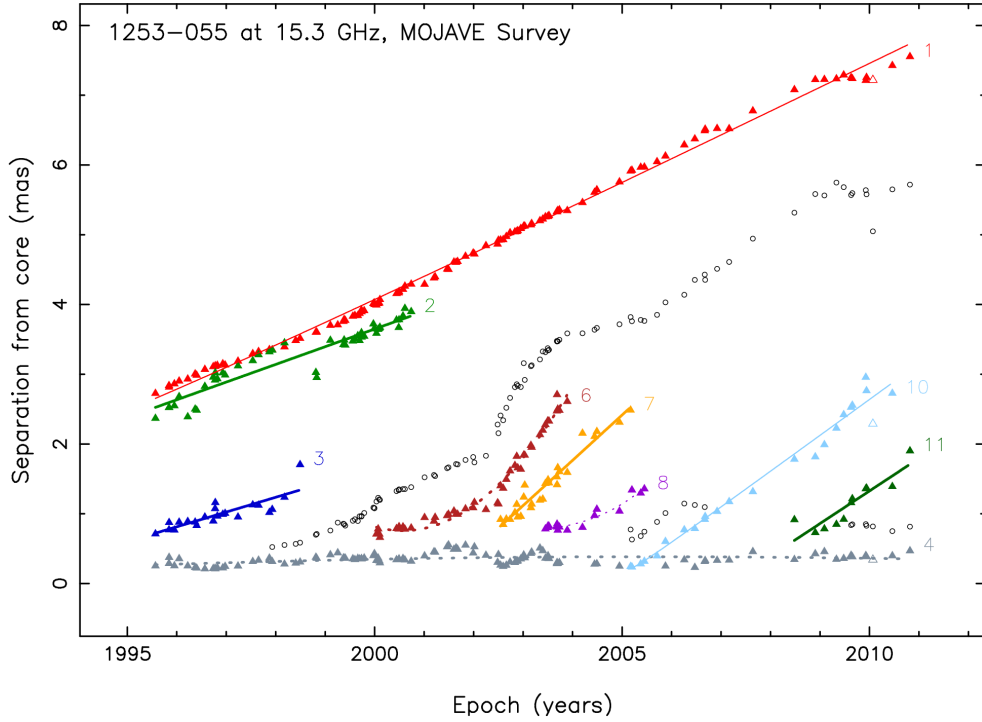


Figura 5.6: Posição em relação ao núcleo das distintas componentes do jato do quasar 3C 279 identificadas por Lister et al. (2016) em função do tempo. Os símbolos coloridos indicam componentes robustas para as quais foram obtidos ajustes cinemáticos. As linhas sólidas indicam ajustes assumindo que não há aceleração ao longo da trajetória e as linhas pontilhadas consideram movimento acelerado. As linhas espessas indicam movimentos puramente radiais em relação ao núcleo enquanto que as linhas finas indicam desvios de um movimento puramente radial. Figura de Lister et al. (2016).

mente, semi-eixo maior da elipse (a), excentricidade (e), ângulo de posição estrutural ou inclinação (PA) e intensidade I_0 no centro da gaussiana.

As imagens *fits* disponibilizadas pelo projeto MOJAVE são formadas por um arranjo de 512×512 pixels, mas apenas uma pequena fração da imagem possui sinal da fonte. Deste modo, a imagem original é cortada para manter somente esta porção significativa, e, conseqüentemente, auxiliar na redução do tempo computacional requerido pelo algoritmo para varrer o espaço de parâmetros do ajuste. As imagens utilizadas pelo algoritmo têm tamanhos diferentes, e, em média, possuem 65×75 pixels.

As imagens foram modeladas variando-se o número de componentes entre $3 \leq N_s \leq 7$ para cada época de observação. Os parâmetros das componentes foram estimados pelo método CE em cada caso varrendo o espaço de parâmetros inicial definido pelas dimensões das imagens após o truncamento, intervalo para o semi-eixo maior da elipse e excentricidade, ângulos de posição mínimo e máximo e intensidades em Jy beam^{-1} mínima e máxima.

Em todas as épocas de observação foi considerado o intervalo $-90^\circ \leq PA \leq 90^\circ$ para os ângulos de posição estruturais das componentes e $0.01 \leq e \leq 0.95$ para as excentricidades. O intervalo permitido para o tamanho, em pixels, do semi-eixo maior de uma componente foi de $10^{-5} \leq a \leq 10$, ou seja, o limite inferior corresponde a uma fonte pontual. Os valores permitidos para as intensidades compreendem o intervalo $2\text{rms} \leq I_0 \leq I_{max}$, onde rms é o nível de ruído e I_{max} é a intensidade máxima medida na imagem em questão conforme a Tabela 3.1.

Após modelar as imagens variando-se N_s , o próximo passo é determinar o número de componentes que melhor ajusta cada uma delas. Para cada valor de N_s , a otimização CE fornece um valor para a função de desempenho S_{prod} e para o resíduo médio quadrático do mapa final, além de mapas residuais. A princípio, o melhor número de componentes deveria ser aquele que minimiza a função S_{prod} , porém, em algumas situações, à medida que consideramos mais componentes, não há melhora no valor de S_{prod} , e nestes casos a análise do comportamento de S_{prod} vs. N_s nos fornece o número mínimo de componentes necessárias para modelar a imagem. Para solucionar esta ambiguidade, Caproni et al. (2011) e Caproni et al. (2014) consideraram também a variação dos resíduos médios e máximos em função de N_s e determinaram o melhor número de componentes a partir da minimização destas quantidades. Além destas análises, incluímos em nosso trabalho a inspeção visual dos mapas residuais para cada caso para verificar a distribuição do ruído em todos os pontos da imagem final e como ele é modificado à medida que variamos o número de componentes.

Mostramos na Figura 5.7 os gráficos de S_{prod} vs. N_s e resíduo médio em função de N_s obtidos para os ajustes realizados na imagem obtida em 16/11/1997. Note que não há variação do valor de S_{prod} para cinco, seis e sete componentes, deste modo podemos inferir que o número mínimo de componentes necessárias para modelar a imagem é $N_s = 5$. Os valores de resíduo médio e máximo são minimizados também para $N_s = 5$. Nos painéis do lado esquerdo da Figura 5.8 apresentamos as componentes encontradas para $4 \leq N_s \leq 7$, representadas pelas elipses, sobrepostas aos mapas de intensidade total da fonte, e nos painéis do lado direito estão os mapas residuais, isto é, a diferença entre a imagem observada e a imagem modelo, representados pela escala colorida sobrepostos ao mapa de intensidade total da fonte em 15 GHz. Podemos ver que há considerável redução no nível de ruído aumentando o número de componentes de quatro para cinco. Porém,

observe que se elevamos N_s para seis ou sete, o ruído máximo, indicado pela barra de cor, cresce, além disso há grandes regiões com resíduos negativos provavelmente devido à sobreposição de várias componentes próximas ao *core*, principalmente quando $N_s = 7$. Deste modo, consideramos que são necessárias cinco componentes para modelar a imagem interferométrica do jato de 3C 279 obtida em 16/11/1997.

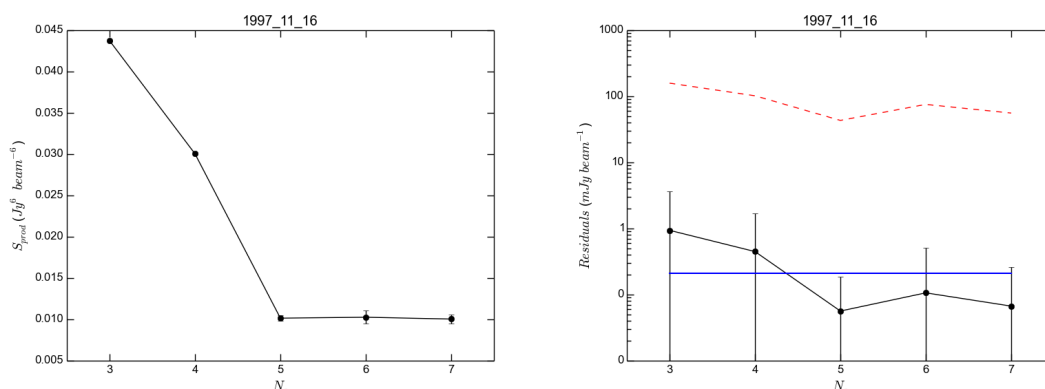


Figura 5.7: Resultados obtidos pela otimização CE aplicada a imagem em 15 GHz do jato do quasar 3C 279 obtida em 16/11/1997. Painel esquerdo: Função de desempenho S_{prod} versus o número de componentes N_s . Painel direito: Resíduo médio por pixel em função do número de componentes. As barras de erro representam o desvio padrão do resíduo nas imagens. A linha tracejada vermelha corresponde ao resíduo máximo obtido em cada ajuste e a linha sólida azul corresponde ao rms da imagem.

Além disso, na sequência de imagens da Figura 5.8 vemos que as componentes presentes em $N_s = 5$ continuam presentes nos ajustes para $N_s = 6$ e $N_s = 7$ mesmo que com pequenas mudanças em seus centróides e inclinações, principalmente para as componentes mais próximas ao *core* devido à sobreposição de várias componentes. Isto significa que a escolha do melhor ajuste para uma determinada época de observação deve considerar também a continuidade de detecção das mesmas componentes à medida que se varia o parâmetro N_s . Caproni et al. (2011) e Caproni et al. (2014) alertam que caso o valor de N_s adotado seja menor do que o valor real, o método CE tenta ajustar as componentes mais intensas para diminuir o resíduo final, e caso o valor de N_s seja maior do que o valor ideal, estas componentes extras tendem a ser muito fracas ou coincidentes com as componentes mais intensas na imagem. Outro fator que deve ser observado nestas análises é a continuidade de detecção das componentes ao longo de sucessivas épocas de observação, embora isso deva ser feito com atenção pois algumas componentes cujos fluxos possam ter decaído para limites abaixo do nível de sensibilidade dos receptores não serão mais observadas nos

mapas a partir deste momento. Outro problema é a diferença de cobertura do plano (u, v) de uma época para outra o que implica em melhor ou pior resolução nas distintas imagens, e neste caso, duas componentes ajustadas separadamente numa determinada época são ajustadas como uma só em outra época. Todos estes fatores mostram o quão complexo é o processo de identificação de componentes em jatos de AGNs e reforçam a necessidade de se melhorar as técnicas utilizadas neste tipo de trabalho.

Após modelar as imagens interferométricas usando o método CE e analisar os resultados obtidos em cada época determinamos o melhor número de componentes para cada uma delas. Listamos estes resultados na Tabela 5.1 e mostramos a sequência de imagens utilizadas em nossas análises nas Figuras apresentadas no Apêndice C. Ao longo das aproximadamente 100 épocas de observação conseguimos identificar 19 componentes distintas além do núcleo estacionário. Chamaremos estas componentes de S0, S1, S2, S3, S4, S5, S6, S7, S8, S9, S9a, S10, S11, S12, S13, S14, S15, S16 e S17.

Tabela 5.1 - Número de componentes adotadas para cada época de observação.

Data de observação	N_s	Data de observação	N_s	Data de observação	N_s	Data de observação	N_s	Data de observação	N_s
28/07/1995	6	25/10/1998	5	04/01/2001	5	28/02/2003	6	16/09/2005	6
05/11/1995	5	08/02/1999	7	23/03/2001	7	05/03/2003	7	05/04/2006	5
06/11/1995	6	04/04/1999	4	20/06/2001	7	05/05/2003	7	22/06/2006	4
12/12/1995	6	16/05/1999	5	30/06/2001	6	26/05/2003	6	03/09/2006	7
19/01/1996	5	21/05/1999	4	25/08/2001	6	15/06/2003	5	06/09/2006	7
22/03/1996	5	24/07/1999	5	05/09/2001	6	02/07/2003	6	03/12/2006	7
16/05/1996	5	08/08/1999	6	02/11/2001	6	04/07/2003	5	02/03/2007	6
27/05/1996	4	12/09/1999	6	29/12/2001	6	11/07/2003	5	24/08/2007	7
27/09/1996	5	26/09/1999	6	07/01/2002	7	07/09/2003	5	25/06/2008	7
10/10/1996	6	16/10/1999	6	02/04/2002	6	09/09/2003	6	26/11/2008	7
12/10/1996	5	23/12/1999	6	27/02/2002	5	14/09/2003	6	02/02/2009	6
27/10/1996	6	31/12/1999	5	03/07/2002	5	26/09/2003	6	02/05/2009	7
06/12/1996	5	27/01/2000	6	19/07/2002	6	23/11/2003	6	25/06/2009	7
23/12/1996	6	04/02/2000	5	30/08/2002	7	14/03/2004	7	19/08/2009	7
29/03/1997	5	09/02/2000	6	27/09/2002	7	11/06/2004	6	28/08/2009	7
16/07/1997	6	10/06/2000	6	02/11/2002	7	28/06/2004	6	05/12/2009	6
28/08/1997	7	27/06/2000	6	15/11/2002	7	12/12/2004	7	10/12/2009	7
16/11/1997	5	26/06/2000	6	23/11/2002	7	05/03/2005	7	26/01/2010	5
07/12/1997	5	28/07/2000	6	15/12/2002	6	15/03/2005	7	19/06/2010	6
29/05/1998	5	11/08/2000	6	06/01/2003	7	19/05/2005	6		
30/06/1998	6	27/09/2000	6	13/01/2003	7	15/06/2005	6		

Quando a otimização CE foi apresentada como um novo método de modelagem de imagens interferométricas por Caproni et al. (2011), levantou-se a questão da confiabilidade dos ajustes no plano (u, v) , lembrando que em nosso trabalho conduzimos as modelagens usando o método CE no plano das imagens. Para responder a esta questão, Caproni

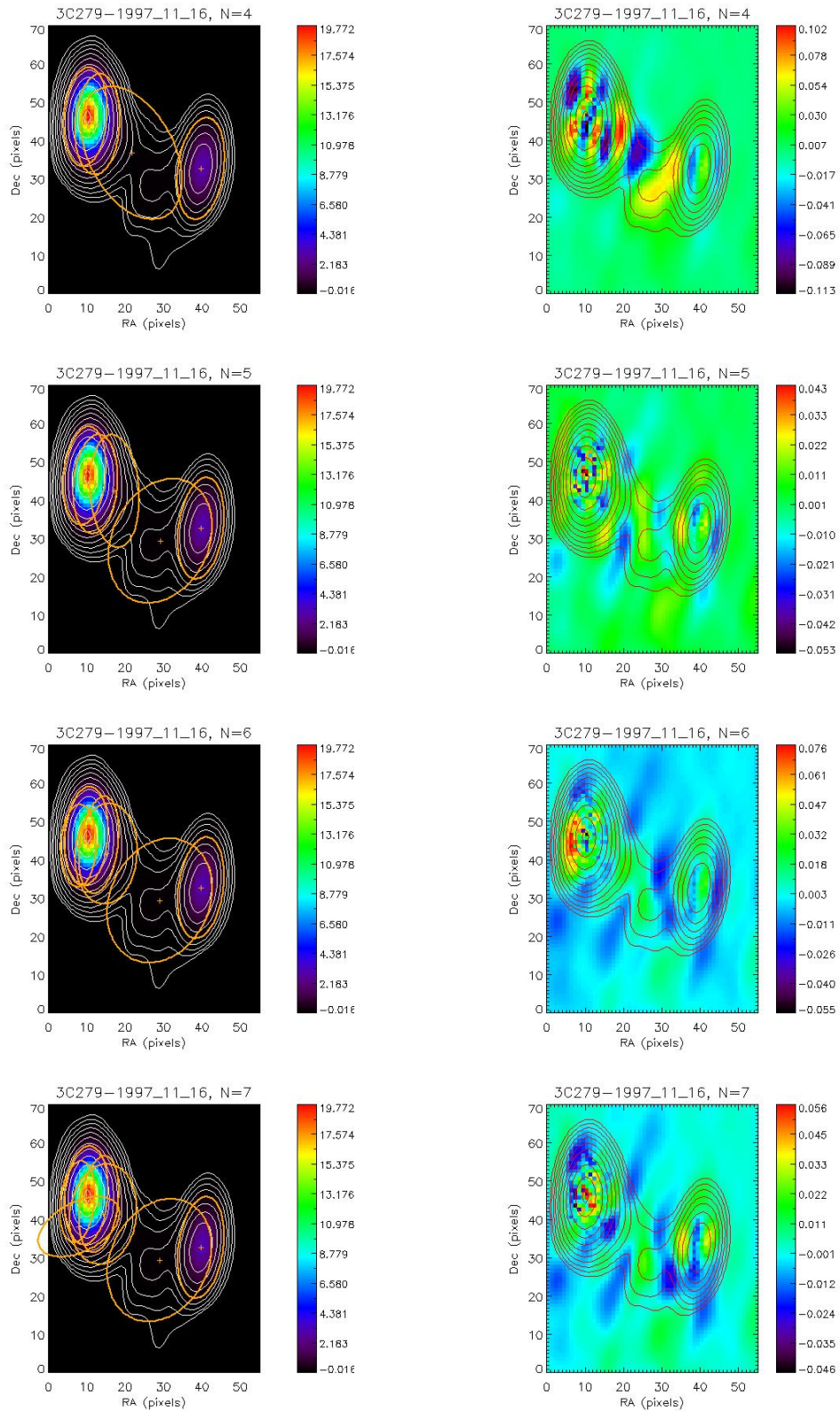


Figura 5.8: Componentes ajustadas pelo método CE à imagem de VLBI em 15 GHz do jato de 3C 279 de 16/11/1997 para $4 \leq N_s \leq 7$. O ponto (0,0) no canto inferior esquerdo dos mapas marca a origem das coordenadas de ascensão reta e declinação em pixels deslocadas para os valores de x_{min} e y_{min} definidos após o corte das imagens originais. Lado esquerdo: As elipses representam as componentes ajustadas sobrepostas ao mapa de intensidade total em 15 GHz. Contornos em $I_{max} \times (0.0625, 0.125, 0.25, 0.5, 1, 2, 4, 8, 16, 32, 64, 95)\%$, onde I_{max} é a intensidade máxima. Lado direito: Mapas residuais representados pela escala colorida sobrepostos aos contornos de intensidade total em 15 GHz. Contornos iniciam em $0.125\% \times I_{max}$.

et al. (2014) testaram os resultados obtidos no ajuste das imagens do quasar PKS 1741-03 como modelos iniciais para ajustar os dados de visibilidade via técnicas tradicionais utilizando a rotina ‘*modelfit*’ do *Difmap*. Caproni et al. (2014) analisaram os valores de chi-quadrado reduzido dos ajustes fornecidos pelo *Difmap* e encontraram que os modelos reproduziam apropriadamente os dados de visibilidade de PKS 1741-03. Eles compararam estes resultados com os publicados por Lister et al. (2009a) e mostraram que os modelos obtidos pelo método CE são tão confiáveis quanto, e em alguns casos são até melhores, àqueles obtidos diretamente usando as funções de visibilidade.

5.2.2 Cálculo das distâncias componente-núcleo, densidades de fluxo e ângulos de posição no plano do céu

Usamos os parâmetros determinados pelo método CE para calcular as distâncias r das componentes em relação ao *core*, suas densidades de fluxo F e ângulos de posição η no plano do céu usando, respectivamente, as relações seguintes conforme Caproni et al. (2011)

$$r(\text{pixeis}) = \sqrt{(x_c - x_{core})^2 + (y_c - y_{core})^2}, \quad (5.1)$$

$$F(\text{Jy}) = 8 (\ln 2) \left(\frac{a^2 \sqrt{1 - e^2}}{\text{BMAJ} \times \text{BMIN}} \right) I_0, \text{ e} \quad (5.2)$$

$$\eta(\text{graus}) = 270^\circ - \arcsin \left(\frac{y_c - y_{core}}{r} \right), \quad (5.3)$$

onde x_c e y_c são as coordenadas em ascensão reta e declinação dos centróides das componentes, x_{core} e y_{core} são as coordenadas do *core* que é a componente mais intensa na extremidade leste de todos os mapas, a , e e I_0 são o semi-eixo maior, excentricidade e intensidade central das componentes, respectivamente, determinadas pelo método CE e BMAJ e BMIN são as dimensões do feixe conforme a Tabela 3.1 em pixeis. Os ângulos de posição no plano do céu são medidos a partir da direção norte e crescem em sentido anti-horário. Os parâmetros estruturais das distintas componentes identificadas pelo método CE nas imagens em 15 GHz no jato de 3C 279 estão apresentados na Tabela 5.2 para a primeira época de observação (28/07/1995), a tabela completa encontra-se no Apêndice D. A componente identificada como C1 na referida tabela corresponde a uma componente muito próxima ao *core* e que não está presente em todas as épocas, de modo que ela pode

ser apenas uma componente espúria ajustada para melhor reproduzir a distribuição de brilho da fonte.

Tabela 5.2 - Parâmetros das componentes identificadas no jato do quasar 3C 279 usando o método CE. As colunas correspondem, respectivamente, a época de observação, identificação da componente, distância componente-núcleo, ângulo de posição no plano do céu, densidade de fluxo, tamanho da componente convoluída com o feixe, ângulo de posição estrutural (inclinação da componente) e razão entre os semi-eixos maior e menor da elipse.

Época	ID	r (msa)	η (graus)	F (Jy)	a (msa)	PA (graus)	Razão axial
1995.570	Core	-	-	8.051	0.647	87.72	0.425
	C1	0.386	221.41	3.998	0.735	-75.52	0.584
	S0	2.688	245.01	1.873	0.657	86.01	0.688
	S2	2.274	236.18	0.839	0.802	-92.21	0.996
	noID	1.095	236.89	0.262	0.632	-82.69	0.531
	noID	3.532	210.83	0.138	1.032	69.26	0.874

Mencionamos no Capítulo 4 a dificuldade em estimar as incertezas associadas aos parâmetros estruturais das componentes devido à diversas razões como ruído, proximidade entre as componentes, e, principalmente, dependências não-lineares introduzidas pela cobertura incompleta do plano (u, v) . Embora isto não tenha sido crucial na discussão dos resultados apresentados no Capítulo 4, o mesmo não pode ser aplicado aos estudos da cinemática das componentes observadas em jatos de AGNs, uma vez que estas análises dependem da determinação da posição destas componentes ao longo do tempo. Lister et al. 2009b analisaram o espalhamento das posições medidas de 526 componentes presentes nos jatos de 127 AGNs em torno do melhor ajuste obtido para suas trajetórias. Eles encontraram que, tipicamente, os erros associados às coordenadas em ascensão reta (RA, coordenada x_c) e declinação (Dec, coordenada y_c) são da ordem de 10% e 30%, respectivamente, do tamanho da componente convoluída com o feixe. Usamos estas estimativas para calcular as barras de erro das distâncias componente-núcleo e ângulos de posição η no plano do céu apresentadas na Seção 5.2.4 propagando-se as incertezas de RA e Dec. Estas incertezas introduzem variações muito pequenas, da ordem da fração de um grau, nos ângulos de posição como previamente notado em outros trabalhos (e.g.: Homan et al. 2002, Lister et al. 2009b). O maior erro encontrado para o ângulo η foi de 3.2° em 2002.545 para a componente identificada como S13 em nosso trabalho. Seguindo as recomendações de Homan et al. (2002), as barras de erro em fluxo são de 5%.

5.2.3 Curva de luz de 3C 279 em 15 GHz obtida pelo método CE

Mostramos na Figura 5.9 a curva de luz em 15 GHz de 3C 279 no período de Jul. de 1995 a Jun. de 2010 obtida pelo método CE. A densidade de fluxo total (quadrados vermelhos) é a soma da densidade de fluxo do *core* (círculos pretos) e da contribuição das distintas componentes. A curva de luz total mostra um progressivo aumento da densidade de fluxo a partir de 1996 até, aproximadamente, 1999.5, além de uma série de eventos de aumento da densidade de fluxo em épocas posteriores como entre 2001.5 e 2003, 2003.5 e 2006, 2006.5 e 2007.5, e entre 2008 e 2009.5. Podemos ver na Figura 5.9 que as variações na densidade de fluxo do *core* acompanham as variações observadas na densidade de fluxo total. Adicionamos a contribuição da componente C1 para construir a curva de luz do *core* devido a proximidade entre elas o que dificulta separar a contribuição de uma em relação à outra. A Figura 5.10 mostra também que a emissão do *core* é dominante em relação à emissão das demais componentes, e portanto, ele é o que mais contribui para as variações observadas na densidade de fluxo total da fonte. Olhando novamente para a Figura 5.9 é possível notar ainda que o período entre 1997 e 1999 no qual a densidade de fluxo total é a mais elevada, é acompanhado por sucessivas variações na emissão do *core* devidas, provavelmente, à mistura com novas componentes superluminais sendo formadas. De fato, a Figura 5.10 mostra que durante este período há componentes intensas, com densidades de fluxo superiores a 5 Jy, e que contribuem para o progressivo aumento da densidade de fluxo total.

Como mostra a Figura 5.11, o comportamento da curva de luz de 3C 279 obtida a partir do método CE é consistente com os resultados obtidos a partir de observações *single-dish* apresentadas por Chatterjee et al. (2008) e dados do University of Michigan Radio Astronomy Observatory (UMRAO). As diferenças observadas na densidade de fluxo total obtida pelos dois métodos é devida, simplesmente, à falta de sensibilidade das observações de VLBI à emissão difusa do jato, por isso os fluxos estimados a partir do método CE são um pouco menores. A Figura 5.12 mostra os momentos da ocorrência de *flares* em raios-X e banda R sobrepostos à curva de luz de 3C 279 em 15 GHz. Podemos ver que durante o progressivo aumento da densidade de fluxo total da fonte, entre 1996 e 1999.5, ocorrem seis pares de *flares* raios-X/banda-R. Os *flares* seguintes estão próximos ou coincidentes com o início dos aumentos na densidade de fluxo total em 15 GHz observados nas épocas

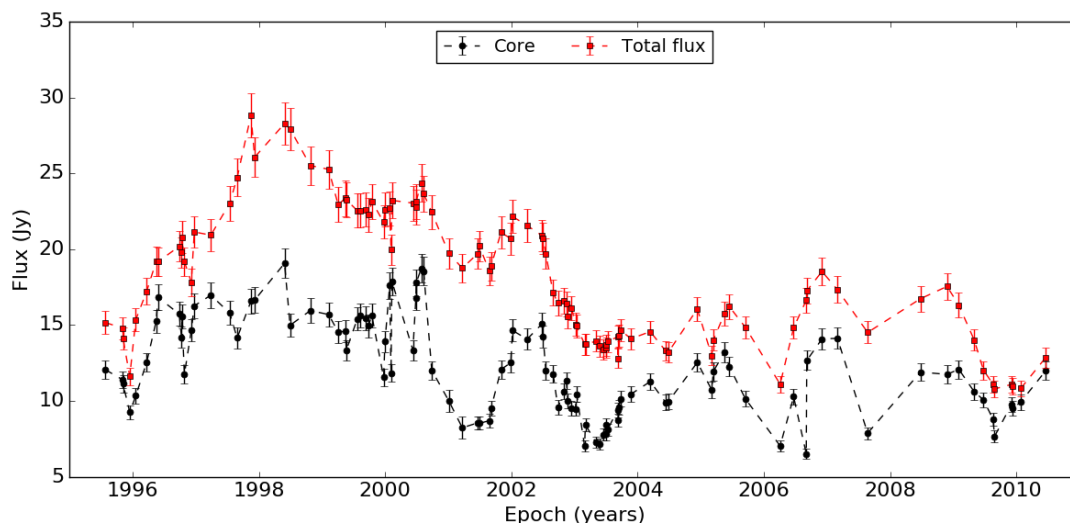


Figura 5.9: Curva de luz em 15 GHz de 3C 279 obtida pelo método CE. Os quadrados vermelhos e círculos pretos mostram, respectivamente, o comportamento temporal da densidade de fluxo total (*core*+componentes) e da densidade de fluxo do *core*.

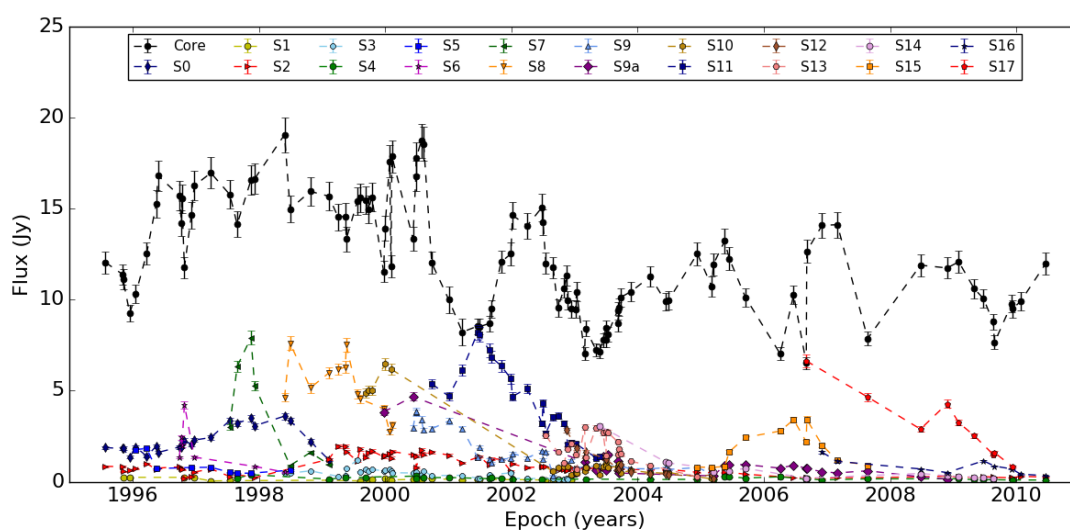


Figura 5.10: Comparação entre as curvas de luz em 15 GHz do *core* e das distintas componentes identificadas pelo método CE.

seguintes.

5.2.4 Cinemática das componentes identificadas no jato de 3C 279

A análise da cinemática das componentes em escalas de parsecs primeiro requer que uma mesma componente seja identificada ao longo de sucessivas épocas de observação. Tal identificação foi realizada baseando-se na constância dos ângulos de posição no plano do

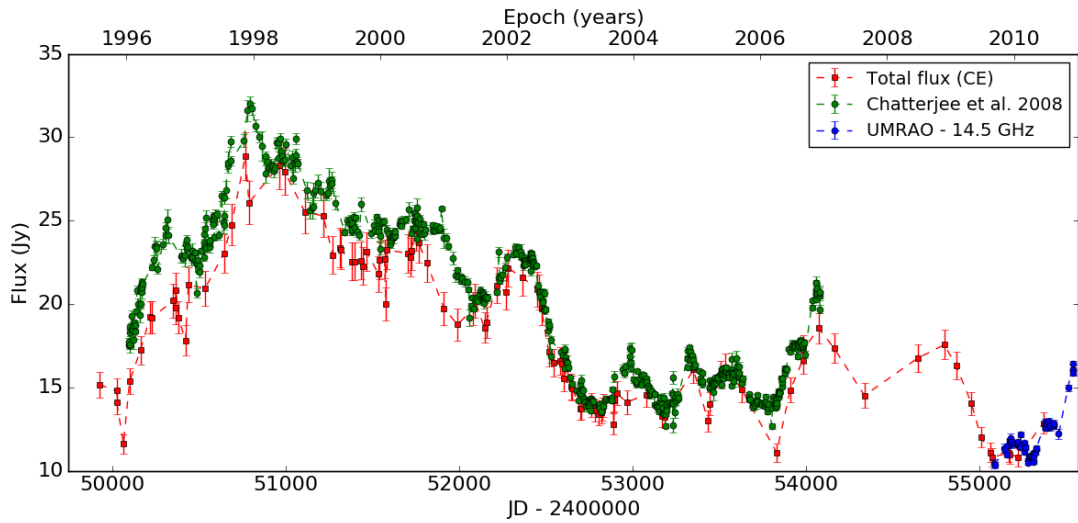


Figura 5.11: Comparação entre as curvas de luz em 15 GHz de 3C 279 obtidas pelo método CE (quadrados vermelhos) e observações *single dish* de Chatterjee et al. (2008) e UMRAO (University of Michigan Radio Astronomy Observatory).

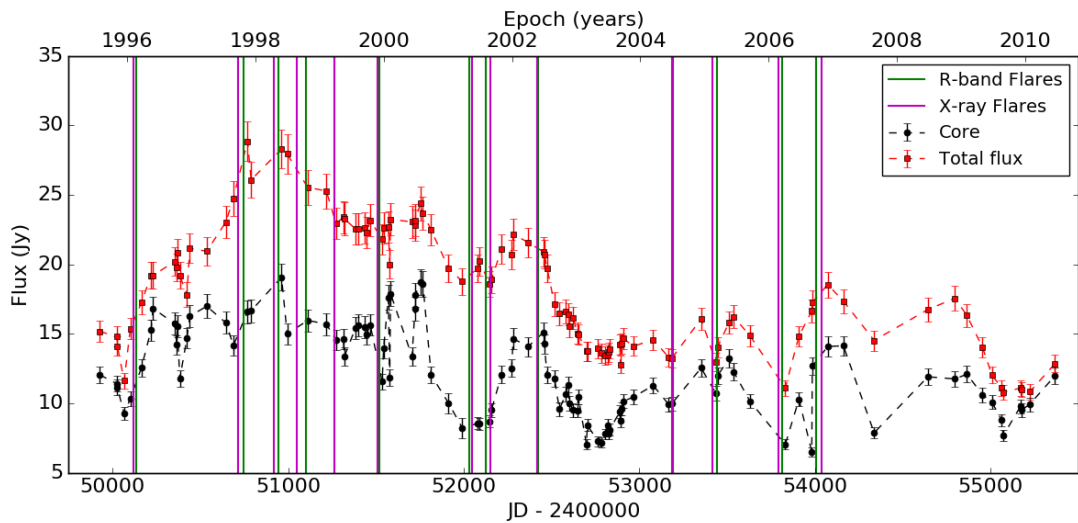


Figura 5.12: Flares em raios-X e banda R reportados por Chatterjee et al. (2008) sobrepostos à curva de luz em 15 GHz de 3C 279.

céu ao longo do tempo, consistente evolução temporal da densidade de fluxo (ver Seção 5.2.4.2 e gráfico da separação componente-núcleo em função do tempo). Apresentamos na Tabela 5.3 os parâmetros cinemáticos das componentes identificadas em nosso trabalho usando o método CE.

A partir da variação da distância radial das componentes em relação ao *core* ao longo do tempo e assumindo trajetórias balísticas, estimamos seus movimentos próprios μ em

msa ano^{-1} através do ajuste linear da relação $r(t) = \mu(t - t_0)$, onde r é dado em msa e t_0 corresponde à época de ejeção da componente ($r(t_0) = 0$). As incertezas de μ e t_0 correspondem aos desvios padrão destas quantidades calculadas 1000 vezes a partir da geração randômica de dados usando nossas medidas de $r(\text{msa})$ e seus respectivos erros. As velocidades das componentes em unidades de velocidade da luz foram calculadas utilizando-se a equação 1.18 ($1\text{msa ano}^{-1} \approx 31.6c$). Os ângulos de posição $\bar{\eta}$ no plano do céu e suas incertezas correspondem aos valores médios e respectivos desvios padrão ao longo de todas as épocas de observação.

Tabela 5.3 - Parâmetros cinemáticos das distintas componentes identificadas no jato do quasar 3C 279 usando o método CE. As velocidades em unidades de velocidade da luz foram calculadas considerando o modelo λCDM , onde $H_0 = 71 \text{ km s}^{-1}\text{Mpc}^{-1}$, $\Omega_\Lambda = 0.73$ e $\Omega_M = 0.27$.

ID	μ (msa ano^{-1})	β_{obs} (c)	t_0 (ano)	$\bar{\eta}$ (graus)
S0	0.229±0.025	7.2±0.3	1983.5±1.5	245.9±1.0
S1	0.268±0.021	8.5±0.7	1986.5±1.1	216.4±5.6
S2	0.341±0.005	10.8±0.1	1988.5±0.2	237.5±3.6
S3	0.329±0.022	10.4±0.6	1989.4±0.8	241.8±2.8
S4	0.314±0.014	9.9±0.2	1989.8±0.7	220.1±6.2
S5	0.311±0.077	9.8±0.7	1995.0±0.7	232.9±6.7
S6	0.345±0.069	10.9±0.6	1996.0±0.4	238.4±10.2
S7	0.410±0.082	13.0±1.1	1996.8±0.4	233.0±6.2
S8	0.476±0.070	15.0±1.0	1997.7±0.3	232.2±4.8
S9	0.558±0.022	17.6±0.3	1998.4±0.2	235.6±2.2
S9a	0.589±0.016	18.6±0.4	1999.5±0.2	235.1±2.8
S10	0.682±0.021	21.5±0.4	1998.6±0.1	234.8±2.5
S11	0.422±0.058	13.3±0.8	1999.8±0.4	229.6±5.1
S12	0.712±0.067	22.5±1.7	2001.4±0.3	234.1±2.0
S13	0.336±0.066	10.6±0.8	2001.7±0.4	216.6±5.8
S14	0.328±0.028	10.4±0.5	2002.8±0.4	224.6±5.2
S15	0.382±0.056	12.1±1.2	2004.3±0.3	218.6±3.4
S16	0.212±0.053	6.7±0.6	2005.1±1.1	234.7±6.3
S17	0.173±0.059	5.5±0.9	2005.9±5.6	231.1±3.3

As componentes apresentam velocidades superluminais entre $5.5c \leq \beta_{obs} \leq 22.5c$ e ângulos de posição do plano do céu entre $216.4^\circ \leq \bar{\eta} \leq 245.9^\circ$. A posição das componentes em relação ao *core* em função do tempo e os ajustes obtidos para suas trajetórias são mostrados na Figura 5.13. Suas trajetórias projetadas em diferentes direções no plano do céu podem ser vistas na Figura 5.14.

Podemos usar a velocidade aparente da componente S12, a mais rápida em nossas análises, para estimar o valor mínimo do fator de Lorentz usando $\gamma_{min} \geq \sqrt{1 + \beta_{obs,max}^2}$ e o ângulo θ_{max} que maximiza β_{obs} usando $\theta_{max} = \arcsin(1/\gamma)$. Deste modo, para $\beta_{obs,max} =$

22.5 ± 1.7 encontramos que $\gamma_{min} \geq 22.5 \pm 1.7$, e para a componente S12, $\theta_{max} = 2.5^\circ \pm 1.7^\circ$.

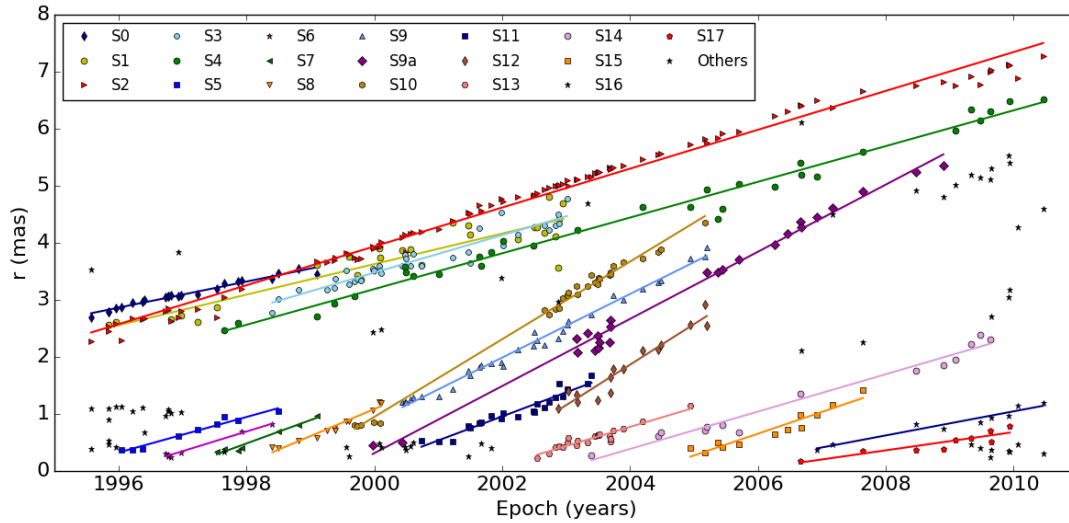


Figura 5.13: Posição das distintas componentes identificadas pelo método CE em relação ao *core* em função do tempo. As linhas sólidas representam as regressões lineares da relação $r(t) = \mu(t - t_0)$ para cada componente.

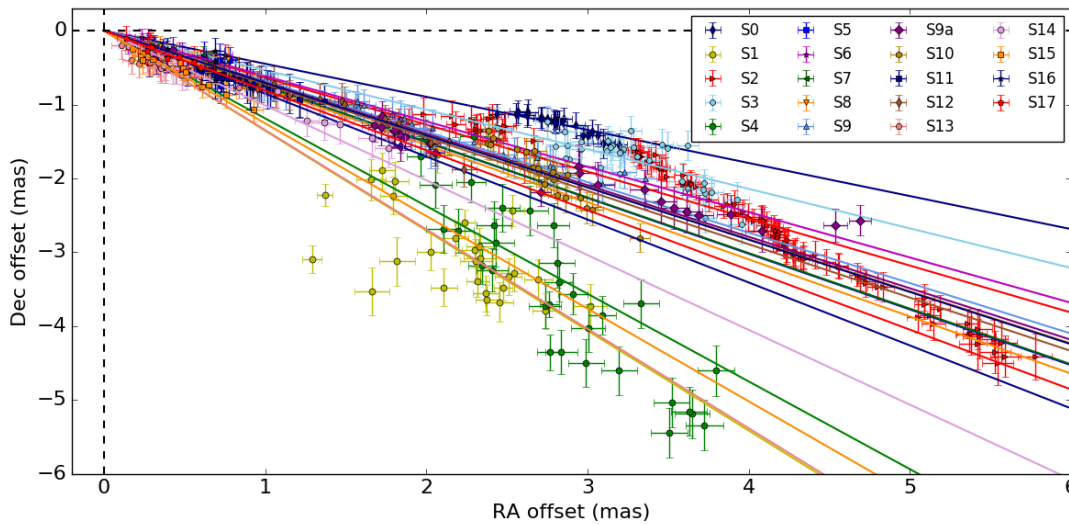


Figura 5.14: Declinação em função da ascensão reta das distintas componentes. As linhas sólidas representam os ângulos de posição médios no plano do céu de cada componente.

Apresentamos nas figs. 5.15 to 5.33 os resultados cinemáticos e curvas de luz para cada componente. Nos painéis superiores mostramos a posição radial da componente em relação ao *core* em função do tempo no lado esquerdo e sua curva de luz no lado direito. Nos painéis inferiores esquerdos temos a trajetória projetada no plano do céu (declinação *vs* ascensão

reta) e as coordenadas em ascensão reta e declinação no plano do céu em função do tempo nos painéis inferiores centrais e direitos, respectivamente.

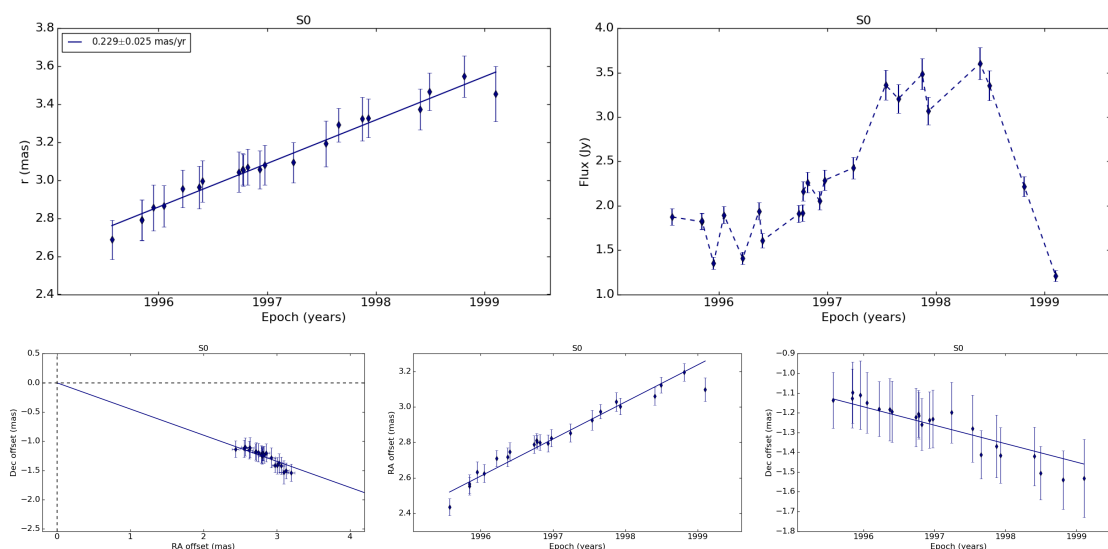


Figura 5.15: Resultados cinemáticos e curva de luz a componente S0. Superior esquerdo: distância componente-núcleo em função do tempo. Superior direito: curva de luz em 15 GHz. Inferior esquerdo: declinação *vs* ascensão reta no plano do céu. Inferior centro: ascensão reta no plano do céu em função do tempo. Inferior direito: declinação no plano do céu em função do tempo. A linha sólida no gráfico de r vs t é o resultado obtido da regressão linear da relação $r(t) = \mu(t - t_0)$, enquanto que nos demais gráficos, as linhas sólidas são as previsões do modelo projetadas na direção $\vec{\eta}$.

5.2.4.1 Movimento das componentes projetados no plano do céu

Em geral, as componentes apresentam trajetórias balísticas projetadas no plano do céu. Algumas exceções são as componentes S2 e S17. Além disso, desvios no plano (Dec vs. RA), (RA vs. Tempo) ou (Dec vs. Tempo) podem ser observados em algumas componentes muito próximas ao *core*, como, por exemplo, no caso da componente S6. Isto porque a proximidade com o *core*, que é a região mais intensa nos mapas de VLBI e dominante nas regiões de poucos msa, pode dificultar a detecção de componentes recentemente ejetadas ou que ainda estejam misturadas com ele dentro do feixe das observações.

A componente S17 (Figura 5.33) é a última componente identificada em nossas análises além de estar muito próxima ao núcleo e, em vários momentos, muito próxima da componentes S16. Veja na Figura 5.13 que há uma série de pontos que correspondem a componentes não identificadas próximas à S17 e que podem corresponder a novas componentes

sendo ejetadas, porém a caracterização destas possíveis novas componentes depende da modelagem de imagens de VLBI posteriores a 19/06/2010 (última época de observação utilizadas neste trabalho). Lembrando que não utilizamos as observações posteriores devido ao grande intervalo de tempo entre elas, o que inviabilizaria a identificação da mesma componente ao longo de sucessivas épocas de observação e, conseqüentemente, o acompanhamento de sua evolução estrutural ao longo do tempo.

O caso mais complexo envolvendo trajetórias curvas no plano do céu é o da componente S2 como mostra a Figura 5.17. Após ~ 1998.5 , a direção de S2 no plano do céu parece mudar bruscamente. Porém, vemos na Figura 5.13, que entre 1998 e 1999 a componente S0 cruza a trajetória de S2 de modo que é possível que estejamos vendo a sobreposição destas duas componentes após ~ 1999.0 . Discutiremos com mais detalhes esta situação na Seção 5.3, ao comparar nossos resultados com os da literatura.

A componente S1 é a que apresenta o maior espalhamento das posições medidas em torno do melhor ajuste de sua trajetória. Esta é a componente mais fraca presente nos mapas de VLBI o que pode introduzir dificuldades em monitorar seu deslocamento de maneira robusta já que sua detecção depende de que seja mantida a qualidade da cobertura do plano (u, v) ao longo de sucessivas épocas de observação. A proximidade com a componente S4, um pouco mais intensa, também pode suprimir sua detecção em algumas épocas. Além disso, como pode ser visto na Figura 5.14, os ângulos de posição no plano do céu das componentes S1 e S4 são muito parecidos e bastante diferentes dos ângulos de posição das componentes S0, S2 e S3.

A trajetória da componente S9a após 2005 deve ser observada com ressalvas já que é possível ver nos mapas de VLBI após essa época que as componentes S9 e S10 estão misturadas.

5.2.4.2 Evolução temporal da densidade de fluxo das distintas componentes

As componentes superluminais vistas nos mapas de VLBI são interpretadas como choques que se propagam ao longo do jato relativístico. Se as partículas presentes atrás do choque têm uma distribuição de energia na forma de uma lei de potência e emitem radiação síncrotron, inicialmente, em uma dada frequência, a região é opticamente espessa devido à auto-absorção síncrotron e a densidade de fluxo da componente cresce. À medida que a região expande, a opacidade diminui e o fluxo máximo é alcançado no momento

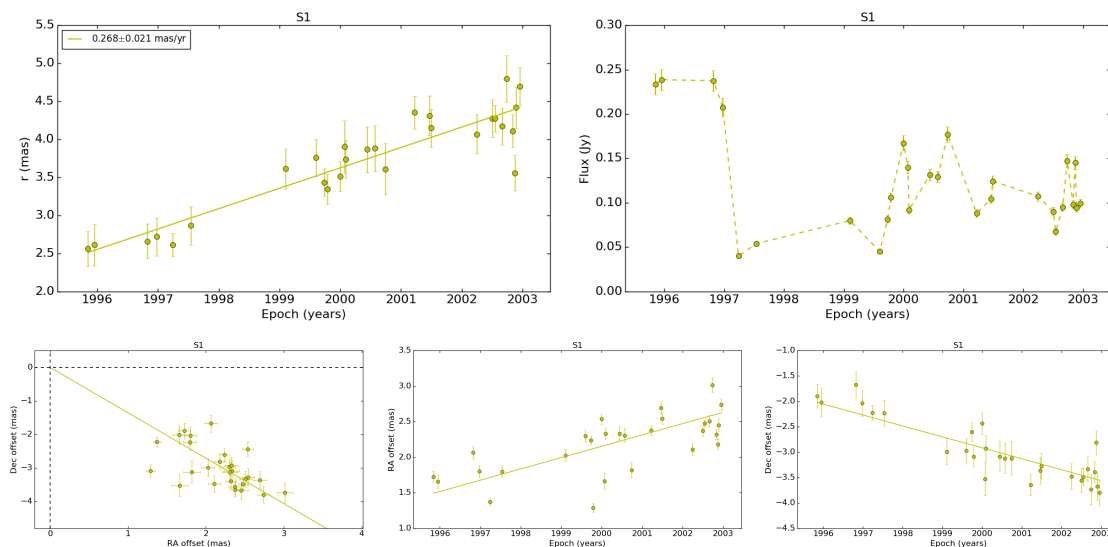


Figura 5.16: Resultados cinemáticos e curva de luz a componente S1.

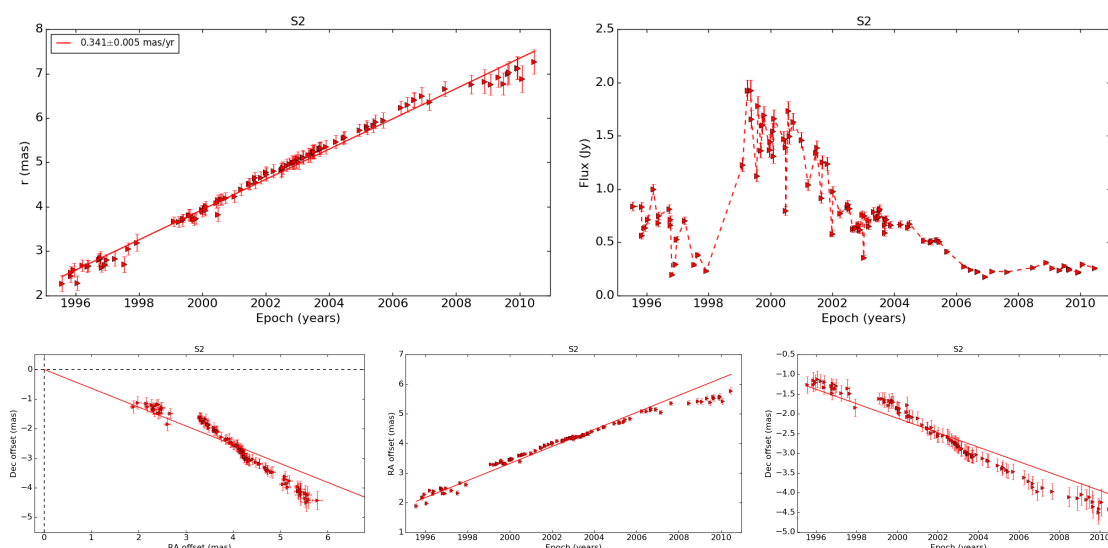


Figura 5.17: Resultados cinemáticos e curva de luz a componente S2.

de transição para o regime opticamente fino no qual a densidade de fluxo decresce com o tempo devido à expansão adiabática da componente.

A densidade de fluxo das componentes S5, S9, S12, S14 é decrescente desde o momento em que elas estão separadas do *core* nos mapas de VLBI. Este mesmo comportamento foi reportado por Savolainen et al. (2002) para várias componentes superluminais observadas em 27 AGNs sugerindo que se as componentes são ondas de choque, é possível que eles se desenvolvam rapidamente e muito próximos ao *core* de forma que quando estas componentes estão separadas do *core* observamos o sistemático decréscimo da densidade de

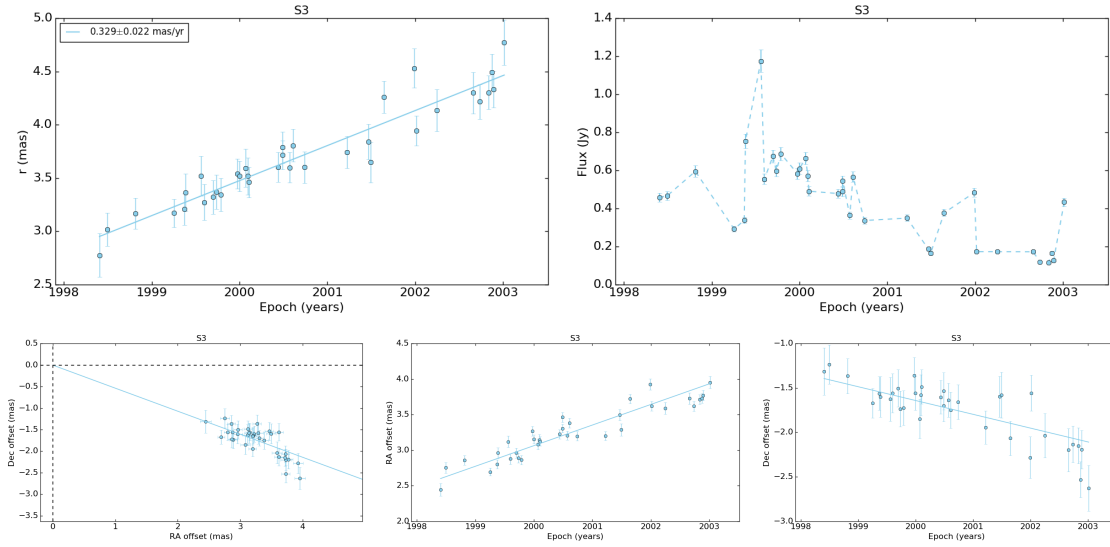


Figura 5.18: Resultados cinemáticos e curva de luz a componente S3.

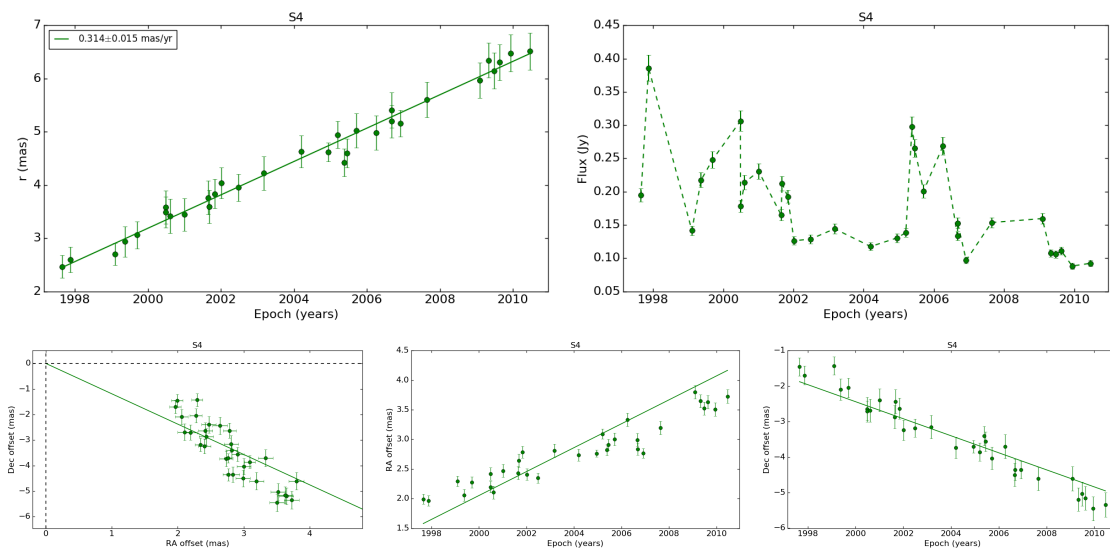


Figura 5.19: Resultados cinemáticos e curva de luz a componente S4.

fluxo. A variabilidade observada na curva de luz da componente S9 entre 2001 e 2003 se deve, provavelmente, à contribuição da emissão da componente S10 não resolvida nos mapas durante este período. As curvas de luz das componentes S16 e S17 também são decrescentes embora elas mostrem que o fluxo aumenta pouco antes de 2009 e pouco depois de 2009, respectivamente. No caso da componente S16, este aumento pode ser causado por variações em como o fluxo é dividido entre ela e a componente vizinha, S17. Enquanto que para a componente S17, a variação se deve, provavelmente, pela proximidade com *core*. Lembremos que a análise de imagens de VLBI subsequentes pode trazer novas

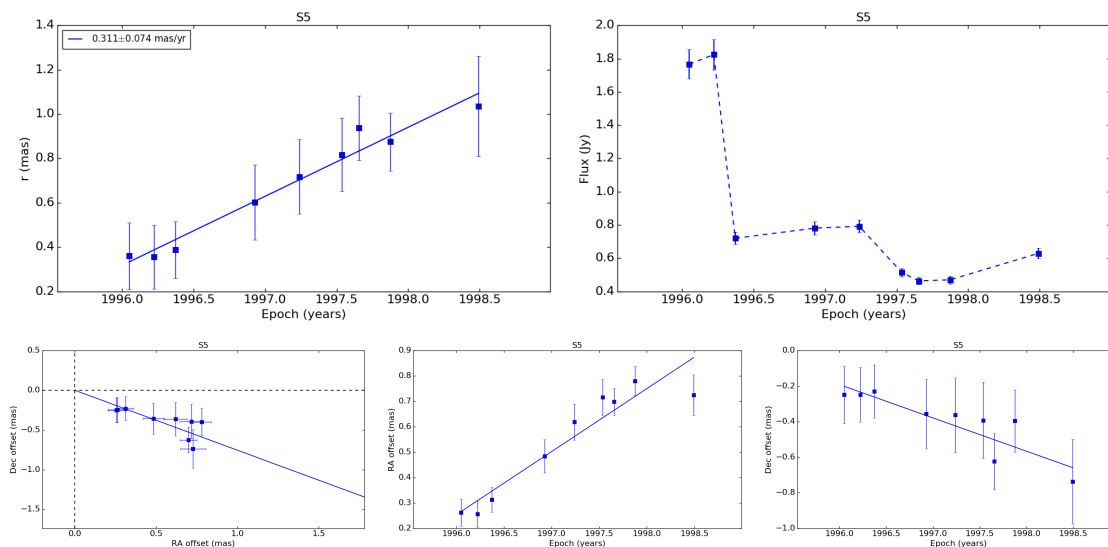


Figura 5.20: Resultados cinemáticos e curva de luz a componente S5.

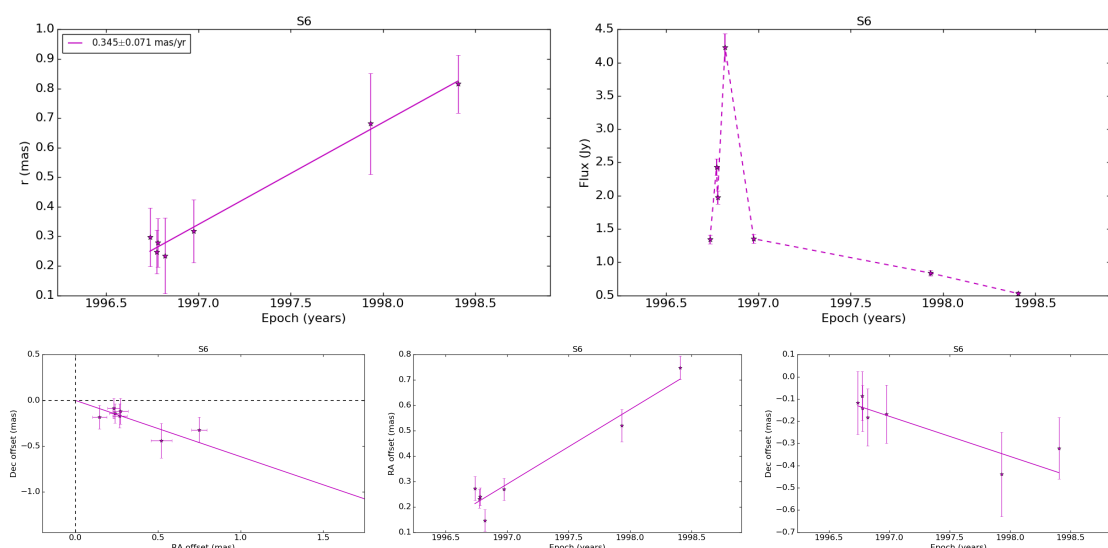


Figura 5.21: Resultados cinemáticos e curva de luz a componente S6.

interpretações para estas últimas componentes identificadas em nosso trabalho.

Variações na curva de luz possivelmente com origem em como o fluxo é dividido entre a componentes em questão e o *core* podem ser vistas para os casos das componentes S8 e S13. Vale ressaltar que não podemos excluir a possibilidade da existência de alguma componente não resolvida nos mapas ou ainda pequenas variação no ângulo do jato em relação à linha de visada.

Componentes muito fracas são muito sensíveis a mudanças na cobertura do plano (u, v) entre as observações, portanto a variabilidade vista nas curvas de luz das componentes S1

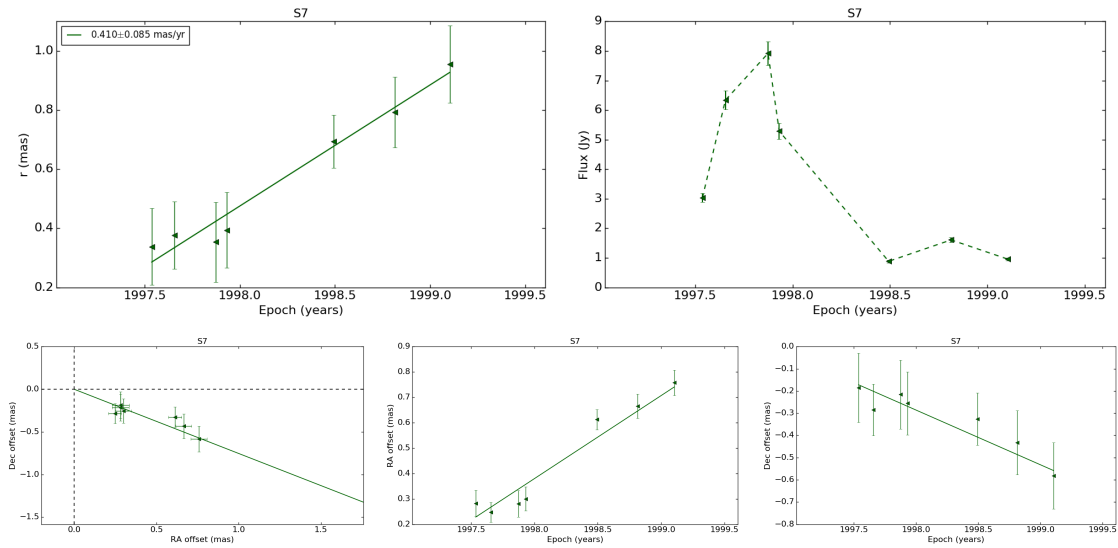


Figura 5.22: Resultados cinemáticos e curva de luz a componente S7.

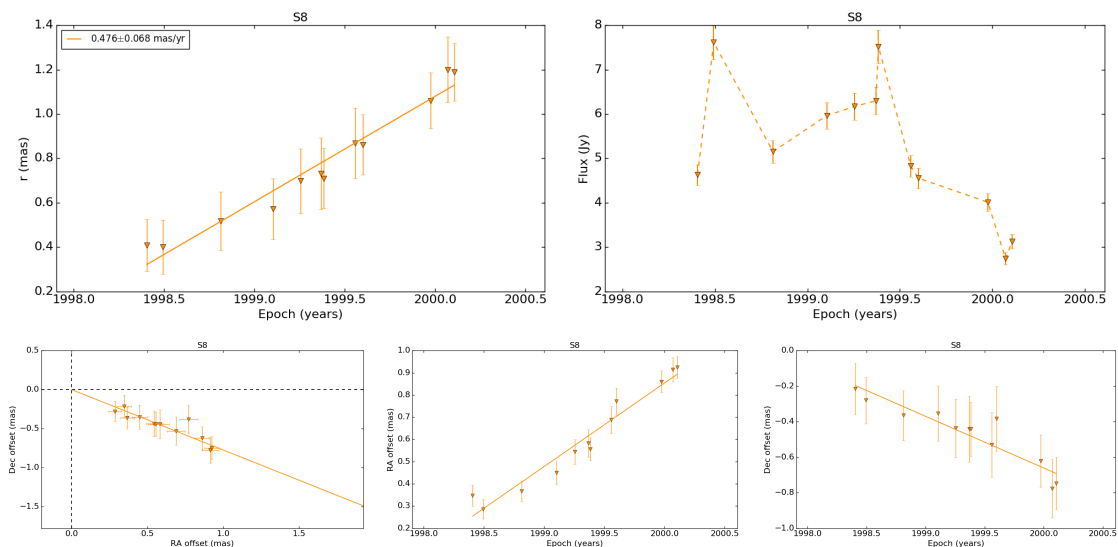


Figura 5.23: Resultados cinemáticos e curva de luz a componente S8.

e S4, as menos intensas em nossos mapas, pode ser resultado disso, além do fato de que a proximidade com componentes mais intensas pode introduzir dificuldades na determinação dos parâmetros das componentes menos robustas.

A mistura das componentes S9a, S9 e S10 nos mapas de VLBI é evidente na curva de luz de S9a onde vemos o aumento da densidade de fluxo após ~ 2005.2 .

Podemos ver a transição entre os regimes opticamente espesso e fino nas curvas de luz das componentes S6, S7, S10, S11 e S15. O tempo decorrido entre a ejeção destas componentes e o momento em que a densidade de fluxo é máxima ($\Delta t_{max} = t_0 - t_{max}$) é,

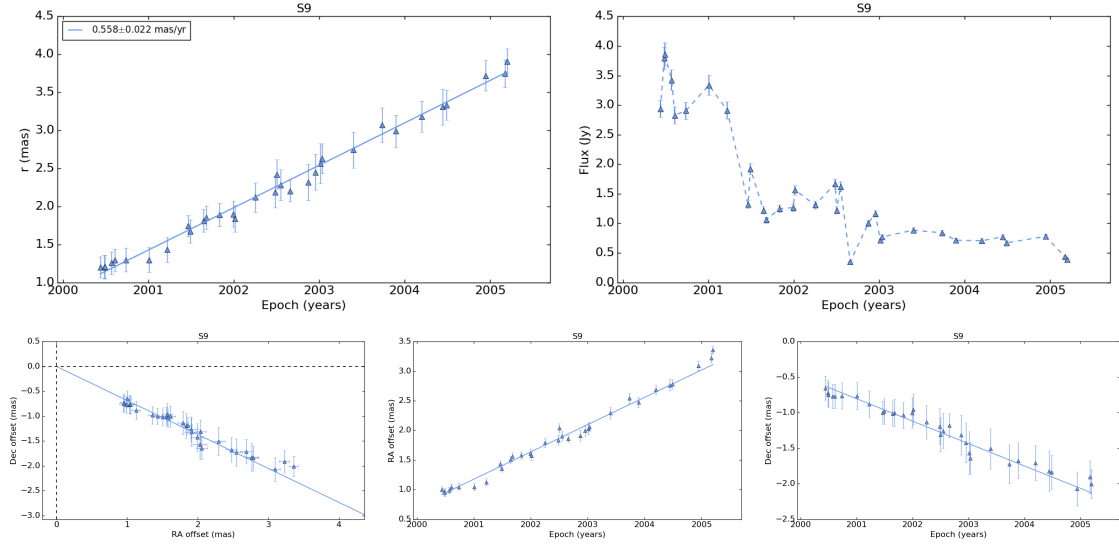


Figura 5.24: Resultados cinemáticos e curva de luz a componente S9.

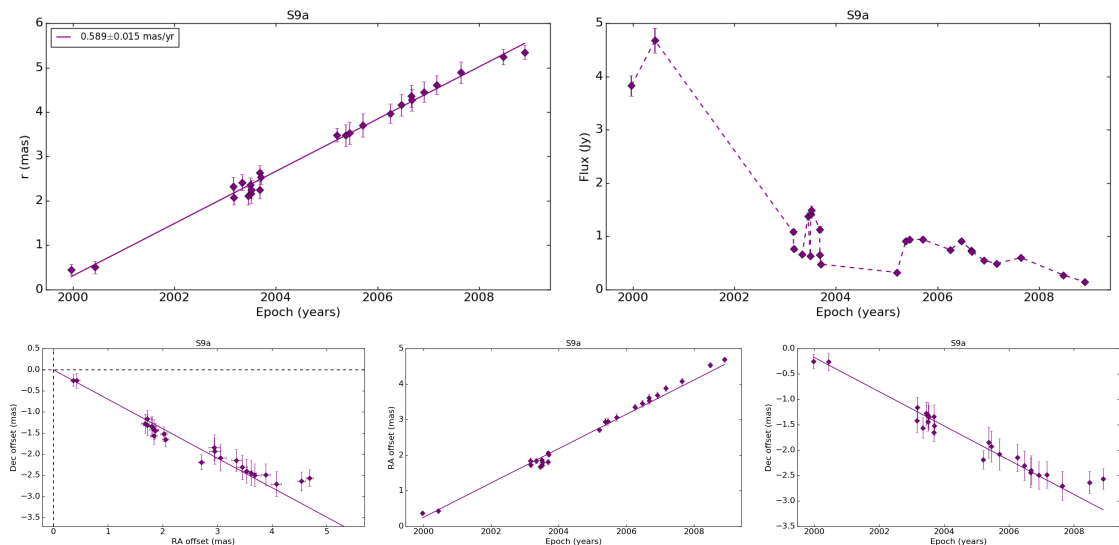


Figura 5.25: Resultados cinemáticos e curva de luz a componente S9a.

aproximadamente, igual a 0.8, 1.1, 1.4, 1.8 e 2.2 anos, respectivamente. Atrasos parecidos foram encontrados para componentes em outros AGNs (e.g: Jorstad et al. 2005; Caproni et al. 2014) e podem ser resultantes do tempo requerido para a evolução do choque.

O pico na curva de luz de S0 (Figura 5.15) ocorre ~ 14.5 anos após ela ter sido ejetada. Sua densidade de fluxo começa a aumentar a partir de ~ 1996.5 quando ela e a componente S2 estão muito próximas de modo que não podemos afirmar que este aumento do fluxo é real para a componente S0 ou efeito da proximidade com S2. Nossa interpretação favorece o cenário em que estas duas componentes começam a se sobrepor durante este período,

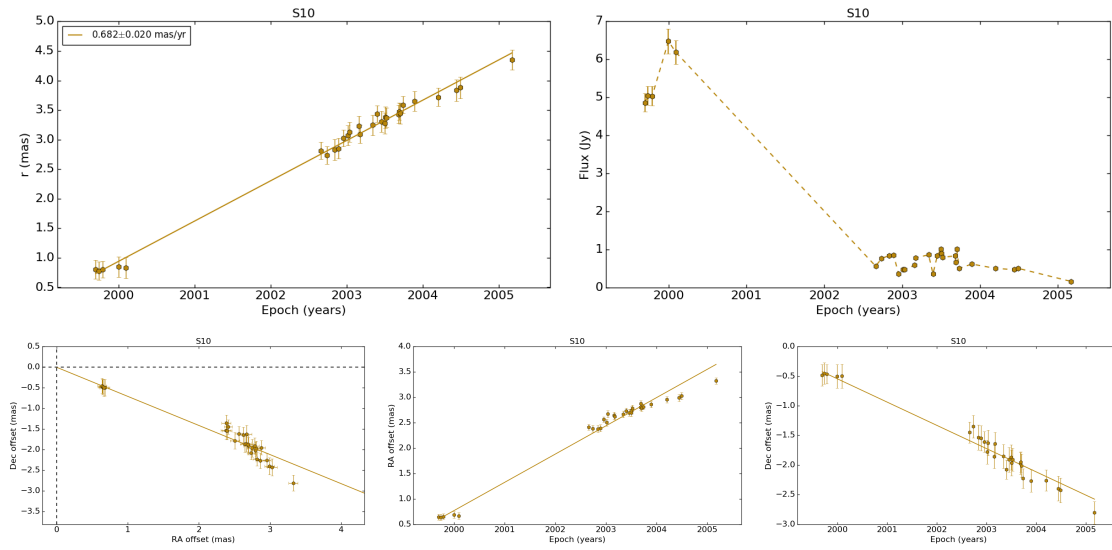


Figura 5.26: Resultados cinemáticos e curva de luz a componente S10.

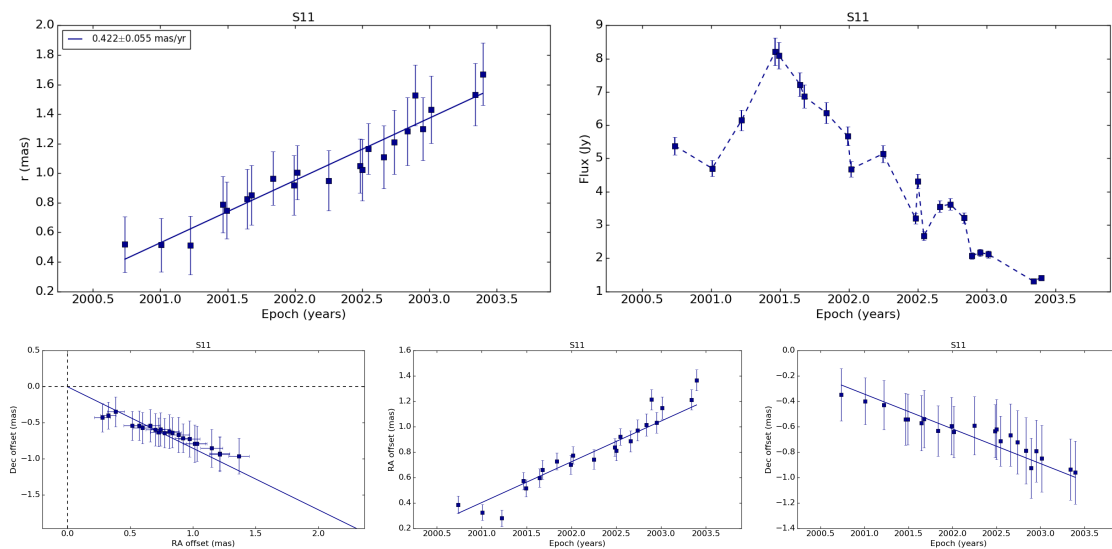


Figura 5.27: Resultados cinemáticos e curva de luz a componente S11.

e são vistas misturadas nos mapas de VLBI após ~ 1998.5 . A variabilidade da curva de luz da componente S3 provavelmente tem origem em como o fluxo é dividido entre ela e a componente vizinha, S2.

5.2.5 Eventos de flares e ejeção de novas componentes superluminais

De acordo com o modelo de choques em jatos relativísticos, a ocorrência de *flares* está estreitamente relacionada com a formação de novas componentes superluminais. Além disso, a amplitude máxima do *flare* se desloca das maiores para as menores frequências à

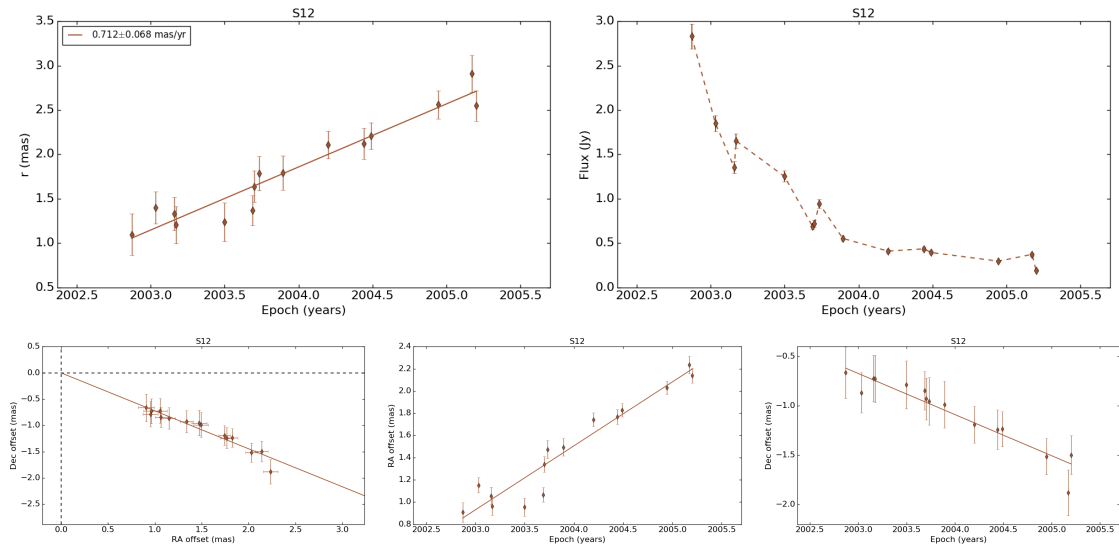


Figura 5.28: Resultados cinemáticos e curva de luz a componente S12.

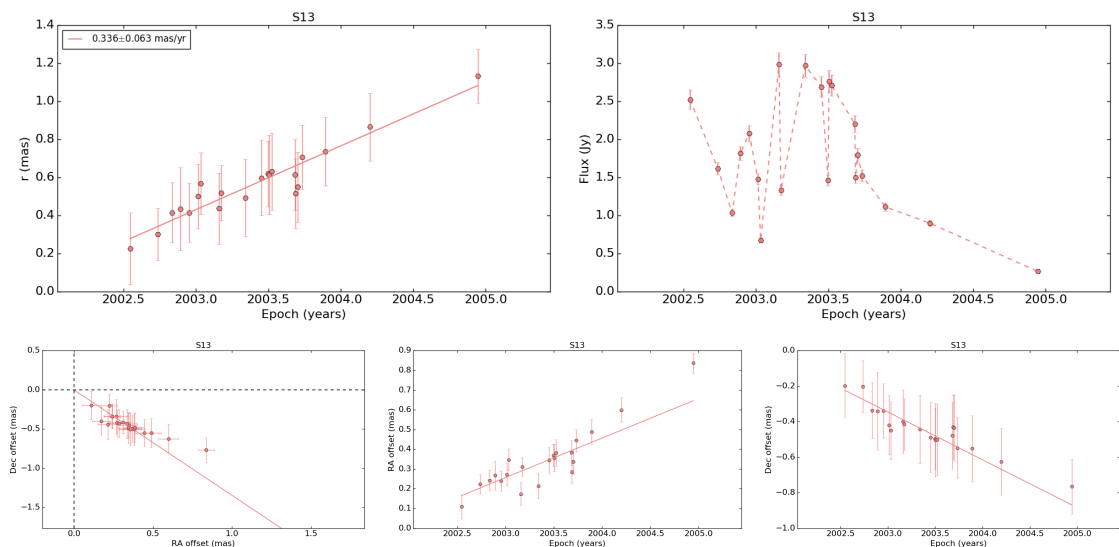


Figura 5.29: Resultados cinemáticos e curva de luz a componente S13.

medida que o choque evolui, deste modo, variações na densidade de fluxo total da fonte na faixa do rádio podem ser detectadas meses após a ocorrência de *flares* em altas energias.

Na Figura 5.34, as linhas verticais marcam os momentos de ocorrência de *flares* na banda-R reportados por Chatterjee et al. (2008) sobrepostas aos ajustes cinemáticos das distintas componentes identificadas em nosso trabalho. Podemos ver que a época de ejeção de várias componentes coincide ou é muito próxima destes eventos. Listamos na Tabela 5.4 a época e duração de cada *flare* ocorrido no período de 1996 a 2007 conforme apresentado por Chatterjee et al. (2008), a componente associada ao respectivo *flare*, sua velocidade e

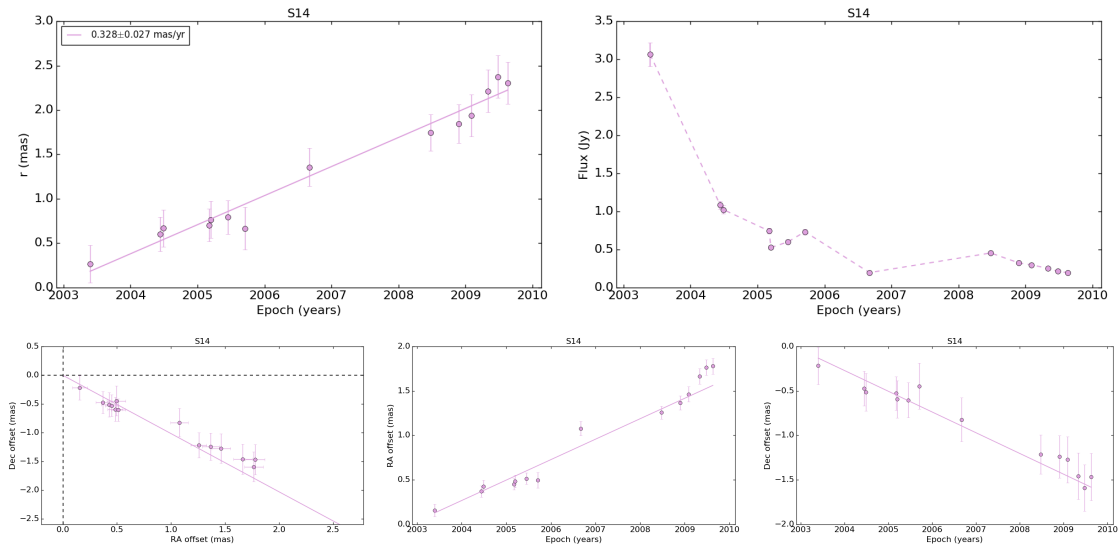


Figura 5.30: Resultados cinemáticos e curva de luz a componente S14.

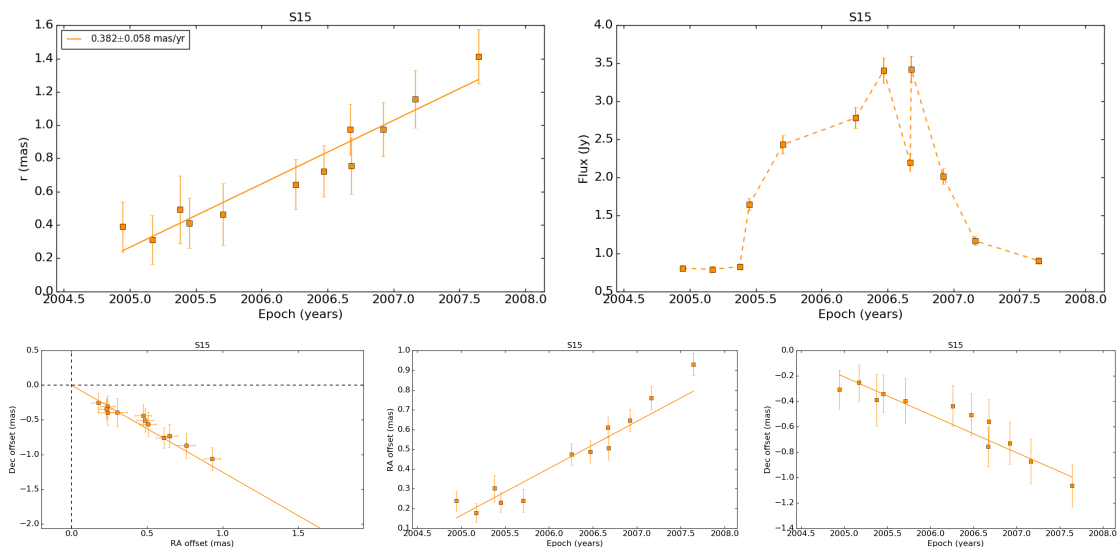


Figura 5.31: Resultados cinemáticos e curva de luz a componente S15.

época de ejeção.

Considerando a duração dos distintos *flares* e a incerteza da época de ejeção das componentes, a ejeção de S6, S8, S9, S10, S11, S12, S13, S15 e S16 está diretamente relacionada com estes eventos. Curiosamente, a componente S12, que apresenta a maior velocidade superluminal observada, foi ejetada simultaneamente a detecção do mais intenso *flare* de todo o período englobado pelas observações (ver Figura 5.1). Deixamos em aberto a associação da ejeção da componente S9a com o *flare* ocorrido em 1999.24 devido à dificuldade em se identificar S9a ao longo de sucessivas épocas de observação e à mistura com as com-

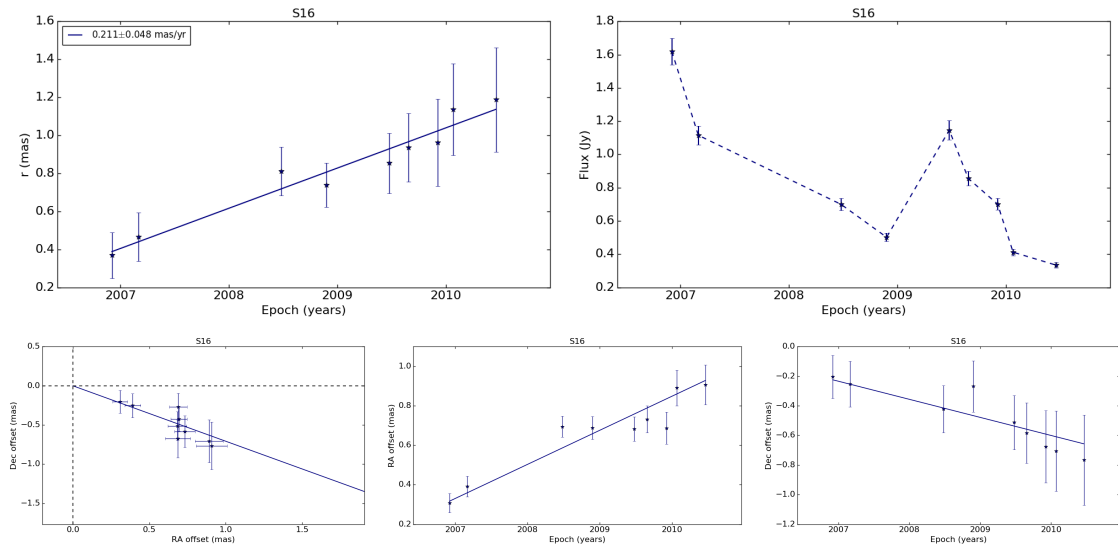


Figura 5.32: Resultados cinemáticos e curva de luz a componente S16.

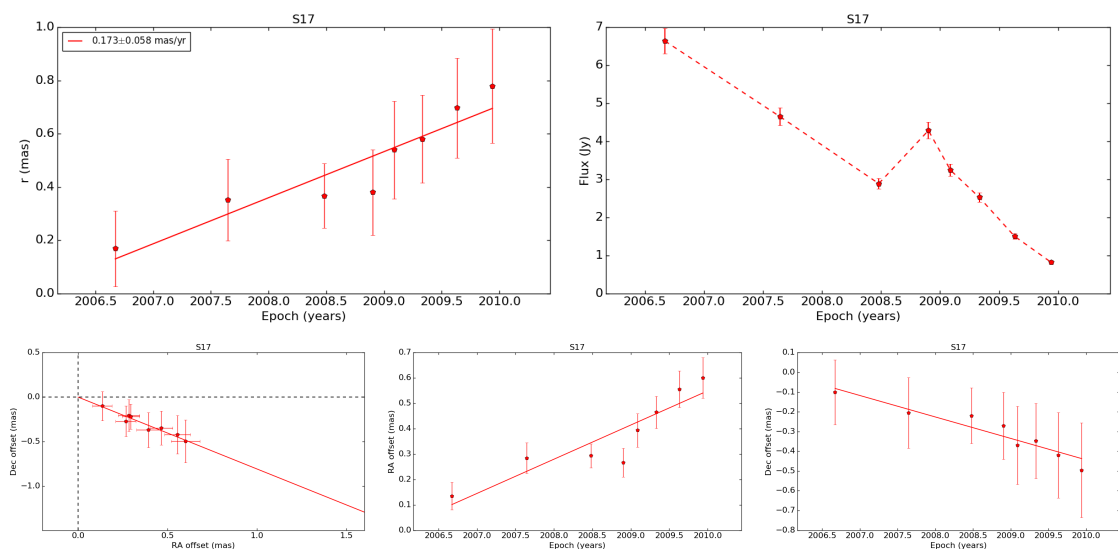


Figura 5.33: Resultados cinemáticos e curva de luz a componente S17.

ponentes S9 e S10 após ~ 2005 . Do mesmo modo, poderíamos imaginar que a componente S17 estaria associada com algum dos *flares* ocorridos após 2006, mas tal associação seria frágil sem a modelagem de imagens interferométricas subsequentes.

Estes resultados corroboram nossa proposta para o cenário cinemático do jato em escalas de parsecs do quasar 3C 279.

Balonek et al. (1989); Makino et al. (1989); Webb et al. (1990) reportaram que o quasar 3C 279 encontrava-se em estado de intensa atividade no período entre 1987 e 1990 com eventos de *flares* na faixa do infravermelho, óptico e inclusive em raios-X. As componentes

S1, S2, S3 e S4 ejetadas entre 1986 e 1990 possivelmente estão associadas com estes eventos.

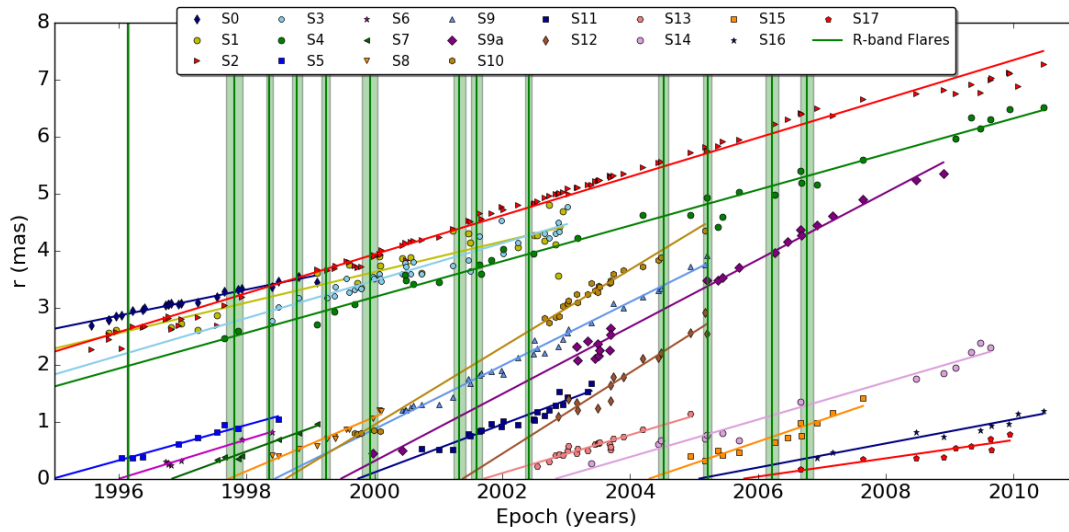


Figura 5.34: Correspondência entre a ocorrência de *flares* na banda R reportados por Chatterjee et al. (2008) e a ejeção de componentes superluminais identificadas nos mapas de VLBI em 15 GHz utilizando a técnica CE. As linhas verticais verdes marcam as épocas de ocorrência dos *flares* e a área sombreada representa a duração de cada um deles.

Tabela 5.4 - Correspondência entre a ocorrência de *flares* na banda R reportados por Chatterjee et al. (2008) e a ejeção de componentes superluminais identificadas nos mapas de VLBI.

Flare ID	Época (ano)	Duração (anos)	Componente ID	β_{obs} (c)	t_0 (ano)
(1)	1996.14	0.03	S6	10.9 ± 0.6	1996.02 ± 0.38
(2)	1997.81	0.27	S8	15.0 ± 1.0	1997.73 ± 0.27
(3)	1998.36	0.10	S9	17.6 ± 0.3	1998.45 ± 0.15
(4)	1998.79	0.16	S10	21.5 ± 0.4	1998.62 ± 0.14
(5)	1999.24	0.12	S9a (?)	18.6 ± 0.4	1999.48 ± 0.15
(6)	1999.93	0.25	S11	13.3 ± 0.8	1999.75 ± 0.37
(7)	2001.33	0.18	S12	22.5 ± 1.7	2001.39 ± 0.26
(8)	2001.6	0.16	S13	10.6 ± 0.8	2001.72 ± 0.44
(9)	2002.41	0.11	S14	10.4 ± 0.5	2002.84 ± 0.37
(10)	2004.52	0.15	S15	12.1 ± 1.2	2004.31 ± 0.33
(11)	2005.21	0.14	S16	6.7 ± 0.6	2005.09 ± 1.14
(12)	2006.22	0.18	-	-	-
(13)	2006.76	0.20	-	-	-

5.3 Comparação com resultados da literatura

O quasar 3C 279 é uma das fontes mais exploradas em estudos sobre a estrutura dos jatos relativísticos de AGNs em escalas de parsecs. Portanto a comparação entre os

resultados encontrados neste trabalho com outros da literatura se faz necessária.

Lister et al. (2016) encontraram 12 componentes no jato de 3C 279 além do *core* estacionário. Há correspondência direta entre nossos resultados e os apresentados por Lister et al. (2016) apenas para duas componentes. Em nosso trabalho as componentes S12 e S13 correspondem, respectivamente, às componentes L7 e L8 do referido trabalho. Quando nos referirmos as componentes identificadas por Lister et al. (2016) usaremos o prefixo L seguido do número da componente.

Mostramos na Figura 5.35 as posições das componentes L1 e L2 em relação ao *core* sobrepostas aos nossos resultados para as componentes S0, S2 e S3. A componente L1 ou C1 em Bloom et al. (2013) é chamada de C4 em uma série de trabalhos anteriores (e.g: Wehrle et al. 2001; Homan et al. 2003; Jorstad et al. 2004).

Note que até ~ 1998 as posições de L1 e L2 estão sobrepostas, respectivamente, as das componentes S0 e S2, e que após ~ 1998 , L1 corresponde a S2 e L2 corresponde a S3. Isto significa que considerando o ajuste apresentado por Lister et al. (2016), L1 teria, inicialmente, velocidade igual a de S0 até ~ 1998 , e velocidade igual a de S2 após este período, ou seja, L1 estaria sujeita à algum tipo de aceleração. A mudança de velocidade de L1 (ou C4) foi reportada em outros trabalhos como consta no início deste capítulo e interpretada em termos da reorientação do jato, interação com o meio ou com alguma componente próxima. Reiteramos que a reinterpretação da situação destas componentes conforme apresentada neste trabalho dispensa cenários em que elas estejam submetidas a algum processo de aceleração ou mudanças físicas no jato.

Na Figura 5.36 mostramos a distância radial componente-núcleo em função do tempo para a componente L5, e componentes S9, S9a e S10. Conforme descrito no início deste capítulo, a complexidade na trajetória de L5 entre 2002.5 e 2005.5 foi explicada por Bloom et al. (2013) em termos da mudança do fator de Lorentz e ângulo em relação à linha de visada desta componente. Porém os autores não descartaram a idéia de que poderia existir alguma componente de alta velocidade não resolvida nos mapas durante este período. Nosso trabalho favorece esta última hipótese. Deste modo, mudanças nos parâmetros físicos da componente são desnecessários se consideramos a existência de componentes distintas e com velocidade diferentes.

Caso semelhante é o da componente L6 como mostra a Figura 5.37. Segundo Bloom et al. (2013), mudanças no fator de Lorentz e ângulo em relação à linha de visada seriam

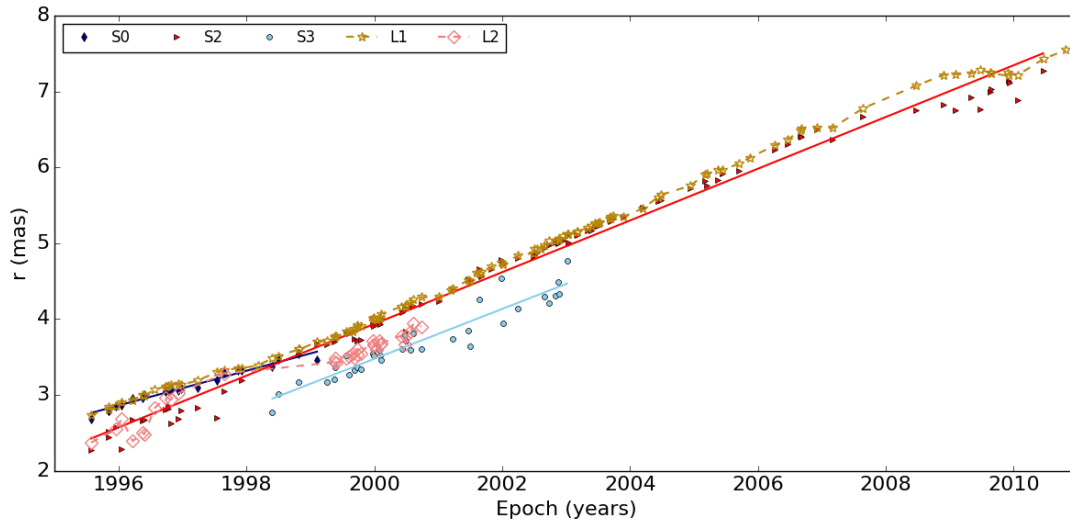


Figura 5.35: Posição das componentes L1 e L2 de Lister et al. (2016) em relação ao *core* em função do tempo e das componentes S0, S2 e S3 identificadas em nosso trabalho.

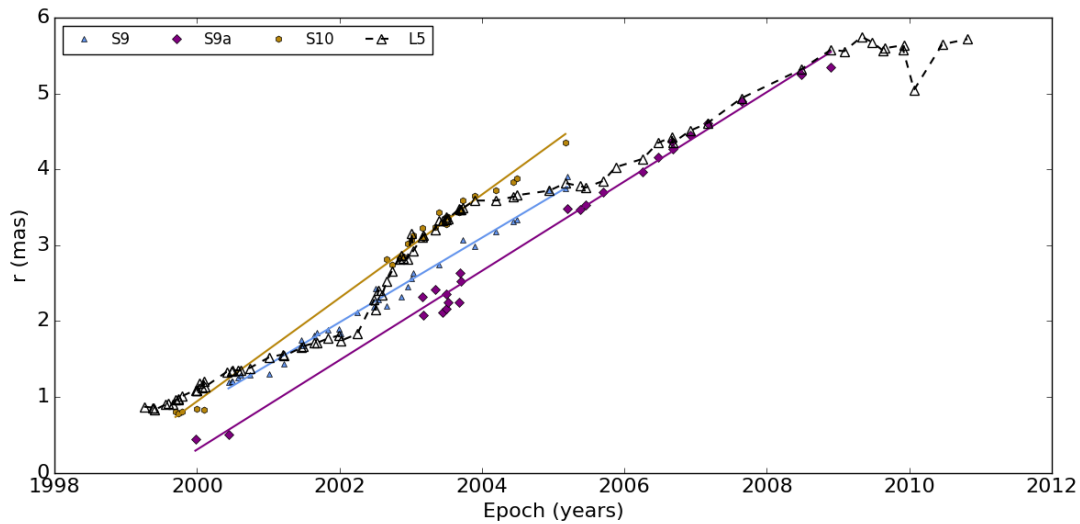


Figura 5.36: Posição da componente L5 de Lister et al. (2016) em relação ao *core* em função do tempo e das componentes S9, S9a e S10 identificadas em nosso trabalho.

responsáveis pela curvatura na trajetória e aceleração da componente L6. Embora a componente S9a identificada em nosso trabalho não seja visível ao longo de sucessivas épocas de observação e provavelmente corresponda à mistura de S9 e S10 após ~ 2005 , a componente S11 apresenta movimento balístico, consistente evolução temporal da densidade de fluxo e sua época de ejeção coincide com o *flare* ocorrido em 1999.93.

Como podemos perceber, a análise da cinemática das distintas componentes presentes

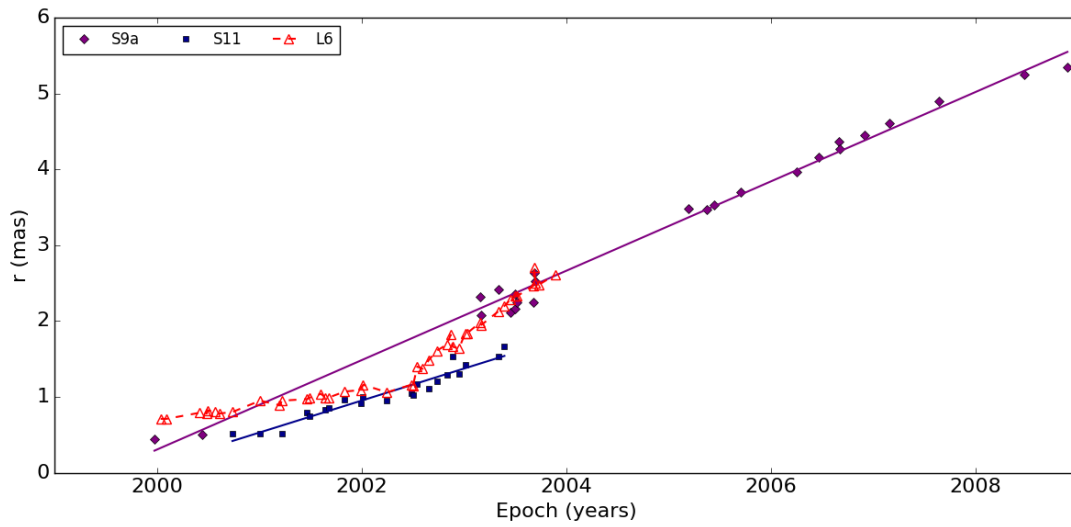


Figura 5.37: Posição da componente L6 de Lister et al. (2016) em relação ao *core* em função do tempo e das componentes S9a e S11 identificadas em nosso trabalho.

nos jatos de AGNs em escalas de parsecs é um trabalho delicado, complexo e que exige que a distinção das componentes ao longo de sucessivas épocas de observação considere além das distâncias componente-núcleo, a evolução temporal da densidade de fluxo, comportamento do ângulo de posição no plano do céu e possibilidade da sobreposição de componentes nos mapas.

5.4 Conclusões e Perspectivas II

Neste trabalho analisamos ~ 100 imagens de domínio público do jato do quasar 3C 279 obtidas pelo Very Long Baseline Array em 15 GHz no período entre 28/07/1995 a 19/06/2010. Usamos o método Cross-entropy seguindo a metodologia apresentada por Caproni et al. (2011) modificada para incluir o uso do método de convolução para feixes elípticos de Wild (1970) para modelar as imagens interferométricas como um conjunto de N_s gaussianas elípticas, cada uma caracterizada por seis parâmetros: coordenadas centrais x e y em ascensão reta e declinação, respectivamente, semi-eixo maior da elipse (a), excentricidade (e), ângulo de posição estrutural ou inclinação (PA) e intensidade I_0 no centro da gaussiana. O método CE utiliza a própria imagem como dados de entrada e procura os melhores parâmetros para as componentes do jato selecionando os melhores candidatos entre todas as soluções geradas em cada iteração, e construindo novos parâmetros a partir delas. As imagens foram modeladas variando-se o número de componentes entre $3 \leq N_s \leq 7$ e determinamos o melhor número de componentes para cada época a partir da análise das funções de mérito e inspeção visual dos mapas residuais.

Em nossas análises identificamos 19 componentes distintas além *core* no jato de 3C 279 as quais chamamos de S0, S1, S2, S3, S4, S5, S6, S7, S8, S9, S9a, S10, S11, S12, S13, S14, S15, S16 e S17. A partir da distância componente-núcleo em função do tempo e assumindo trajetórias balísticas calculamos as velocidades e épocas de ejeção para cada uma delas. As componentes têm movimentos próprios entre $0.173 \leq \mu(mas\ yr^{-1}) \leq 0.712$ ou $5.5 \leq \beta(c) \leq 22.5$ em unidades da velocidade da luz, e se movem ao longo de ângulos de posição no plano do céu entre $216.4^\circ \leq \eta \leq 245.9^\circ$.

Encontramos que, em geral, as componentes apresentam trajetórias balísticas projetadas no plano do céu, embora desvios no plano Dec vs. RA, RA vs. Tempo ou Dec vs. Tempo podem ser observados em algumas componentes como resultado da proximidade com o *core* que dificulta a detecção de componentes recentemente ejetadas ou que ainda estejam misturadas com ele dentro do feixe das observações. Além disso, desvios de uma trajetória balística podem ser vistos para as componentes S2 e S17. No caso da componente S2, interpretamos a mudança na direção de sua trajetória por volta de ~ 1998.5 como um resultado da mistura com a componente S0 que possui uma velocidade diferente da S2. No caso de S17, lembremos que esta é a última componente identificada em nossas

análises e a robustez de sua cinemática precisa ser verificada a partir da análise de imagens interferométricas obtidas após a última época considerada em nosso trabalho.

A curva de luz de 3C 279 obtida a partir do método CE é consistente com os resultados obtidos a partir de observações *single-dish* e variações na densidade de fluxo do *core* acompanham as variações observadas na densidade de fluxo total. A densidade de fluxo das componentes S5, S9, S9a, S12, S14, S16 e S17 é decrescente desde o momento em que elas estão separadas do *core* nos mapas de VLBI, enquanto que para as componentes S6, S7, S10, S11 e S15 podemos ver a transição entre os regimes opticamente espesso e fino em suas curvas de luz, a densidade de fluxo aumenta até um valor máximo e depois passa a decrescer com tempo. Oscilações nas curvas de luz das componentes S1, S3, S4, S8 e S13 provavelmente são resultado da proximidade com componentes mais intensas de modo que há variações em como o fluxo é dividido entre componentes próximas. O aumento da densidade de fluxo da componente S0 entre ~ 1996.5 e ~ 1998.5 favorece nossa interpretação de que estamos vendo a sobreposição de S0 e S2 nos mapas de VLBI.

De acordo com o modelo de choques em jatos relativísticos, a ocorrência de *flares* em diferentes bandas do espectro está estreitamente relacionada com a formação de novas componentes superluminais. Deste modo, nossa proposta para o cenário cinemático para o jato em escalas de parsecs do quasar 3C 279 é corroborada pela associação entre a ejeção de várias das componentes superluminais identificadas em nosso trabalho e a ocorrência de *flares* na banda-R reportados na literatura.

A comparação entre os nossos resultados e análises da cinemática do jato de 3C 279 apresentadas por outros autores mostrou que em vários casos onde as componentes aparentam seguir trajetórias curvas no plano do céu ou aparentam sofrer acelerações podem ser explicados pela sobreposição de distintas componentes com velocidades diferentes.

Em nossas futuras análises incluiremos observações de VLBI em 43 GHz com o intuito de obter vínculos mais fortes entre a ocorrência de *flares* e a formação de novas componentes superluminais. Esta frequência mapeia as regiões mais internas do jato e permite que novas componentes superluminais sejam vistas nos mapas de VLBI logo após sua formação. Neste contexto, a análise de imagens polarimétricas nesta mesma frequência fornecerá um meio de verificar nossos modelos, uma vez que variações no grau e ângulos de posição dos vetores elétricos na região do *core* são esperadas à medida que o choque atravessa a região. Temos interesse imediato em conduzir estes estudos usando imagens

de domínio público do programa de monitoramento de blazares da Universidade de Boston (*The VLBA-BU-BLAZAR Program*, Alan Marscher; Svetlana Jorstad et al.; Jose Luis Gomez et al.) obtidas em 43 GHz com o VLBA. Estas observações são realizadas mensalmente e cobrem um intervalo de tempo posterior ao das observações em 15 GHz utilizadas em nosso trabalho. A partir de uma simples inspeção visual da sequência de imagens do quasar 3C 279 disponibilizadas pelo programa já é possível notar a mudança na direção de ejeção de novas componentes superluminais entre 2013 e 2014 coincidente com a ocorrência de intensos *flares* em altas energias reportados na literatura, portanto justificando a necessidade de se modelar estas imagens para se obter vínculos observacionais para modelos de choques em jatos de AGNs e estudos de periodicidade.

Referências Bibliográficas

- Abdo A. A., Ackermann M., Ajello M., Axelsson M., Baldini L., Ballet J., Barbiellini G., Bastieri D., Baughman B. M., Bechtol K., et al. A change in the optical polarization associated with a γ -ray flare in the blazar 3C279, *Nature*, 2010, vol. 463, p. 919
- Abraham Z., Precession, beaming and the periodic light curve of OJ287, *A&A*, 2000, vol. 355, p. 915
- Abraham Z., , 2016 *Notas de Aula em Radioastronomia*
- Abraham Z., Carrara E. A., The Precessing Jet in 3C 279, *ApJ*, 1998, vol. 496, p. 172
- Abraham Z., Carrara E. A., Zensus J. A., Unwin S. C., Velocities and life-times in the VLBI jet of 3C 273., *A&AS*, 1996, vol. 115, p. 543
- Abraham Z., Romero G. E., Beaming and precession in the inner jet of 3C 273, *A&A*, 1999, vol. 344, p. 61
- Agarwal A., Gupta A. C., Bachev R., Strigachev A., Semkov E., Wiita P. J., Böttcher M., Boeva S., Gaur H., Gu M. F., Peneva S., Ibryamov S., Pandey U. S., Multiband optical-NIR variability of blazars on diverse time-scales, *MNRAS*, 2015, vol. 451, p. 3882
- Algaba J. C., High-frequency very long baseline interferometry rotation measure of eight active galactic nuclei, *MNRAS*, 2013, vol. 429, p. 3551
- Aller H. D., The Polarization of Variable Radio Sources at 8 GHz. I. The Observations, *ApJ*, 1970, vol. 161, p. 1
- Aller H. D., Aller M. F., Latimer G. E., Hodge P. E., Spectra and linear polarizations of extragalactic variable sources at centimeter wavelengths, *ApJS*, 1985, vol. 59, p. 513

- Altschuler D. R., Wardle J. F. C., Observations of the flux density and linear polarization of compact extragalactic radio sources at 3.7 and 11.1 CM wavelength. II, MNRAS, 1977, vol. 179, p. 153
- Asada K., Inoue M., Uchida Y., Kamenno S., Fujisawa K., Iguchi S., Mutoh M., A Helical Magnetic Field in the Jet of 3C 273, PASJ, 2002, vol. 54, p. L39
- Attridge J. M., Roberts D. H., Wardle J. F. C., Radio Jet-Ambient Medium Interactions on Parsec Scales in the Blazar 1055+018, ApJ, 1999, vol. 518, p. L87
- Balonek T. J., Heckert P. A., Elston R., Smith P. S., Sitko M. L., Optical-Infrared Continuum Spectra and Polarization of Quasars: an Outburst in 3c 279 during 1987-88. In Active Galactic Nuclei , vol. 134 of IAU Symposium, 1989, p. 385
- Bardeen J. M., Petterson J. A., The Lense-Thirring Effect and Accretion Disks around Kerr Black Holes, ApJ, 1975, vol. 195, p. L65
- Beaklini P. P., Abraham Z., Dominici T. P., Detection of an increase in the flux density at 43 GHz from blazar PKS 1510-089 since August, 2011, The Astronomer's Telegram, 2011, vol. 3799
- Beaklini P. P. B., Abraham Z., 3C 273 variability at 7 mm: evidence of shocks and precession in the jet, MNRAS, 2014, vol. 437, p. 489
- Beckmann V., Shrader C. R., Active Galactic Nuclei, 2012
- Blandford R. D., Acceleration and collimation mechanisms in jets, Astrophysics and Space Science Library, 1993, vol. 103, p. 15
- Blandford R. D., Königl A., Relativistic jets as compact radio sources, ApJ, 1979, vol. 232, p. 34
- Blandford R. D., Payne D. G., Hydromagnetic flows from accretion discs and the production of radio jets, MNRAS, 1982, vol. 199, p. 883
- Blandford R. D., Rees M. J., Some comments on radiation mechanisms in Lacertids. In BL Lac Objects , 1978, p. 328

-
- Blandford R. D., Znajek R. L., Electromagnetic extraction of energy from Kerr black holes, *MNRAS*, 1977, vol. 179, p. 433
- Błażejowski M., Sikora M., Moderski R., Madejski G. M., Comptonization of Infrared Radiation from Hot Dust by Relativistic Jets in Quasars, *ApJ*, 2000, vol. 545, p. 107
- Bloom S. D., Fromm C. M., Ros E., The Accelerating Jet of 3C 279, *AJ*, 2013, vol. 145, p. 12
- Bloom S. D., Marscher A. P., An Analysis of the Synchrotron Self-Compton Model for the Multi-Wave Band Spectra of Blazars, *ApJ*, 1996, vol. 461, p. 657
- Bottacini E., Böttcher M., Pian E., Collmar W., 3C 279 in Outburst in 2015 June: A Broadband SED Study Based on the INTEGRAL Detection, *ApJ*, 2016, vol. 832, p. 17
- Bottacini E., Ferrigno C., Fotopoulou S., Collmar W., Pian E., Brightening of 3C 279 observed by INTEGRAL at hard X-rays, *The Astronomer's Telegram*, 2015, vol. 7648
- Böttcher M., Reimer A., Sweeney K., Prakash A., Leptonic and Hadronic Modeling of Fermi-detected Blazars, *ApJ*, 2013, vol. 768, p. 54
- Briggs D. S., High Fidelity Interferometric Imaging: Robust Weighting and NNLS Deconvolution. In *American Astronomical Society Meeting Abstracts* , vol. 27 of *Bulletin of the American Astronomical Society*, 1995, p. 1444
- Broderick A. E., McKinney J. C., Parsec-scale Faraday Rotation Measures from General Relativistic Magnetohydrodynamic Simulations of Active Galactic Nucleus Jets, *ApJ*, 2010, vol. 725, p. 750
- Camenzind M., Centrifugally driven MHD-winds in active galactic nuclei, *A&A*, 1986, vol. 156, p. 137
- Camenzind M., Krockenberger M., The lighthouse effect of relativistic jets in blazars - A geometric origin of intraday variability, *A&A*, 1992, vol. 255, p. 59
- Caproni A., Abraham Z., Precession in the Inner Jet of 3C 345, *ApJ*, 2004, vol. 602, p. 625

- Caproni A., Abraham Z., Can long-term periodic variability and jet helicity in 3C 120 be explained by jet precession?, *MNRAS*, 2004b, vol. 349, p. 1218
- Caproni A., Abraham Z., Monteiro H., Parsec-scale jet precession in BL Lacertae (2200+420), *MNRAS*, 2013, vol. 428, p. 280
- Caproni A., Melo I. T. e., Abraham Z., Monteiro H., Roland J., Kinematic study of the parsec-scale jet of the quasar PKS 1741-03, *MNRAS*, 2014, vol. 441, p. 187
- Caproni A., Monteiro H., Abraham Z., Cross-entropy optimizer: a new tool to study precession in astrophysical jets, *MNRAS*, 2009, vol. 399, p. 1415
- Caproni A., Monteiro H., Abraham Z., Teixeira D. M., Toffoli R. T., Modeling Very Long Baseline Interferometric Images with the Cross-entropy Global Optimization Technique, *ApJ*, 2011, vol. 736, p. 68
- Carrara E. A., Abraham Z., Unwin S. C., Zensus J. A., The milliarcsecond structure of the quasar 3C 279, *A&A*, 1993, vol. 279, p. 83
- Carrasco L., Recillas E., Porras A., Chavushyan V., Mayya D. Y., A NIR Flare of the Blazar 3C279, *The Astronomer's Telegram*, No. 10154, 2017, vol. 154
- Carroll S. M., Press W. H., Turner E. L., The cosmological constant, *ARA&A*, 1992, vol. 30, p. 499
- Cawthorne T. V., Wardle J. F. C., Roberts D. H., Gabuzda D. C., Milliarcsecond Polarization Structure of 24 Objects from the Pearson-Readhead Sample of Bright Extragalactic Radio Sources. II. Discussion, *ApJ*, 1993, vol. 416, p. 519
- Chatterjee R., Jorstad S. G., Marscher A. P., Oh H., McHardy I. M., Aller M. F., Aller H. D., Balonek T. J., Miller H. R., Ryle W. T., Tosti G., Kurtanidze O., Nikolashvili M., Larionov V. M., Hagen-Thorn V. A., Correlated Multi-Wave Band Variability in the Blazar 3C 279 from 1996 to 2007, *ApJ*, 2008, vol. 689, p. 79
- Christodoulou D. M., Gabuzda D. C., Knuettel S., Contopoulos I., Kazanas D., Coughlan C. P., Dominance of outflowing electric currents on decaparsec to kiloparsec scales in extragalactic jets, *AAP*, 2016, vol. 591, p. A61

-
- Ciprini S., Gonzalez J. B., Fermi LAT detection of renewed GeV activity from blazar 3C 279, *The Astronomer's Telegram*, 2014, vol. 6036
- Clausen-Brown E., Lyutikov M., Kharb P., Signatures of large-scale magnetic fields in active galactic nuclei jets: transverse asymmetries, *MNRAS*, 2011, vol. 415, p. 2081
- Cohen M. H., Cannon W., Purcell G. H., Shaffer D. B., Broderick J. J., Kellermann K. I., Jauncey D. L., The Small-Scale Structure of Radio Galaxies and Quasi-Stellar Sources at 3.8 Centimeters, *ApJ*, 1971, vol. 170, p. 207
- Condon J. J., Ransom S. M., , 2016 *Essential Radio Astronomy*
- Contopoulos I., Christodoulou D. M., Kazanas D., Gabuzda D. C., The Invariant Twist of Magnetic Fields in the Relativistic Jets of Active Galactic Nuclei, *ApJL*, 2009, vol. 702, p. L148
- Conway R. G., Kronberg P. P., Interferometric measurement of polarization distribution in radio sources, *MNRAS*, 1969, vol. 142, p. 11
- Cotton W. D., Counselman III C. C., Geller R. B., Shapiro I. I., Wittels J. J., Hinteregger H. F., Knight C. A., Rogers A. E. E., Whitney A. R., Clark T. A., 3C 279 - The case for 'superluminal' expansion, *ApJ*, 1979, vol. 229, p. L115
- Coughlan C., Murphy R., Mc Enery K., Patrick H., Hallahan R., Gabuzda D., First results from 18-22cm VLBA polarisation observations of the MOJAVE-I AGNs, *ArXiv e-prints*, 2011
- Cutini S., Fermi LAT detection of renewed and strong GeV activity from blazar 3C 279, *The Astronomer's Telegram*, 2015, vol. 7633
- de Pater I., Perley R. A., The radio structure of 3C 279, *ApJ*, 1983, vol. 273, p. 64
- Dermer C. D., Schlickeiser R., Model for the High-Energy Emission from Blazars, *ApJ*, 1993, vol. 416, p. 458
- Edge D. O., Shakeshaft J. R., McAdam W. B., Baldwin J. E., Archer S., *VizieR Online Data Catalog: The 3C and 3CR Catalogues (Edge+ 1959-1962)*, *VizieR Online Data Catalog*, 2002, vol. 8001

- Epstein E. E., 3.4-MM Observations of the Quasi-Stellar Radio Source 3c 279., *ApJ*, 1965, vol. 142, p. 1282
- Fanaroff B. L., Riley J. M., The morphology of extragalactic radio sources of high and low luminosity, *MNRAS*, 1974, vol. 167, p. 31P
- Fendt C., Porth O., Sheiknezami S., Formation and Collimation of Relativistic MHD Jets - Simulations and Radio Maps. In *International Journal of Modern Physics Conference Series* , vol. 28 of *International Journal of Modern Physics Conference Series*, 2014, p. 1460190
- Foschini L., Bonnoli G., Ghisellini G., Tagliaferri G., Tavecchio F., Stamerra A., Fermi/LAT detection of extraordinary variability in the gamma-ray emission of the blazar PKS 1510-089, *A&A*, 2013, vol. 555, p. A138
- Fossati G., Maraschi L., Celotti A., Comastri A., Ghisellini G., A unifying view of the spectral energy distributions of blazars, *MNRAS*, 1998, vol. 299, p. 433
- Fuhrmann L., Larsson S., Chiang J., Angelakis E., Zensus J. A., Nestoras I., Krichbaum T. P., Ungerechts H., Sievers A., Pavlidou V., Readhead A. C. S., Max-Moerbeck W., Pearson T. J., Detection of significant cm to sub-mm band radio and γ -ray correlated variability in Fermi bright blazars, *MNRAS*, 2014, vol. 441, p. 1899
- Gabuzda D. C., Parsec-Scale Jets in Active Galactic Nuclei. In *The Formation and Disruption of Black Hole Jets* , vol. 414 of *Astrophysics and Space Science Library*, 2015, p. 117
- Gabuzda D. C., Cantwell T. M., Cawthorne T. V., Magnetic field structure of the extended 3C 380 jet, *MNRAS*, 2014a, vol. 438, p. L1
- Gabuzda D. C., Knuettel S., Bonafede A., Evidence for a toroidal magnetic-field component in 5C 4.114 on kiloparsec scales, *A&A*, 2015b, vol. 583, p. A96
- Gabuzda D. C., Knuettel S., Reardon B., Transverse Faraday-rotation gradients across the jets of 15 active galactic nuclei, *MNRAS*, 2015a, vol. 450, p. 2441

- Gabuzda D. C., Mullan C. M., Cawthorne T. V., Wardle J. F. C., Roberts D. H., Evolution of the milliarcsecond total intensity and polarization structures of BL Lacertae objects, *ApJ*, 1994, vol. 435, p. 140
- Gabuzda D. C., Reichstein A. R., O'Neill E. L., Are spine-sheath polarization structures in the jets of active galactic nuclei associated with helical magnetic fields?, *MNRAS*, 2014b, vol. 444, p. 172
- Ghisellini G., The Blazar Sequence 2.0, *Galaxies*, 2016, vol. 4, p. 36
- Gómez J. L., Lobanov A. P., Bruni G., Kovalev Y. Y., Marscher A. P., Jorstad S. G., Mizuno Y., Bach U., Sokolovsky K. V., Anderson J. M., Galindo P., Kardashev N. S., Lisakov M. M., Probing the Innermost Regions of AGN Jets and Their Magnetic Fields with RadioAstron. I. Imaging BL Lacertae at 21 Microarcsecond Resolution, *ApJ*, 2016, vol. 817, p. 96
- Gower J. F. R., Scott P. F., Wills D., A survey of radio sources in the declination ranges -07° to 20° and 40° to 80° , *MmRAS*, 1967, vol. 71, p. 49
- Grandi P., et al., 3C 279 Multiwavelength Monitoring. II. The Ground-based Campaign, *ApJ*, 1996, vol. 459, p. 73
- Hartman R. C., et al., Detection of high-energy gamma radiation from quasar 3C 279 by the EGRET telescope on the Compton Gamma Ray Observatory, *ApJ*, 1992, vol. 385, p. L1
- Hartman R. C., et al., Simultaneous Multiwavelength Spectrum and Variability of 3C 279 from 10⁹ to 10²⁴ Hz, *ApJ*, 1996, vol. 461, p. 698
- Hayashida M., Nalewajko K., Madejski G. M., Sikora et al., Rapid Variability of Blazar 3C 279 during Flaring States in 2013-2014 with Joint Fermi-LAT, NuSTAR, Swift, and Ground-Based Multiwavelength Observations, *ApJ*, 2015, vol. 807, p. 79
- Healy F., Multi-Epoch 18-22 cm VLBA Observations of Several BL Lac Objects., Physics Department, University College Cork, Ireland., 2014, Dissertação de Mestrado
- Hobbs R. W., Hollinger J. P., Marandino G. E., Variability of the Linear Polarization of 3c 120 and 3c 279, *ApJ*, 1968, vol. 154, p. L49

- Högbom J. A., Aperture Synthesis with a Non-Regular Distribution of Interferometer Baselines, *A&AS*, 1974, vol. 15, p. 417
- Homan D. C., Lister M. L., Kellermann K. I., Cohen M. H., Ros E., Zensus J. A., Kadler M., Vermeulen R. C., Jet Collimation in Action: Realignment on Kiloparsec Scales in 3C 279, *ApJ*, 2003, vol. 589, p. L9
- Homan D. C., Lister M. L., Kovalev Y. Y., Pushkarev A. B., Savolainen T., Kellermann K. I., Richards J. L., Ros E., MOJAVE. XII. Acceleration and Collimation of Blazar Jets on Parsec Scales, *ApJ*, 2015, vol. 798, p. 134
- Homan D. C., Ojha R., Wardle J. F. C., Roberts D. H., Aller M. F., Aller H. D., Hughes P. A., Parsec-Scale Blazar Monitoring: Proper Motions, *ApJ*, 2001, vol. 549, p. 840
- Homan D. C., Ojha R., Wardle J. F. C., Roberts D. H., Aller M. F., Aller H. D., Hughes P. A., Parsec-Scale Blazar Monitoring: Flux and Polarization Variability, *ApJ*, 2002, vol. 568, p. 99
- Hough D. H., Vermeulen R. C., Wood Jr. D. A., Standifird J. D., Cross L. L., Multiple-Epoch Monitoring of the Lobe-dominated Superluminal Quasar 3C 245, *ApJ*, 1996, vol. 459, p. 64
- Hough D. H., Zensus J. A., Porcas R. W., Evidence for Acceleration and Nonradial Motion of Parsec-Scale Jet Components in the Lobe-dominated Superluminal Quasar 3C 263, *ApJ*, 1996, vol. 464, p. 715
- Hovatta T., Lister M. L., Aller M. F., Aller H. D., Homan D. C., Kovalev Y. Y., Pushkarev A. B., Savolainen T., MOJAVE: Monitoring of Jets in Active Galactic Nuclei with VLBA Experiments. VIII. Faraday Rotation in Parsec-scale AGN Jets, *AJ*, 2012, vol. 144, p. 105
- Jackson N., Browne I. W. A., Optical properties of quasars. I - Observations. II - Emission-line geometry and radio properties, *MNRAS*, 1991, vol. 250, p. 414
- Jankowsky F., Glawion D., Schwemmer S., Wagner S., Bright optical outburst with rapid optical variability of the blazar 3C 279, *The Astronomer's Telegram*, No. 10161, 2017, vol. 161

-
- Jorstad S., Savchenko S., Optical flare of the Quasar 3C279, *The Astronomer's Telegram*, No. 10121, 2017, vol. 121
- Jorstad S. G., Marscher A. P., Lister M. L., Stirling A. M., Cawthorne T. V., Gear W. K., Gómez J. L., Stevens J. A., Smith P. S., Forster J. R., Robson E. I., Polarimetric Observations of 15 Active Galactic Nuclei at High Frequencies: Jet Kinematics from Bimonthly Monitoring with the Very Long Baseline Array, *AJ*, 2005, vol. 130, p. 1418
- Jorstad S. G., Marscher A. P., Lister M. L., Stirling A. M., Cawthorne T. V., Gómez J.-L., Gear W. K., Change in Speed and Direction of the Jet near the Core in the Quasar 3C 279, *AJ*, 2004, vol. 127, p. 3115
- Katz J. I., A Precessing Disk in OJ 287?, *ApJ*, 1997, vol. 478, p. 527
- Kellermann K. I., Sramek R., Schmidt M., Shaffer D. B., Green R., VLA observations of objects in the Palomar Bright Quasar Survey, *AJ*, 1989, vol. 98, p. 1195
- Kellermann K. I., Vermeulen R. C., Zensus J. A., Cohen M. H., Sub-Milliarcsecond Imaging of Quasars and Active Galactic Nuclei, *AJ*, 1998, vol. 115, p. 1295
- Koide S., Shibata K., Kudoh T., Relativistic Jet Formation from Black Hole Magnetized Accretion Disks: Method, Tests, and Applications of a General Relativistic Magnetohydrodynamic Numerical Code, *ApJ*, 1999, vol. 522, p. 727
- Kraus J. D., Tiuri M., Raisanen A. V., Carr T. D., *Radio astronomy receivers*, 1986
- Kroese D. P., Porotsky S., Rubinstein R. Y., The Cross-Entropy Method for Continuous Multi-Extremal Optimization, *Methodol. Comp. Appl. Probab.*, 2006, vol. 8, p. 383
- Kushwaha P., Gupta A. C., Misra R., Singh K. P., Multiwavelength temporal variability of the blazar 3C 454.3 during 2014 activity phase, *MNRAS*, 2017, vol. 464, p. 2046
- Laing R. A., A model for the magnetic-field structure in extended radio sources, *MNRAS*, 1980, vol. 193, p. 439
- Larionov V. M., Jorstad S. G., Marscher A. P., et al., Results of WEBT, VLBA and RXTE monitoring of 3C 279 during 2006-2007, *A&A*, 2008, vol. 492, p. 389

- Leppanen K. J., Zensus J. A., Diamond P. J., Linear Polarization Imaging with Very Long Baseline Interferometry at High Frequencies, *AJ*, 1995, vol. 110, p. 2479
- Lister M. L., Aller H. D., Aller M. F., Cohen M. H., Homan D. C., Kadler M., Kellermann K. I., Kovalev Y. Y., Ros E., Savolainen T., Zensus J. A., Vermeulen R. C., MOJAVE: Monitoring of Jets in Active Galactic Nuclei with VLBA Experiments. V. Multi-Epoch VLBA Images, *AJ*, 2009a, vol. 137, p. 3718
- Lister M. L., Aller M. F., Aller H. D., Homan D. C., Kellermann K. I., Kovalev Y. Y., Pushkarev A. B., Richards J. L., Ros E., Savolainen T., MOJAVE. X. Parsec-scale Jet Orientation Variations and Superluminal Motion in Active Galactic Nuclei, *AJ*, 2013, vol. 146, p. 120
- Lister M. L., Aller M. F., Aller H. D., Homan D. C., Kellermann K. I., Kovalev Y. Y., Pushkarev A. B., Richards J. L., Ros E., Savolainen T., MOJAVE: XIII. Parsec-scale AGN Jet Kinematics Analysis Based on 19 years of VLBA Observations at 15 GHz, *AJ*, 2016, vol. 152, p. 12
- Lister M. L., Cohen M. H., Homan D. C., Kadler M., Kellermann K. I., Kovalev Y. Y., Ros E., Savolainen T., Zensus J. A., MOJAVE: Monitoring of Jets in Active Galactic Nuclei with VLBA Experiments. VI. Kinematics Analysis of a Complete Sample of Blazar Jets, *AJ*, 2009b, vol. 138, p. 1874
- Lister M. L., Homan D. C., MOJAVE: Monitoring of Jets in Active Galactic Nuclei with VLBA Experiments. I. First-Epoch 15 GHz Linear Polarization Images, *AJ*, 2005, vol. 130, p. 1389
- Lucarelli F., Pittori C., Verrecchia F., Tavani et al., AGILE detection of a bright gamma-ray flare from the blazar 3C 279, *The Astronomer's Telegram*, 2015, vol. 7631
- Lynden-Bell D., Magnetic collimation by accretion discs of quasars and stars, *MNRAS*, 1996, vol. 279, p. 389
- Lytikov M., Pariev V. I., Gabuzda D. C., Polarization and structure of relativistic parsec-scale AGN jets, *MNRAS*, 2005, vol. 360, p. 869

- Mahmud M., Coughlan C. P., Murphy E., Gabuzda D. C., Hallahan D. R., Connecting magnetic towers with Faraday rotation gradients in active galactic nuclei jets, *MNRAS*, 2013, vol. 431, p. 695
- Mahmud M., Gabuzda D. C., Bezrukovs V., Surprising evolution of the parsec-scale Faraday Rotation gradients in the jet of the BL Lac object B1803+784, *MNRAS*, 2009, vol. 400, p. 2
- Makino F., Kii T., Hayashida K., Inoue H., Tanaka Y., Ohashi T., Makishima K., Awaki H., Koyama K., Turner M. J. L., Williams O. R., X-ray outburst of the quasar 3C 279, *ApJ*, 1989, vol. 347, p. L9
- Maraschi L., et al., The 1993 multiwavelength campaign on 3C 279: The radio to gamma-ray energy distribution in low state, *ApJ*, 1994, vol. 435, p. L91
- Maraschi L., Ghisellini G., Celotti A., A jet model for the gamma-ray emitting blazar 3C 279, *ApJ*, 1992, vol. 397, p. L5
- Marscher A., Variability of Blazars and Blazar Models over 38 Years, *Galaxies*, 2016, vol. 4, p. 37
- Marscher A. P., Gear W. K., Models for high-frequency radio outbursts in extragalactic sources, with application to the early 1983 millimeter-to-infrared flare of 3C 273, *ApJ*, 1985, vol. 298, p. 114
- Marscher A. P., Jorstad S. G., D’Arcangelo F. D., Smith et al., The inner jet of an active galactic nucleus as revealed by a radio-to- γ -ray outburst, *Nature*, 2008, vol. 452, p. 966
- Marziani P., Sulentic J. W., Dultzin-Hacyan D., Calvani M., Moles M., Comparative Analysis of the High- and Low-Ionization Lines in the Broad-Line Region of Active Galactic Nuclei, *ApJS*, 1996, vol. 104, p. 37
- McKinney J. C., General relativistic magnetohydrodynamic simulations of the jet formation and large-scale propagation from black hole accretion systems, *MNRAS*, 2006, vol. 368, p. 1561

- McKinney J. C., Blandford R. D., Stability of relativistic jets from rotating, accreting black holes via fully three-dimensional magnetohydrodynamic simulations, *MNRAS*, 2009, vol. 394, p. L126
- Meier D. L., Koide S., Uchida Y., Magnetohydrodynamic Production of Relativistic Jets, *Science*, 2001, vol. 291, p. 84
- Molina S. N., Agudo I., Gómez J. L., Krichbaum T. P., Martí-Vidal I., Roy A. L., Evidence of internal rotation and a helical magnetic field in the jet of the quasar NRAO 150, *A&A*, 2014, vol. 566, p. A26
- Monteiro H., Dias W. S., Caetano T. C., Fitting isochrones to open cluster photometric data. A new global optimization tool, *A&A*, 2010, vol. 516, p. A2
- Morris D., Radhakrishnan V., Seielstad G. A., On the Measurement of Polarization Distributions Over Radio Sources., *ApJ*, 1964, vol. 139, p. 551
- Mortlock D. J., Warren S. J., Venemans B. P., Patel M., Hewett P. C., McMahon R. G., Simpson C., Theuns T., Gonzáles-Solares E. A., Adamson A., Dye S., Hambly N. C., Hirst P., Irwin M. J., Kuiper E., Lawrence A., Röttgering H. J. A., A luminous quasar at a redshift of $z = 7.085$, *Nature*, 2011, vol. 474, p. 616
- Motter J., Gabuzda D., 18-22 cm VLBA Observational Evidence for Toroidal B-Field Components in Six AGN Jets, *Galaxies*, 2016, vol. 4, p. 18
- Motter J. C., Gabuzda D. C., 18-22 cm VLBA Faraday rotation studies of six AGN jets, *MNRAS*, 2017, vol. 467, p. 2648
- Murphy E., Cawthorne T. V., Gabuzda D. C., Analysing the transverse structure of the relativistic jets of active galactic nuclei, *MNRAS*, 2013, vol. 430, p. 1504
- Murphy E., Gabuzda D., Monte Carlo Studies of Transverse Faraday Rotation Profiles. In *European Physical Journal Web of Conferences* , vol. 61 of *European Physical Journal Web of Conferences*, 2013, p. 07005
- Napier P. J., The Primary Antenna Elements. In *Synthesis Imaging in Radio Astronomy* , vol. 6 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, 1989, p. 39

- Netzer H., *The Physics and Evolution of Active Galactic Nuclei*, 2013
- Nilsson K., Pursimo T., Villforth C., Lindfors E., Takalo L. O., The host galaxy of 3C 279, *A&A*, 2009, vol. 505, p. 601
- O'Sullivan S. P., Gabuzda D. C., Three-dimensional magnetic field structure of six parsec-scale active galactic nuclei jets, *MNRAS*, 2009, vol. 393, p. 429
- Paliya V. S., Fermi-Large Area Telescope Observations of the Exceptional Gamma-Ray Flare from 3C 279 in 2015 June, *ApJ*, 2015, vol. 808, p. L48
- Paliya V. S., Sahayanathan S., Stalin C. S., Multi-Wavelength Observations of 3C 279 During the Extremely Bright Gamma-Ray Flare in 2014 March-April, *ApJ*, 2015, vol. 803, p. 15
- Pauliny-Toth I. I. K., Preuss E., Witzel A., Graham D., Kellerman K. I., Ronnang B., 6-cm VLBI observations of compact radio sources, *AJ*, 1981, vol. 86, p. 371
- Peterson B. M., *An Introduction to Active Galactic Nuclei*, 1997
- Pica A. J., Smith A. G., Webb J. R., Leacock R. J., Clements S., Gombola P. P., Long-term optical behavior of 144 compact extragalactic objects - 1969-1988, *AJ*, 1988, vol. 96, p. 1215
- Pilkington J. D. H., Scott J. F., A survey of radio sources between declinations 20° and 40° , *MmRAS*, 1965, vol. 69, p. 183
- Piner B. G., Mahmud M., Fey A. L., Gospodinova K., Relativistic Jets in the Radio Reference Frame Image Database. I. Apparent Speeds from the First 5 Years of Data, *AJ*, 2007, vol. 133, p. 2357
- Pittori C., Verrecchia F., Puccetti S., Donnarumma I., Tavani M., Swift first follow-up observation of the GeV flaring blazar 3C 279, *The Astronomer's Telegram*, 2015, vol. 7639
- Pudritz R. E., Hardcastle M. J., Gabuzda D. C., Magnetic Fields in Astrophysical Jets: From Launch to Termination, *Space Sci. Rev.*, 2012, vol. 169, p. 27
- Pushkarev A. B., Gabuzda D. C., Vetukhnovskaya Y. N., Yakimov V. E., Spine-sheath polarization structures in four active galactic nuclei jets, *MNRAS*, 2005, vol. 356, p. 859

- Rani B., Krichbaum T. P., Lee S.-S., Sokolovsky K., Kang S., Byun D.-Y., Mosunova D., Zensus J. A., Probing the gamma-ray variability in 3C 279 using broad-band observations, *MNRAS*, 2017, vol. 464, p. 418
- Readhead A. C. S., Pearson T. J., Cohen M. H., Ewing M. S., Moffet A. T., Hybrid maps of the milli-arcsecond structures of 3C 120, 3C 273, and 3C 345, *ApJ*, 1979, vol. 231, p. 299
- Readhead A. C. S., Wilkinson P. N., The mapping of compact radio sources from VLBI data, *ApJ*, 1978, vol. 223, p. 25
- Rees M. J., Appearance of Relativistically Expanding Radio Sources, *Nature*, 1966, vol. 211, p. 468
- Rubinstein R., Optimization of Computer simulation Models with Rare Events, *European Journal of Operations Research*, 1997, vol. 99, p. 89
- Rubinstein R., The simulated entropy method for combinatorial and continuous optimization., *Methodology and Computing in Applied Probability*, 1999, vol. 2, p. 127
- Rusk R. E., Brightness and Polarization Structure of Compact Radio Sources., UNIVERSITY OF TORONTO (CANADA)., 1988, Tese de Doutorado
- Rybicki G. B., Lightman A. P., *Radiative Processes in Astrophysics*, 1986, 400
- Ryle M., The New Cambridge Radio Telescope, *Nature*, 1962, vol. 194, p. 517
- Salpeter E. E., Accretion of Interstellar Matter by Massive Objects., *ApJ*, 1964, vol. 140, p. 796
- Savolainen T., Wiik K., Valtaoja E., Jorstad S. G., Marscher A. P., Connections between millimetre continuum variations and VLBI structure in 27 AGN, *A&A*, 2002, vol. 394, p. 851
- Schmidt M., 3C 273 : A Star-Like Object with Large Red-Shift, *Nature*, 1963, vol. 197, p. 1040
- Schneider P., *Extragalactic Astronomy and Cosmology*, 2006

- Seyfert C. K., Nuclear Emission in Spiral Nebulae., *ApJ*, 1943, vol. 97, p. 28
- Shepherd M. C., Difmap: an Interactive Program for Synthesis Imaging. In *Astronomical Data Analysis Software and Systems VI* , vol. 125 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, 1997, p. 77
- Sikora M., Begelman M. C., Rees M. J., Comptonization of diffuse ambient radiation by a relativistic jet: The source of gamma rays from blazars?, *ApJ*, 1994, vol. 421, p. 153
- Steffen W., Zensus J. A., Krichbaum T. P., Witzel A., Qian S. J., A helical model for the compact jet in 3C345., *A&A*, 1995, vol. 302, p. 335
- Stickel M., Fried J. W., Kuehr H., Optical spectroscopy of 1 Jy BL Lacertae objects and flat spectrum radio sources, *A&AS*, 1989, vol. 80, p. 103
- Tananbaum H., Avni Y., Branduardi G., Elvis M., Fabbiano G., Feigelson E., Giacconi R., Henry J. P., Pye J. P., Soltan A., Zamorani G., X-ray studies of quasars with the Einstein Observatory, *ApJ*, 1979, vol. 234, p. L9
- Tavecchio F., Ghisellini G., Bonnoli G., Ghirlanda G., Constraining the location of the emitting region in Fermi blazars through rapid γ -ray variability, *MNRAS*, 2010, vol. 405, p. L94
- Taylor A. R., Stil J. M., Sunstrum C., A Rotation Measure Image of the Sky, *ApJ*, 2009, vol. 702, p. 1230
- Taylor G. B., Zavala R., Are There Rotation Measure Gradients Across Active Galactic Nuclei Jets?, *ApJ*, 2010, vol. 722, p. L183
- Tchekhovskoy A., Bromberg O., Three-dimensional relativistic MHD simulations of active galactic nuclei jets: magnetic kink instability and Fanaroff-Riley dichotomy, *MNRAS*, 2016, vol. 461, p. L46
- Tetsuo S., Fletcher A., , 2005 Introduction do VLBI Systems - Lecture notes for KVN students
- Thompson A. R., The Interferometer in Practice. In *Synthesis Imaging in Radio Astronomy* , vol. 6 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, 1989, p. 11

- Thompson D. J., Djorgovski S., de Carvalho R., Spectroscopy of radio sources from the Parkes 2700 MHz survey, *PASP*, 1990, vol. 102, p. 1235
- Turner C. S., Miller H. R., Extended Optical Flaring of the Blazar 3C 279, *The Astronomer's Telegram*, No. 10188, 2017, vol. 188
- Unwin S. C., Cohen M. H., Hodges M. W., Zensus J. A., Biretta J. A., Superluminal motion in the quasar 3C 279, *ApJ*, 1989, vol. 340, p. 117
- Unwin S. C., Wehrle A. E., Xu W., Zook A. C., Marscher A. P., Superluminal Motion in the Gamma-Ray Blazar 3C 279. In *IAU Colloq. 164: Radio Emission from Galactic and Extragalactic Compact Sources*, vol. 144 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, 1998, p. 69
- Urry C. M., Padovani P., Unified Schemes for Radio-Loud Active Galactic Nuclei, *PASP*, 1995, vol. 107, p. 803
- Vermeulen R. C., Ogle P. M., Tran H. D., Browne I. W. A., Cohen M. H., Readhead A. C. S., Taylor G. B., Goodrich R. W., When Is BL Lac Not a BL Lac?, *ApJ*, 1995, vol. 452, p. L5
- Verschuur G., *The Invisible Universe - The Story of Radio Astronomy*. 2nd ed. New York: Springer-Verlag, 2007, 156 p.
- Webb J. R., Carini M. T., Clements S., Fajardo S., Gombola P. P., Leacock R. J., Sadun A. C., Smith A. G., The 1987-1990 optical outburst of the OVV quasar 3C 279, *AJ*, 1990, vol. 100, p. 1452
- Wehrle A. E., Piner B. G., Unwin S. C., Zook A. C., Xu W., Marscher A. P., Teräsranta H., Valtaoja E., Kinematics of the Parsec-Scale Relativistic Jet in Quasar 3C 279: 1991-1997, *ApJS*, 2001, vol. 133, p. 297
- Whitney A. R., Shapiro I. I., Rogers A. E. E., Robertson D. S., Knight C. A., Clark T. A., Goldstein R. M., Marandino G. E., Vandenberg N. R., Quasars Revisited: Rapid Time Variations Observed Via Very-Long-Baseline Interferometry, *Science*, 1971, vol. 173, p. 225

-
- Wild J. P., De-convolution of barely resolved radio sources mapped with aerial beams of elliptical cross section, *Australian Journal of Physics*, 1970, vol. 23, p. 113
- Wilson T. L., Rohlfs K., Huttemeister S., *Tools of Radio Astronomy*, 5th edition, 2012
- Zamaninasab M., Savolainen T., Clausen-Brown E., Hovatta T., Lister M. L., Krichbaum T. P., Kovalev Y. Y., Pushkarev A. B., Evidence for a large-scale helical magnetic field in the quasar 3C 454.3, *MNRAS*, 2013, vol. 436, p. 3341
- Zavala R. T., Taylor G. B., A View through Faraday's Fog: Parsec-Scale Rotation Measures in Active Galactic Nuclei, *ApJ*, 2003, vol. 589, p. 126
- Zavala R. T., Taylor G. B., A View through Faraday's Fog. II. Parsec-Scale Rotation Measures in 40 Active Galactic Nuclei, *ApJ*, 2004, vol. 612, p. 749
- Zavala R. T., Taylor G. B., Faraday Rotation Measure Gradients from a Helical Magnetic Field in 3C 273, *ApJ*, 2005, vol. 626, p. L73
- Zensus J. A., Cohen M. H., Baath L. B., Nicolson G. D., The inner radio jet of 3C273, *Nature*, 1988, vol. 334, p. 410
- Zhang H., Chen X., Böttcher M., Synchrotron Polarization in Blazars, *ApJ*, 2014, vol. 789, p. 66
- Zhang H., Chen X., Böttcher M., Guo F., Li H., Polarization Swings Reveal Magnetic Energy Dissipation in Blazars, *ApJ*, 2015, vol. 804, p. 58

Apêndice

Apêndice A

Conference Proceedings

Em anexo, segue o trabalho intitulado '*18-22 cm VLBA observational evidence for Toroidal B-field components in Six AGN Jets*' apresentado no evento '*Blazars through sharp multi-wavelength eyes*', realizado em Málaga (Espanha) no período de 30 de Maio à 3 de Junho de 2016, e publicado nos anais do evento (Motter e Gabuzda, 2016).

Article

18–22 cm VLBA Observational Evidence for Toroidal B-Field Components in Six AGN Jets

Juliana Cristina Motter ^{1,2,*} and Denise Carmen Gabuzda ²

¹ Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas, Universidade de São Paulo, São Paulo 05508-090, Brasil

² Physics Department, University College Cork, Cork, Ireland; d.gabuzda@ucc.ie

* Correspondence: juliana.motter@usp.br; Tel.: +55-11-3091-2734

Academic Editors: Jose L. Gómez, Alan P. Marscher and Svetlana G. Jorstad

Received: 5 July 2016; Accepted: 26 August 2016; Published: 30 August 2016

Abstract: The formation of relativistic jets in Active Galactic Nuclei (AGN) is related to accretion onto their central supermassive black holes, and magnetic (**B**) fields are believed to play a central role in launching, collimating, and accelerating the jet streams from very compact regions out to kiloparsec scales. We present results of Faraday rotation studies based on Very Long Baseline Array (VLBA) data obtained at 18–22 cm for six well known AGN (OJ 287, 3C 279, PKS 1510-089, 3C 345, BL Lac, and 3C 454.3), which probe projected distances out to tens of parsecs from the observed cores. We have identified statistically significant, monotonic, transverse Faraday rotation gradients across the jets of all but one of these sources, indicating the presence of toroidal **B** fields, which may be one component of helical **B** fields associated with these AGN jets.

Keywords: AGN; relativistic jets; polarization; radio interferometry

1. Introduction

The synchrotron radiation detected from the relativistic jets of Active Galactic Nuclei (AGN) is intrinsically linearly polarized up to 75%, and indicates the presence of relativistic electrons accelerated by local magnetic (**B**) fields. Therefore, linear polarization studies provide information about the degree of order and the direction of the **B**-field in the emission region, and multiwavelength observations provide information about Faraday rotation occurring between the source and observer.

Faraday rotation occurs when a linearly polarized electromagnetic wave travels through magnetized plasma; the resulting difference in the speeds of the right and left-circularly polarized components of the wave causes the plane of polarization to rotate. The amount of rotation is given by

$$\chi_{obs} = \chi_o + RM\lambda^2, \quad \text{where} \quad RM \propto \int n_e \mathbf{B} \cdot d\mathbf{l} \quad (1)$$

where χ_{obs} is the observed polarization angle, χ_o is the unrotated polarization angle, λ is the observing wavelength, n_e is the electron density, and $\mathbf{B} \cdot d\mathbf{l}$ is the magnetic field times a path element along the line-of-sight. RM is the rotation measure, which can be determined by measuring the polarization angles at different wavelengths.

It was pointed out by Blandford [1] that, in the presence of a helical **B**-field, transverse Faraday rotation measure gradients should be observed across AGN jets, due to the systematic change in the line-of-sight component of the **B**-field. The detection of these gradients was first reported by Asada et al. [2], and more recently in the studies [3–8], providing evidence for the presence of an azimuthal (toroidal) field component which may be associated with helical fields threading these jets.

In this work, we present the results of Very Long Baseline Array (VLBA) Faraday rotation studies at 18–22 cm for six well-known AGN: OJ 287, 3C 279, PKS 1510-089, 3C 345, BL Lac, and 3C 454.3.

These six sources have been studied in a variety of contexts, including precessional models, jet motions in parsec scales, and multiwave-band variability [9–13]. These 18–22 cm observations are ideally suited for probing distances out to tens of parsecs from the observed core, and provide a link between the milliarcsecond (parsec) scale structures seen by the VLBA and the arcsecond (kiloparsec) scales seen by the VLA. Therefore, these six sources were chosen to provide results on scales not yet probed, so that structural and polarization variations on these different scales could be better understood.

2. Observations and Data Analysis

The observations analysed in this work were made simultaneously at 1358, 1430, 1493, and 1665 MHz (22.1, 21.0, 20.1, and 18.0 cm) with the National Radio Astronomy Observatory (NRAO) VLBA at various epochs in 2010 at a total aggregate bit rate of 128 Mbits/s, observing each source in snapshot mode [14]. The amplitude, phase, polarization, and electric vector position angle (EVPA) calibrations were done in the NRAO Astronomical Imaging Processing System (AIPS) using standard techniques, using Los Alamos as the reference antenna. VLA and (VLBI) observations of the compact polarized source J0006-0623 obtained at nearly simultaneous epochs were used for the EVPA calibrations, by rotating the EVPAs for the total VLBI polarization to agree with those for the VLA polarization.

Maps of the total intensity I and the Stokes parameters Q and U were done in AIPS using standard procedures, and the Q and U maps were used to make maps of the polarized flux, $p = \sqrt{Q^2 + U^2}$, and polarization angle, $\chi = \frac{1}{2} \tan^{-1}(\frac{U}{Q})$. The polarization angle maps used to make the RM maps were all convolved with the lowest-frequency beam to match their resolutions. We removed the effect of integrated Galactic foreground RM [15,16] before constructing the Faraday RM maps, and applied the results of [3] when estimating the RM uncertainties.

3. Results

We show in Figures 1 and 2, as examples, the RM maps of 3C 454.3 and 3C 279 superimposed on the 1358 MHz total intensity contours along with slices taken in regions where transverse RM gradients were detected. The ranges of the RM values are indicated by the color bars. The gray ellipse in the lower-left corner of each map depicts the convolving beam.

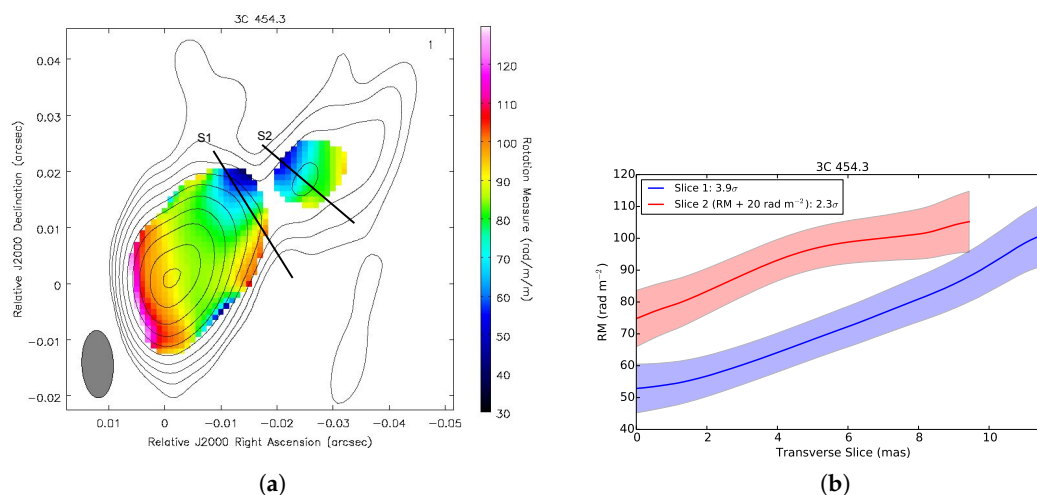


Figure 1. (a) Rotation measure (RM) distribution for 3C 454.3 superimposed on the 1358 MHz I map. The bottom I contour is 0.25% of the peak of 4.06 Jy/beam, and the contours increase in steps of a factor of two. The black lines across the RM map show the locations of slices taken in regions where transverse RM gradients are visible, and the letter “S” indicates the side corresponding to their starting points. Output pixels were blanked for RM uncertainties exceeding 10 rad/m²; (b) Transverse slices taken across the jet of 3C 454.3, with statistical significances of 3.9σ (Slice 1) and 2.3σ (Slice 2).

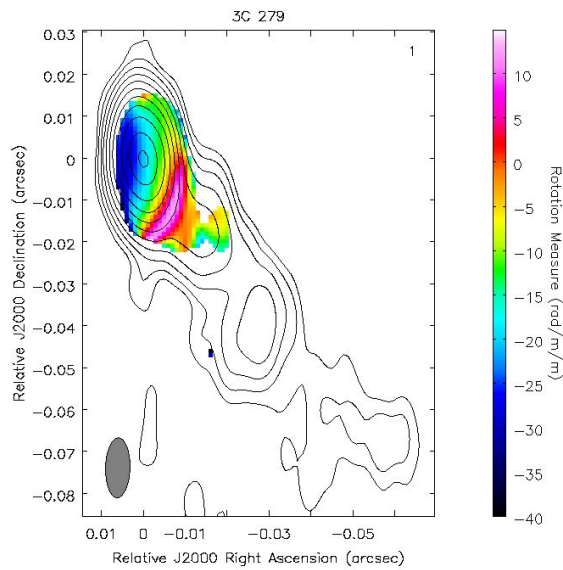


Figure 2. RM distribution for 3C 279 superimposed on the 1358 MHz I map. The bottom I contour is 0.125% of the peak of 3.47 Jy/beam, and the contours increase in steps of a factor of two. Output pixels were blanked for RM uncertainties exceeding 10 rad/m². Although an apparent RM gradient can be seen in the core, this gradient proved not to be robust and statistically significant.

We list in Table 1, for each of the transverse RM gradients detected in the six sources studied here, its location, width in beamwidths in the direction of the gradient, direction on the sky (clockwise or counter-clockwise relative to the base of the jet), and statistical significance. Four sources show transverse Faraday rotation gradients with statistical significances higher than 3σ , and the gradient across the jet of 3C 345 has a significance of 2.4σ . We detected sign changes in the RM values across the transverse gradients in the jets of OJ 287, PKS 1510-089, 3C 345, and BL Lac. All the gradients remain visible when the RM maps are produced using circular beams with areas roughly equal to the intrinsic elliptical beams.

Table 1. List of detected transverse RM gradients.

Source Name	Gradient Location	Gradient Width (Beamwidths)	Gradient ^a Direction	Statistical Significance
OJ 287	Core	1.4	CCW	4.4σ
PKS 1510-089	Core	2.4	CCW	4.4σ
3C 345	Jet	2.2	CW	2.4σ
BL Lac	Core	1.4	CCW	3.7σ
3C 454.3 (S1)	Jet	1.1	CW	3.9σ
3C 454.3 (S2)	Jet	1.4	CW	2.3σ

^a CW denotes clockwise and CCW denotes counter-clockwise direction relative to the base of the jet (located upstream from the observed core).

4. Discussion

4.1. Reliability of the Detected Transverse RM Gradients in AGN Jets

Concern has been expressed in the literature about the reliability of the detection of transverse RM gradients across AGN jets, regarding the width of these gradients compared to the beam sizes of the observations. However, Monte Carlo simulations carried out by Mahmud et al. [4] and Murphy and Gabuzda [17] for VLBA data with realistic noise and baseline coverage and RM gradients having various widths and strengths convolved with beams of various sizes have shown that transverse RM

gradients can still be visible, even if the intrinsic jet width is of the order of $1/20$ of a beamwidth. The simulations of [17] have also shown that the spurious 3σ gradients arose in far less than 1% of the cases in simulations based on the same four wavelengths used in our study, even for jets much narrower than the beam sizes. This was also found to be true for 2σ gradients spanning at least two beamwidths. Considering these results, the transverse RM gradients listed in Table 1 can all be considered firm detections, including the one observed in 3C 345.

The detection of transverse RM gradients across AGN jets can be used as a diagnostic for the geometry of the magnetic field in these regions, since this provides evidence for the presence of a toroidal \mathbf{B} -field component, which may be one component of helical \mathbf{B} -fields associated with these jets. The detection of sign changes in the RM values across the jets of OJ 287, PKS 1510-089, 3C 345, and BL Lac favours this interpretation, since gradients in electron density could not cause this effect. Note, however, that the non-detection of a sign change across the jet of 3C 454.3 does not exclude the possibility that the transverse RM gradients are due to a toroidal \mathbf{B} -field component, since some combinations of helical pitch angles and viewing angles give rise to gradients of a single sign.

4.2. Direction of the Transverse RM Gradients

The direction of the azimuthal (toroidal) component of a helical \mathbf{B} -field threading an AGN jet should be determined by the direction of rotation of the central supermassive black hole and the accretion disc, along with the direction of the initial poloidal field that is wound up (inward or outward along the jet). One could intuitively think that these should both be random, and as a consequence, the direction of the RM gradients on the sky, relative to the direction of the jet, should also be random. One way to describe the direction of the RM gradients on the sky is to refer to them as being oriented clockwise (CW) or counter-clockwise (CCW) relative to the jet direction. In other words, if we think of the base of the jet (located upstream of the observed VLBI core) as the center of a clock, the direction of the RM gradient points in the CW or CCW direction (Figure 3).

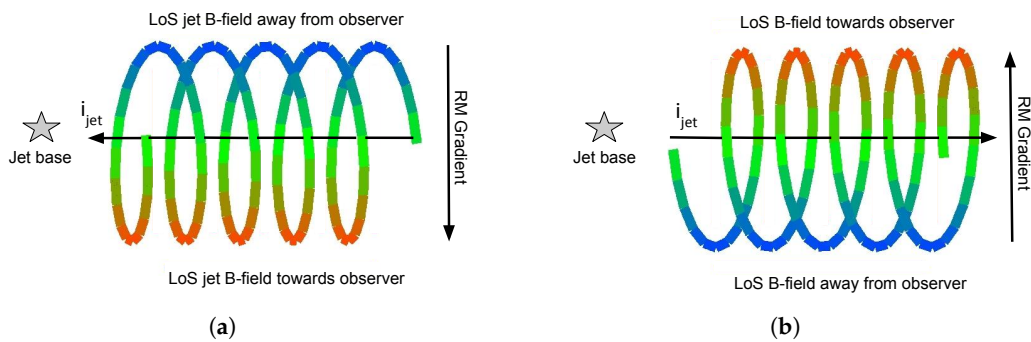


Figure 3. In both panels, i_{jet} denotes the current in the jet, and the horizontal black arrow shows its direction along the jet. LoS denotes line-of-sight. The vertical black arrow on the right-hand side of each panel shows the direction of increase of the RM values. (a) A CW gradient as seen on the sky, which implies an inward jet current; (b) A CCW gradient as seen on the sky, which implies an outward jet current.

However, this intuitive idea that the direction of rotation of the black hole/accretion disc and the direction of the initial poloidal \mathbf{B} -field are both random may not be correct. For example, the presence of an azimuthal (toroidal) \mathbf{B} -field component implies the presence of an axial current in the jet; it is easy to imagine that the direction of this current—inward or outward along the jet—might not be random, due to various physical processes related to the launching and accelerating of the jet, as well as the composition of the jet itself (i.e., is it comprised primarily of equal-mass particles such as electrons and positrons, or of particles with very unequal masses, such as electrons and protons). If there is a preferential direction for the currents in the jets, this will lead to a preferential direction

for the azimuthal **B**-field component, which will, in turn, lead to a preferential direction for the associated transverse RM gradients on the sky—CW (inward jet current) or CCW (outward jet current). The relationship between the direction of the azimuthal component of the helical jet **B**-field, the direction of the associated transverse RM gradient, and the direction of the implied jet current are shown in Figure 3.

Contopoulos et al. [18] claimed to have detected a preference of CW over CCW transverse RM gradients on parsec scales, based on RM maps previously published in the literature. However, their analysis was subject to uncertainty due to the inability at that time to derive accurate estimates of the statistical significances of these transverse RM gradients. A number of recent studies have been aimed at reanalyzing the previously published RM maps considered in [18] using the approach developed in [3] to more accurately and reliably estimate the uncertainties in the measured RM values and the statistical significances of detected transverse RM gradients [6,7]. The recent analysis of Christodoulou et al. [19], based on available RM maps on relatively large scales exceeding about 20 pc, has provided strong evidence for a preference for CCW RM gradients (or outward jet currents) on these larger scales. They suggest that the claim of [18] for a preference of CW RM gradients (inward jet currents) on parsec scales and their finding of a preference of CCW RM gradients (outward jet currents) on larger scales can be understood in terms of a single self-consistent system of fields and currents, with an inward current along the jet axis surrounded by inner and outer regions of helical field with opposite directions for their azimuthal components, with these two regions separated by a current sheet carrying outward current.

The scales probed by our observations fall near the transition between the scales considered in [18] and in [19], making it of interest to see whether our results provide any evidence for a preferred direction for the observed transverse RM gradients on these scales. The fourth column in Table 1 lists the directions on the sky of the detected transverse RM gradients. Three of them are CW on the sky relative to their jet bases, implying inward currents along their jets, and three are CCW, implying outward jet currents. Thus, there is no evidence in our results for the small number of sources we have considered for a preferential direction for the observed transverse RM gradients, and consequently for the currents flowing along the jets. This may be consistent with the model proposed by [19], but 18–22 cm RM maps for more AGN are required before any firm conclusions can be drawn.

5. Conclusions

We have presented results of Faraday rotation studies for six AGN through the analysis of VLBA data obtained at four wavelengths in the range 18–22 cm. We have identified monotonic, statistically significant, transverse Faraday rotation gradients across the jets of five of these sources: OJ 287, PKS 1510-089, 3C 345, BL Lac, and 3C 454.3. Smoothly varying, monotonic, transverse RM gradients indicate the presence of a toroidal **B** field component, which may be associated with helical **B** fields threading these AGN jets.

There is no evidence for a preferred direction for the transverse RM gradients on the sky (i.e., for a preferred direction of the predominant jet currents) on the scales probed by these observations. We highlight the importance of carrying out more studies in this wavelength range, considering the intermediate scales it probes, to provide a connection with what is seen in both parsec and kilo-parsec scales, and also to provide new observational evidence to be confronted with theoretical models of jet formation in AGN.

Acknowledgments: Juliana Cristina Motter thanks CAPES (Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior) for the financial support under the grant BEX 3421-15-5. We thank Sebastian Knuettel for sharing his expertise during the course of this research. This work has made use of data from the NRAO VLBA facilities.

Author Contributions: All the imaging and data analysis were made by Juliana Cristina Motter. Supervision, revision and suggestions were made by Denise Carmen Gabuzda.

Conflicts of Interest: The authors declare no conflict of interest.

References

- Blandford, R.D. Acceleration and collimation mechanisms in jets. *Astrophys. Space Sci. Libr.* **1993**, *103*, 15–33.
- Asada, K.; Inoue, M.; Uchida, Y.; Kamenno, S.; Fujisawa, K.; Iguchi, S.; Mutoh, M. A Helical Magnetic Field in the Jet of 3C 273. *Publ. Astron. Soc. Jpn.* **2002**, *54*, L39–L43.
- Hovatta, T.; Lister, M.L.; Aller, M.F.; Aller, H.D.; Homan, D.C.; Kovalev, Y.Y.; Pushkarev, A.B.; Savolainen, T. MOJAVE: Monitoring of Jets in Active Galactic Nuclei with VLBA Experiments. VIII. Faraday Rotation in Parsec-scale AGN Jets. *Astron. J.* **2012**, *144*, 105.
- Mahmud, M.; Coughlan, C.P.; Murphy, E.; Gabuzda, D.C.; Hallahan, D.R. Connecting magnetic towers with Faraday rotation gradients in active galactic nuclei jets. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **2013**, *431*, 695–709.
- Gabuzda, D.C.; Cantwell, T.M.; Cawthorne, T.V. Magnetic field structure of the extended 3C 380 jet. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **2014**, *438*, L1–L5.
- Gabuzda, D.C.; Reichstein, A.R.; O'Neill, E.L. Are spine-sheath polarization structures in the jets of active galactic nuclei associated with helical magnetic fields? *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **2014**, *444*, 172–184.
- Gabuzda, D.C.; Knuettel, S.; Reardon, B. Transverse Faraday-rotation gradients across the jets of 15 active galactic nuclei. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **2015**, *450*, 2441–2450.
- Gabuzda, D.C.; Knuettel, S.; Bonafede, A. Evidence for a toroidal magnetic-field component in 5C 4.114 on kiloparsec scales. *Astron. Astrophys.* **2015**, *583*, A96.
- Abraham, Z. Precession, beaming and the periodic light curve of OJ287. *Astron. Astrophys.* **2000**, *355*, 915–921.
- Caproni, A.; Abraham, Z. Precession in the Inner Jet of 3C 345. *Astrophys. J.* **2004**, *602*, 625–634.
- Beaklini, P.P.; Abraham, Z.; Dominici, T.P. Detection of an Increase in the Flux Density at 43 GHz from Blazar PKS 1510-089 Since August, 2011. Available online: <http://www.astronomerstelegam.org/?read=3799> (accessed on 20 August 2016)
- Caproni, A.; Abraham, Z.; Monteiro, H. Parsec-scale jet precession in BL Lacertae (2200+420). *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **2013**, *428*, 280–290.
- Lister, M.L.; Aller, M.F.; Aller, H.D.; Homan, D.C.; Kellermann, K.I.; Kovalev, Y.Y.; Pushkarev, A.B.; Richards, J.L.; Ros, E.; Savolainen, T. MOJAVE XIII. Parsec-Scale AGN Jet Kinematics Analysis Based on 19 years of VLBA Observations at 15 GHz. *Astron. J.* **2016**, *152*, 12.
- Coughlan, C.; Murphy, R.; Mc Eney, K.; Patrick, H.; Hallahan, R.; Gabuzda, D. First results from 18-22cm VLBA polarisation observations of the MOJAVE-I AGNs. *ArXiv E-print* **2011**, arXiv:astro-ph.CO/1101.5942.
- Rusk, R.E. Brightness and Polarization Structure of Compact Radio Sources. Ph.D. Thesis, University of Toronto, Toronto, ON, Canada, 1988.
- Taylor, A.R.; Stil, J.M.; Sunstrum, C. A Rotation Measure Image of the Sky. *Astrophys. J.* **2009**, *702*, 1230–1236.
- Murphy, E.; Gabuzda, D. Monte Carlo Studies of Transverse Faraday Rotation Profiles. *Eur. Phys. J. Web Conf.* **2013**, *61*, 07005.
- Contopoulos, I.; Christodoulou, D.M.; Kazanas, D.; Gabuzda, D.C. The Invariant Twist of Magnetic Fields in the Relativistic Jets of Active Galactic Nuclei. *Astrophys. J. Lett.* **2009**, *702*, L148–L152.
- Christodoulou, D.M.; Gabuzda, D.C.; Knuettel, S.; Contopoulos, I.; Kazanas, D.; Coughlan, C.P. Dominance of outflowing electric currents on decaparsec to kiloparsec scales in extragalactic jets. *Astron. Astrophys.* **2016**, *591*, A61.



© 2016 by the authors; licensee MDPI, Basel, Switzerland. This article is an open access article distributed under the terms and conditions of the Creative Commons Attribution (CC-BY) license (<http://creativecommons.org/licenses/by/4.0/>).

Apêndice B

Artigo Completo Publicado em Periódico

Em anexo, segue o artigo intitulado ‘*18-22 cm VLBA Faraday rotation studies of six AGN jets*’ de autoria de J. C. Motter e D. C. Gabuzda, publicado no periódico *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* (Motter e Gabuzda, 2017).

18–22 cm VLBA Faraday rotation studies of six AGN jets

J. C. Motter^{1,2★} and D. C. Gabuzda^{2★}

¹*Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas, Universidade de São Paulo, 05508-090 São Paulo, Brasil*

²*Physics Department, University College Cork, T12 K8AF Cork, Ireland*

Accepted 2017 January 27. Received 2017 January 26; in original form 2016 June 15

ABSTRACT

The formation of relativistic jets in active galactic nuclei (AGN) is related to accretion on to their central supermassive black holes, and magnetic fields are believed to play a central role in launching, collimating and accelerating the jet streams from very compact regions out to kiloparsec or megaparsec scales. In the presence of helical or toroidal magnetic fields threading the AGN jets and their immediate vicinity, gradients in the observed Faraday rotation measures are expected due to the systematic change in the line-of-sight component of the magnetic field across the jet. We have analysed total intensity, linear polarization, fractional polarization and Faraday rotation maps based on very long baseline array data obtained at four wavelengths in the 18–22 cm range for six AGN (OJ 287, 3C 279, PKS 1510–089, 3C 345, BL Lac and 3C 454.3). These observations typically probe projected distances out to tens of parsecs from the observed core, and are well suited for Faraday rotation studies due to the relatively long wavelengths used and the similarity of the structures measured at the different wavelengths. We have identified statistically significant, monotonic, transverse Faraday rotation gradients across the jets of four of these six sources, as well as a tentative transverse Faraday rotation gradient across the jet of OJ 287, providing evidence for the presence of toroidal magnetic fields, which may be one component of helical magnetic fields associated with these AGN jets.

Key words: magnetic fields – galaxies: active – galaxies: jets – quasars: general.

1 INTRODUCTION

The current paradigm for explaining the active galactic nuclei (AGN) phenomenon invokes the presence of a ‘central engine’ constituted by a supermassive black hole surrounded by a hot accretion disc. In this scenario, energy is generated by the gravitational infall of matter, which is heated to high temperatures in the disc. The relativistic jets of AGN seem to originate in a region close to the black hole through some process that would involve the extraction of energy from the black hole spin (Blandford & Znajek 1977) or from the accretion disc (Blandford & Payne 1982). Both these processes require the presence of magnetic (\mathbf{B}) fields. Current studies have shown that magnetic fields play a crucial role in launching, collimating and directing these jets (e.g. Meier, Koide & Uchida 2001; McKinney & Blandford 2009).

In the radio regime, AGN jets are detected due to the synchrotron radiation they emit, thus indicating the presence of relativistic electrons accelerated by local magnetic fields. Synchrotron radiation is intrinsically linearly polarized (up to about 75 per cent in optically thin regions with uniform \mathbf{B} -fields); therefore linear polarization

observations, especially those carried out with high resolution using very long baseline interferometry (VLBI), are an important tool to provide information about the degree of order and the direction of the \mathbf{B} -field giving rise to the observed synchrotron emission. Multiwavelength polarization observations also provide information about Faraday rotation occurring between the source and observer.

Faraday rotation of the plane of the linear polarization occurs when a linearly polarized electromagnetic wave travels through magnetized plasma (containing free electrons and magnetic field). The amount of rotation is given by the relation

$$\chi_{\text{obs}} - \chi_0 = \frac{e^3 \lambda^2}{8\pi^2 \epsilon_0 m^2 c^3} \int n_e \mathbf{B} \cdot d\mathbf{l} \equiv \text{RM} \lambda^2, \quad (1)$$

where χ_{obs} and χ_0 are the observed and unrotated (intrinsic) polarization angles, respectively, $-e$ and m are the charge and mass of the particles causing the Faraday rotation, usually taken to be electrons, c is the speed of light, n_e is the electron density, \mathbf{B} is the magnetic field in the region of Faraday rotation, $d\mathbf{l}$ is a path-length element along the line of sight, λ is the observing wavelength and the integral is carried out along the line of sight from the source to the observer. RM is the rotation measure, which can be determined from multiwavelength observations of the polarization angles.

* E-mail: juliana.motter@usp.br (JCM); d.gabuzda@ucc.ie (DCG)

Table 1. Observation dates and source properties.

Source name	J2000 name	Observation date	Redshift	Reference for the redshift	pc mas ^{-1a}	Integrated RM (rad m ⁻²)	Reference for integrated RM
OJ 287	J0854+2006	2010 February 2	0.306	Stickel, Fried & Kuehr (1989)	4.48	31 ± 3	Rusk (1988)
3C 279	J1256−0547	2010 March 7	0.536	Marziani et al. (1996)	6.31	27 ± 2	Rusk (1988)
PKS 1510−089	J1512−0905	2010 March 7	0.360	Thompson, Djorgovski & de Carvalho (1990)	5.00	−6.8 ± 0.8	Taylor, Stil & Sunstrum (2009)
3C 345	J1642+3948	2010 March 7	0.593	Marziani et al. (1996)	6.63	18.0 ± 0.3	Taylor et al. (2009)
BL Lac	J2202+4216	2010 August 23	0.0686	Vermeulen et al. (1995)	1.29	−205 ± 5	Rusk (1988)
3C 454.3	J2253+1608	2010 August 23	0.859	Jackson & Browne (1991)	7.70	−60.5 ± 0.2	Taylor et al. (2009)

^a Cosmological parameters: $H_0 = 71 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$; $\Omega_\Lambda = 0.73$; $\Omega_M = 0.27$.

Faraday rotation measurements thus carry information about the line-of-sight magnetic field and the electron density in the region where the Faraday rotation is occurring, and χ_o , which provides information about the intrinsic \mathbf{B} -field geometry associated with the source projected on to the plane of the sky.

In general, many polarization structures are observed in AGN jets, but there is an overall trend for the jet polarization to be oriented close to parallel or perpendicular to the local jet direction (Lister & Homan 2005; Lyutikov, Pariev & Gabuzda 2005; Gabuzda 2015) and for the Faraday rotation to be stronger in the core regions (e.g. Zavala & Taylor 2003, 2004). When the first AGN to have a ‘spine+sheath’ magnetic field structure was identified by Attridge, Roberts & Wardle (1999), it was proposed by them that the ‘sheath’ (orthogonal polarization, longitudinal B -field near the jet edges) could be caused by the interaction of the jet with the surrounding medium, and that the ‘spine’ (longitudinal polarization, orthogonal B -field near the central axis of the jet) could be a consequence of transverse shocks propagating along the jet. However, since more AGN jets have now been found to have this structure, it has also been argued that the ‘spine+sheath’ composition could be evidence for the presence of helical magnetic fields threading these jets (e.g. Pushkarev et al. 2005; Lyutikov et al. 2005; Gabuzda, Knuettel & Reardon 2015a), with the azimuthal component dominating near their central axis and the longitudinal component becoming dominant near the jet edges.

Blandford (1993) pointed out that, in the presence of a helical magnetic field, transverse RM gradients should be observed across the jet due to the systematic change in the associated line-of-sight component of the \mathbf{B} -field. Many works have reported the detection of such transverse gradients on parsec scales, starting with the one published by Asada et al. (2002) for the jet of the quasar 3C 273 and later confirmed by Zavala & Taylor (2005), and with the most recent studies being those of Hovatta et al. (2012), Mahmud et al. (2013), Gabuzda, Cantwell & Cawthorne (2014a), Gabuzda, Reichstein & O’Neill (2014b) and Gabuzda et al. (2015a). The detection of these transverse gradients only provides evidence for the existence of an azimuthal field component, and demonstrating that this is one component of a helical \mathbf{B} -field requires the detection of a longitudinal field component as well. Therefore it is important to search for other signs of the presence of a helical magnetic field geometry, such as asymmetries in the transverse polarization structure across the jet (Murphy, Cawthorne & Gabuzda 2013).

The main goal of this work is to carry out total intensity, linear polarization and Faraday rotation studies for six AGN through the analysis of data obtained at four wavelengths in the range 18–22 cm with the Very Long Baseline Array (VLBA). These six sources were chosen for this study because they have been investigated by the radio astronomy group at the University of São Paulo for a number of years in the context of precessional models for the parsec-

scale jets and multiwaveband analyses (Abraham & Carrara 1998; Abraham 2000; Caproni & Abraham 2004; Beaklini, Abraham & Dominici 2011; Caproni, Abraham & Monteiro 2013). This wavelength range is ideally suited for probing projected distances out to tens of parsecs from the observed core, thus providing a link between the VLBA milliarcsecond-scale structures observed at centimetre wavelengths and the arcsecond scales seen by the Very Large Array (VLA). In our analysis, we have identified statistically significant, monotonic, transverse Faraday rotation gradients across the jets of four out of these six sources, indicating the presence of a toroidal magnetic field component, which, in turn, may be associated with helical magnetic fields threading these AGN jets. The polarization structures are consistent with those observed on smaller scales in the 2 cm MOJAVE maps (Monitoring of Jets in AGN with VLBA Experiments; Lister & Homan 2005).

This work is structured as follows. In Section 2, we present a brief description of the observational data used in our analysis. In Section 3, we present the results obtained for each source. In Section 4, we discuss the reliability of the transverse RM gradients detected and other evidence for helical magnetic fields threading the AGN jets studied in this work. Finally, in Section 5, we summarize our main findings.

2 OBSERVATIONS AND DATA ANALYSIS

The observations analysed for this study were made with the National Radio Astronomy Observatory (NRAO) VLBA in 2010, and include polarimetric observations of the 135 AGN of the MOJAVE-I sample (Lister & Homan 2005) simultaneously at 1358, 1430, 1493 and 1665 MHz (22.1, 21.0, 20.1, 18.0 cm, respectively; Coughlan et al. 2011). The objects were observed in nine 24-h sessions at a total aggregate bit rate of 128 Mbits s⁻¹. They were observed in scans of about 3.5 min spread out in time when the source was visible by most or all of the array, and the total observing time per source was about 35–45 min.

In this work, six well-known AGN from the sample were studied. The source names, redshifts, pc mas⁻¹ values, integrated (taken to be predominantly Galactic) Faraday rotations and observing dates are shown in Table 1. The redshifts and pc mas⁻¹ values were taken from the MOJAVE project website (<http://www.physics.purdue.edu/MOJAVE/>; Lister et al. 2009a) and correspond to the cosmological parameters $H_0 = 71 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, $\Omega_\Lambda = 0.73$ and $\Omega_M = 0.27$. References to the integrated RMs are indicated in the last column of Table 1.

The preliminary amplitude, phase, polarization (D-term) and electric vector position angle (EVPA) calibrations were done in the NRAO Astronomical Imaging Processing System (AIPS) using standard techniques. For the phase calibration, the Los Alamos station was used as the reference antenna. The calibration of the

Table 2. EVPA corrections for each VLBA observation date and frequency.

Frequency (MHz)	2010 February 2 $\Delta\chi^\circ$	2010 March 7 $\Delta\chi^\circ$	2010 August 23 $\Delta\chi^\circ$
1358.46	130	91	12
1430.46	113	112	30
1493.46	147	84	-7
1665.46	91	49	-25

EVPA was done by comparing the VLA and total VLBI polarization measurements of the compact, polarized source J0006–0623 obtained at nearly simultaneous epochs and rotating the EVPAs for the total VLBI polarization to agree with those for the VLA polarization. The EVPA corrections applied to the sources at each frequency and each epoch are shown in Table 2. More details about the calibration procedures can be found in Coughlan et al. (2011) and Healy (2014).

We used the calibrated visibility data to iteratively construct maps of the total intensity I and of the Stokes parameters Q and U using the AIPS task ‘IMAGR’ with robust weighting (parameter ROBUST = 0). The final maps were then convolved with the lowest frequency beam to match their resolutions. Polarization angle maps were constructed from the Stokes Q and U maps using the task ‘COMB’. Before constructing the Faraday RM maps using the AIPS task ‘RM’, we removed the effect of the integrated RM to provide a better picture of the Faraday rotation occurring in the vicinity of the AGN itself (Table 1). The uncertainties in the Stokes Q and U determining the uncertainties in the polarization angles used in the calculations of the RM fits were estimated in accordance with the recommendations of Hovatta et al. (2012), who showed that uncertainties in intensity images (either Stokes I , Q or U) are greater in regions of source emission than the off-source rms fluctuations.

When searching for transverse gradients in the RM, it is important to estimate the local jet direction as accurately as possible, in order to determine whether an observed gradient is close to perpendicular to the local jet direction, and the angle along which RM slices used to estimate the significance of a gradient should be taken. We did this by obtaining model fits to our highest frequency (1665 MHz) intensity maps using the Cross-entropy (CE) technique developed by Caproni et al. (2011), which uses the image as the input data and searches for the best parameters for the components, selecting the best candidates generated at each iteration and constructing new parameters from them. We used the CE method to fit circular Gaussian components to our 1665 MHz maps and estimate the distances and position angles (PAs) of the components with respect to the core, together with their deconvolved sizes and fluxes. The results of our model fitting are shown in Table 3. The formal uncertainties in some of the model parameters calculated in the model fitting, particularly the component size and the PA relative to the core, are sometimes implausibly small; it has been suggested in the literature that realistic errors are of the order of a few tenths of mas for the position of the components, a few per cent for their fluxes and few degrees for their PAs (Homan et al. 2002; Lister et al. 2009b). However, this is not important for our purposes, as we are essentially interested in using the position angles PA of the components relative to the core to estimate the local jet directions in the regions of observed transverse RM gradients, which we only need to know to within a few degrees. This means that details of the model fitting are not important for our analysis.

Table 3. Model-fitting results.

Source name	Component number	r^a (mas)	F (Jy)	Major axis (mas)	PA ^b (deg)
OJ 287	1	0.0	0.938	4.21	0.0
	2	2.72	0.098	3.94	-112.4
	3	6.36	0.043	5.07	-111.2
	4	10.6	0.012	6.67	-123.1
PKS 1510–089	1	0.0	1.092	5.05	0.0
	2	2.53	0.222	4.46	-26.7
	3	5.90	0.092	6.14	-28.0
	4	17.1	0.028	11.3	-24.5
	5	35.4	0.015	14.4	-31.8
3C 345	1	0.0	2.324	4.45	0.0
	2	3.18	1.194	4.32	-84.5
	3	4.12	0.342	4.83	-54.8
	4	11.7	0.333	7.99	-63.4
	5	17.5	0.132	7.99	-45.6
BL Lac	6	26.4	0.068	7.99	-55.0
	1	0.0	1.723	4.36	0.0
	2	2.42	0.560	4.12	-174.3
	3	3.75	0.324	7.57	175.4
	4	12.4	0.086	8.00	156.6
	5	20.0	0.053	8.00	153.4
3C 454.3	1	0.0	2.705	5.06	0.0
	2	3.26	2.511	5.26	-82.4
	3	7.38	1.884	4.37	-62.6
	4	11.5	1.111	7.16	-54.6
	5	19.0	0.143	7.41	-54.1
	6	32.2	0.168	7.84	-56.2
	7	44.2	0.084	7.78	-55.6

^a Mean distance from the core component in mas.

^b PA relative to the core component in degrees.

Table 4. Properties of the 1358 MHz maps.

Source name	Figure	Peak (Jy)	Lowest contour (per cent)	BMaj (mas)	BMin (mas)	BPA (deg)
OJ 287	1 a	0.91	0.125	11.71	6.02	-2.78
3C 279	1 d	3.47	0.125	14.28	5.82	-1.41
PKS 1510–089	1 f	1.50	0.125	14.90	5.58	-1.24
3C 345	2 a	3.64	0.125	10.10	5.89	3.08
BL Lac	2 d	2.05	0.125	9.83	5.79	8.88
3C 454.3	2 f	4.06	0.250	12.03	5.63	2.21

3 RESULTS

In the left-hand panels of Figs 1 and 2, we present the EVPAs corrected for the integrated RM superimposed on the 1358 MHz total intensity contours for all six sources. In the middle and right-hand panels of Figs 1 and 2, we present the 1358 MHz fractional polarization maps with two different ranges, if necessary, indicated by the colour bars, for better visualization of the variations in the degree of polarization. The properties of the 1358 MHz maps are summarized in Table 4, and in all cases the contour levels increase in steps of a factor of two. The top-left panels of Figs 3–8 show the RM maps constructed using the intrinsic (elliptical) 1358 MHz beams superimposed on the corresponding 1358 MHz total intensity contours, along with slices in regions where transverse RM gradients were observed. In all cases, the slices were taken perpendicular to the local jet direction, as indicated by our model fits to the 1665 MHz intensity data. For gradients present in the core region in our observations, we took the local jet direction to be the direction from the core to the innermost jet component. The ranges of the

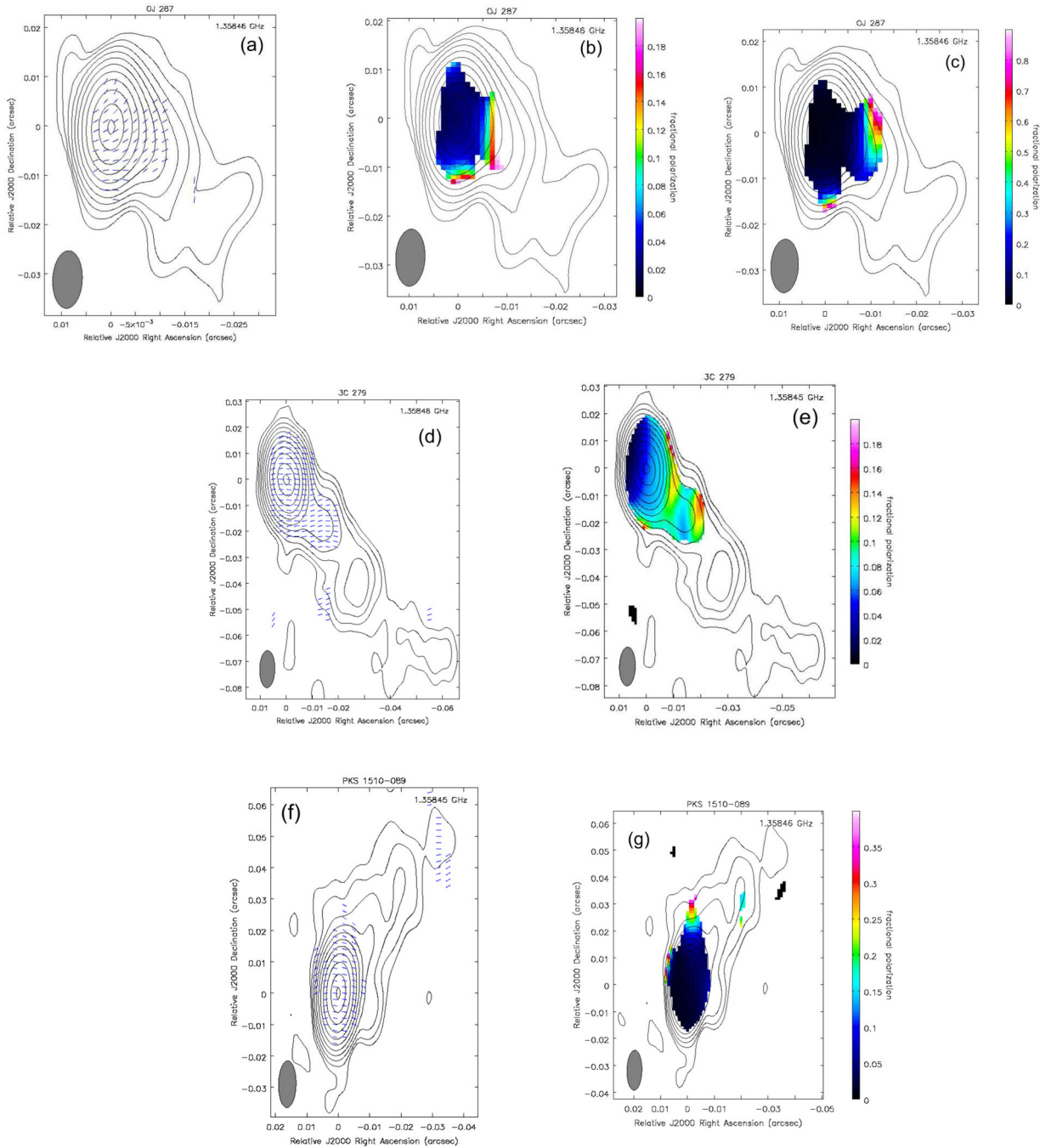


Figure 1. Left: The ticks depict the EVPAs corrected for the integrated RMs of OJ 287 (top), 3C 279 (middle) and PKS 1510–089 (bottom) superimposed on the 1358 MHz total intensity contours. Middle and Right: 1358 MHz fractional polarization maps. The range of the degree of polarization is indicated by the colour bars.

RM maps are indicated by the colour bars accompanying them. In order to avoid the appearance of spurious features in the RM distributions in regions of off-source emission, we blanked the output pixels when the uncertainty in the RM exceeded the values listed in the corresponding figure caption. Examples of the χ_{obs} versus λ^2 fits are shown in the top-right panels of the figures; the uncertainty in χ includes the uncertainty in the EVPA calibration ($\pm 3^\circ$) added in quadrature. Versions of the RM maps made with an equal-area circular beam are shown in the bottom-left panels, with corresponding RM slices shown in the bottom-right panels. The middle-right panels of Figs 3–8 show total intensity (solid line) and fractional

polarization (dashed line) profiles taken at the same locations and along the same directions as of the transverse RM gradients. In all cases, the convolving beams used to produce the RM maps are shown in the lower left-hand corners of the figures. The black lines drawn across the RM distributions show the locations of the slices, and the letter ‘S’ indicates the side corresponding to their starting points.

Finally, in Fig. 9, we present the EVPAs of the six sources corrected for both the constant integrated and spatially variable local Faraday rotation superimposed on the 1358 MHz total intensity contours. The EVPA rotations introduced by the local Faraday

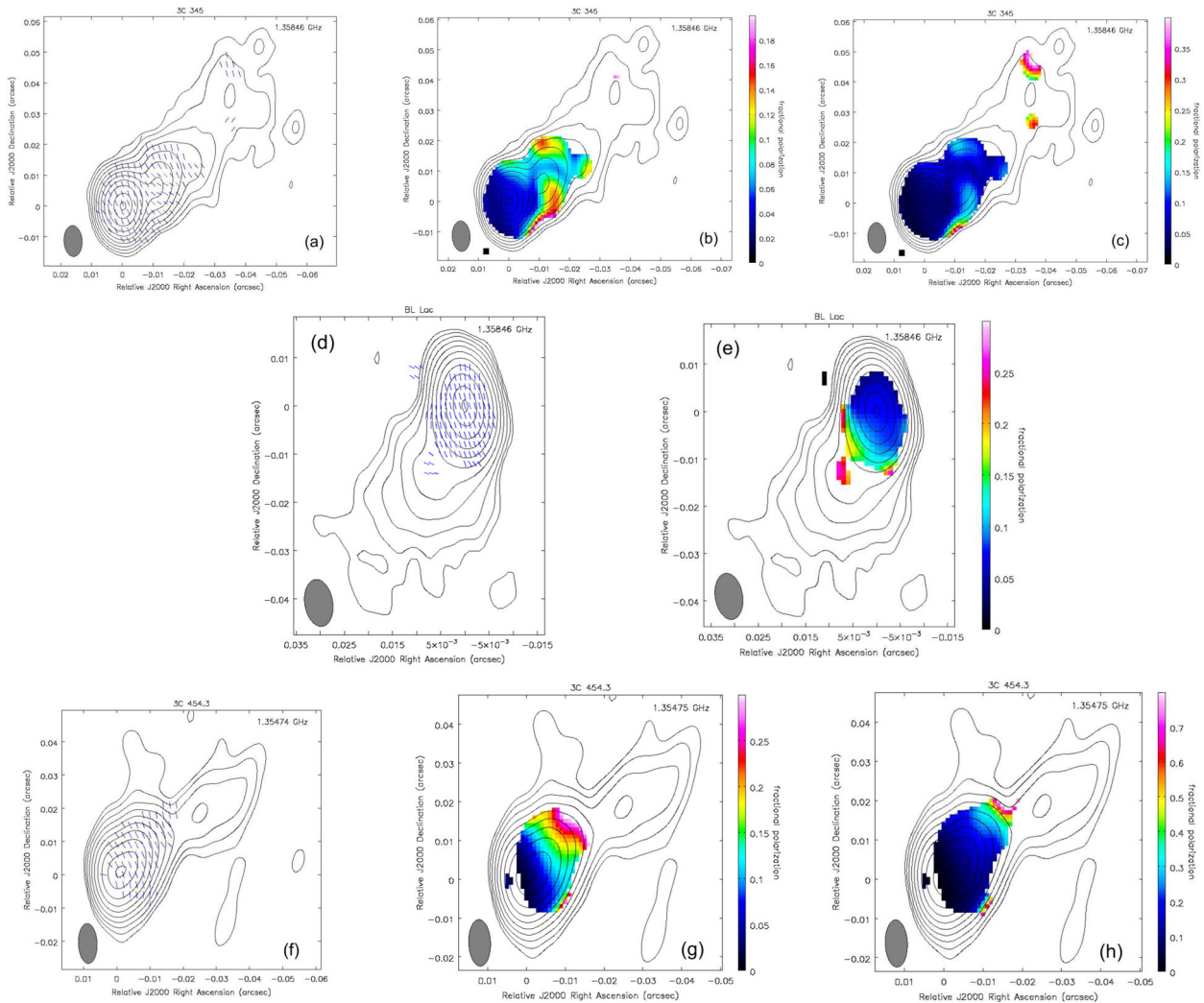


Figure 2. Left: The ticks depict the EVPAs corrected for the integrated RMs of 3C 345 (top), BL Lac (middle) and 3C 454.3 (bottom) superimposed on the 1358 MHz total intensity contours. Middle and Right: 1358 MHz fractional polarization maps. The range of the degree of polarization is indicated by the colour bars.

rotation are small, and these two distributions are typically very similar, however, construction of the EVPA distribution corrected for the VLBA-scale local Faraday rotation provides a final check that the RMs that have been fitted using the VLBA data are not spurious in any region.

The statistical significances of the transverse gradients detected in our RM maps are shown in Table 5. As is indicated above, we tested the robustness of these gradients by producing RM maps using circular beams with areas equal to those of the intrinsic elliptical beams (bottom-left panels of the RM figures). This is especially helpful in cases where the elliptical beams are appreciably elongated, and can have arbitrary orientations relative to the jet direction, which can occasionally give rise to spurious RM structures. Comparing the RM maps made with the intrinsic elliptical and circular beams, we can check if RM structures initially detected in the intrinsic-beam RM map remain visible and statistically significant in the circular-beam RM map, enabling the identification of spurious gradients.

As noted earlier, we used the approach of Hovatta et al. (2012) when calculating the RMs uncertainties. We did not add the uncertainty in the EVPA calibration to the uncertainty in the EVPAs when determining the significances of possible RM gradients, since the EVPA calibration uncertainty affects all polarization angles equally

for a given frequency, and, therefore cannot produce spurious RM gradients, as previously noted by Mahmud, Gabuzda & Bezrukovs (2009) and Hovatta et al. (2012). When calculating the uncertainty of the difference between the RM values at the ends of a slice, we added the two RM uncertainties in quadrature; note that this is a more conservative approach than that used by Hovatta et al. (2012), helping to ensure that the significance of the RM gradients is not overestimated.

We identified monotonic, transverse Faraday rotation gradients in four of the six AGN, with statistical significances ranging from 2.5σ to 4.4σ when the RM maps are produced with the intrinsic elliptical beams. Three sources (PKS 1510–089, BL Lac and 3C 454.3) have transverse Faraday rotation gradients with statistical significances higher than 3σ ; a transverse RM gradient across the jet of 3C 345 has a significance of about 2.5σ , but is nevertheless significant, as it spans more than two beam widths (Hovatta et al. 2012). We also found a tentative transverse RM gradient across the jet of OJ 287. Below, we present a brief summary of the results for each source.

(i) **OJ 287:** Our maps and model fits show that the jet initially extends roughly towards the west and then appears to bend towards the south. The southern emission may be associated with plasma

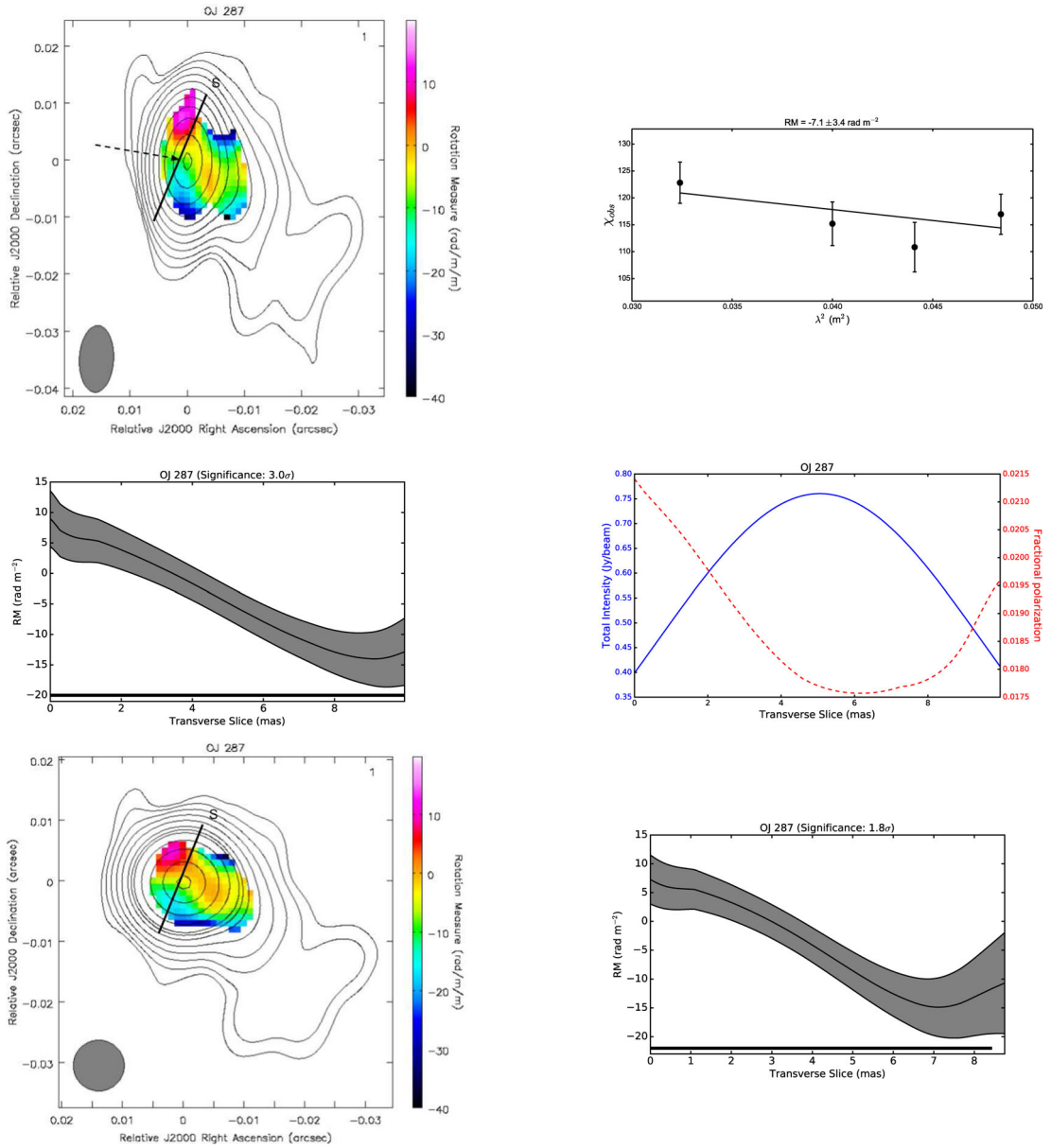


Figure 3. RM distribution for OJ 287 superimposed on the 1358 MHz I map for the intrinsic elliptical beam (top-left) and a circular beam of equivalent area (bottom-left) along with slices taken in a region where a transverse RM gradient is visible by eye, shown by the continuous black lines across the RM maps (middle-left and bottom-right). The ranges of the RM values are indicated by the colour bars. Output pixels were blanked for RM uncertainties exceeding 10 rad m^{-2} . The thick black horizontal lines accompanying the transverse RM profiles indicate the projected size of the beam in the slice direction. An example of a χ^2_{obs} versus λ^2 fit in the region of the slice is shown in the top-right panel. The location of the pixel is indicated by the arrow in the RM map. Total intensity (solid line) and fractional polarization (dashed line) profiles at the same location of the transverse RM gradient are shown in the middle-right panel.

initially ejected in this direction, since the jet direction seen at the smaller scales sampled by the MOJAVE maps have PAs ranging from -90° to about -135° .

The EVPAs corrected for the integrated RM are somewhat offset from transverse to the local jet direction (Fig. 1a). The degree of fractional polarization (Figs 1 b and c) is less than about 4 per cent in the core and reaches tens of per cent in the jet.

Our RM map (Fig. 3) shows a transverse Faraday rotation gradient in the core region, perpendicular to the local jet direction indicated by our model fitting; however, this gradient becomes non-monotonic near its ends. The statistical significance reaches about 3σ if points just short of the end points are compared. The gradient structure remains visible when the RM map is constructed using a circular

beam, but the statistical significance is reduced to about 1.8σ . The RM values display a sign change across the jet structure. The fractional polarization along the RM slice considered is fairly constant, but shows some tendency to increase towards the edges of the jet. Overall, we consider this a tentative transverse RM gradient.

The EVPAs corrected for both the integrated and local Faraday rotation (Fig. 9a) are overall similar to those in Fig. 1(a), consistent with a roughly longitudinal magnetic field.

(ii) **3C 279:** The jet extends towards the south-west at a PA of $\simeq -140^\circ$, roughly in the same direction seen at the smaller scales on the MOJAVE maps at nearby epochs ($\simeq -130^\circ$).

The EVPAs corrected for the integrated RM are predominantly transverse to the local jet direction (Fig. 1d). The polarization

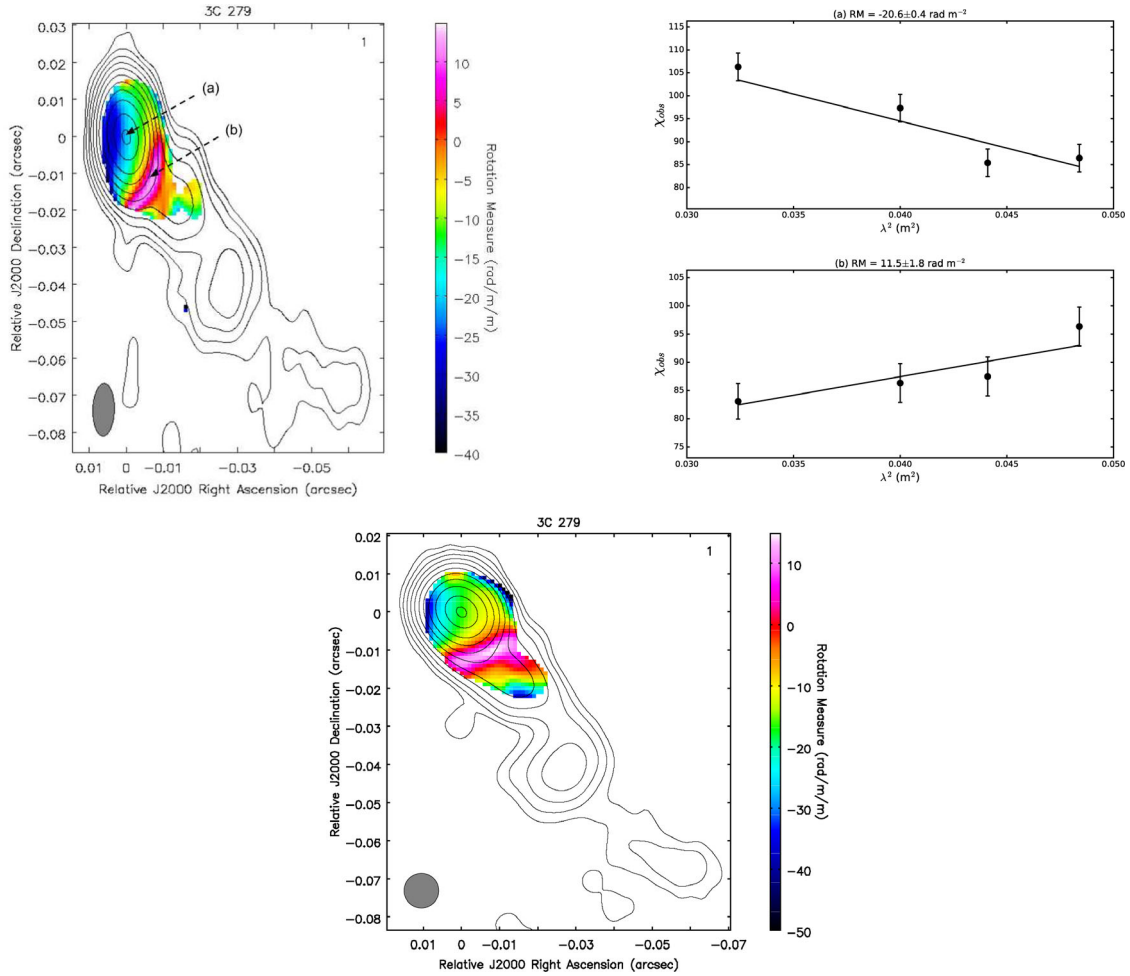


Figure 4. RM distribution for 3C 279 superimposed on the 1358 MHz I map for the intrinsic elliptical beam (top-left) and a circular beam of equivalent area (bottom). The ranges of the RM values are indicated by the colour bars. Output pixels were blanked for RM uncertainties exceeding 10 rad m^{-2} . Examples of the χ_{obs} versus λ^2 fits in the core and inner jet regions are shown in the two right panels. The locations of the pixels are indicated by the arrows in the RM map.

structure seen at the smaller scales sampled by the 2 cm observations is quite complex, with different regions in the jet having either predominantly orthogonal or longitudinal EVPAs. The degree of fractional polarization (Fig. 1e) is less than about 6 per cent in the core and reaches a few tens of per cent in the jet.

Our RM map (Fig. 4) shows that the RM values are slightly enhanced in the core region. The RM map made with the intrinsic elliptical beam shows a possible transverse gradient in the core region; however, this is not apparent in the RM map made with the equal-area circular beam. We accordingly did not detect any statistically significant transverse RM gradients in this object.

The EVPAs corrected for both the integrated and local Faraday rotation (Fig. 9c) are roughly transverse to the jet direction in the jet, indicating a predominantly longitudinal magnetic field in this region. The polarization structure across the core region is complex, however, with fairly large changes in the orientation of the EVPAs between the eastern and western parts of the observed core that are not as prominent in the polarization map corrected only for the integrated Faraday rotation shown in Fig. 1(d). This suggests that some of the local Faraday rotation fits in the core may be unreliable, but we have not been able to find any evidence for this from the quality of the RM fits. We, likewise, found no evidence for

significant optical depth effects in the core region that could affect the observed polarization angles. The origin of this behaviour of the core polarization angles in Fig. 9(c) is thus not clear, though it seems likely that some of the RM fits at the edges of the core are nevertheless unreliable. Although this introduces some uncertainty into our deductions concerning the direction of the magnetic field in the core region, the jet polarization certainly indicates a longitudinal magnetic field.

(iii) **PKS 1510–089:** The jet extends towards the north-west at a PA of $\simeq -30^\circ$, in the same direction seen at the smaller scales mapped by the 2 cm MOJAVE observations.

The EVPAs corrected for the integrated RM are predominantly transverse to the local jet direction (Fig. 1f), in agreement with the overall trend of polarization structures seen in the MOJAVE maps. The degree of fractional polarization (Fig. 1g) is less than about 5 per cent in the core, and reaches tens of per cent in the jet.

Our RM map (Fig. 5) shows monotonic, transverse gradients in the core region. The example slice shown in Fig. 5 displays an RM gradient with a statistical significance of about 4.4σ . The structure of the RM map remains the same in the version made with the circular beam; the transverse gradient across the core remains visible, with a statistical significance of 3.8σ . A sign change in the RM is observed across the jet. We note that Keck et al. (private communication) have

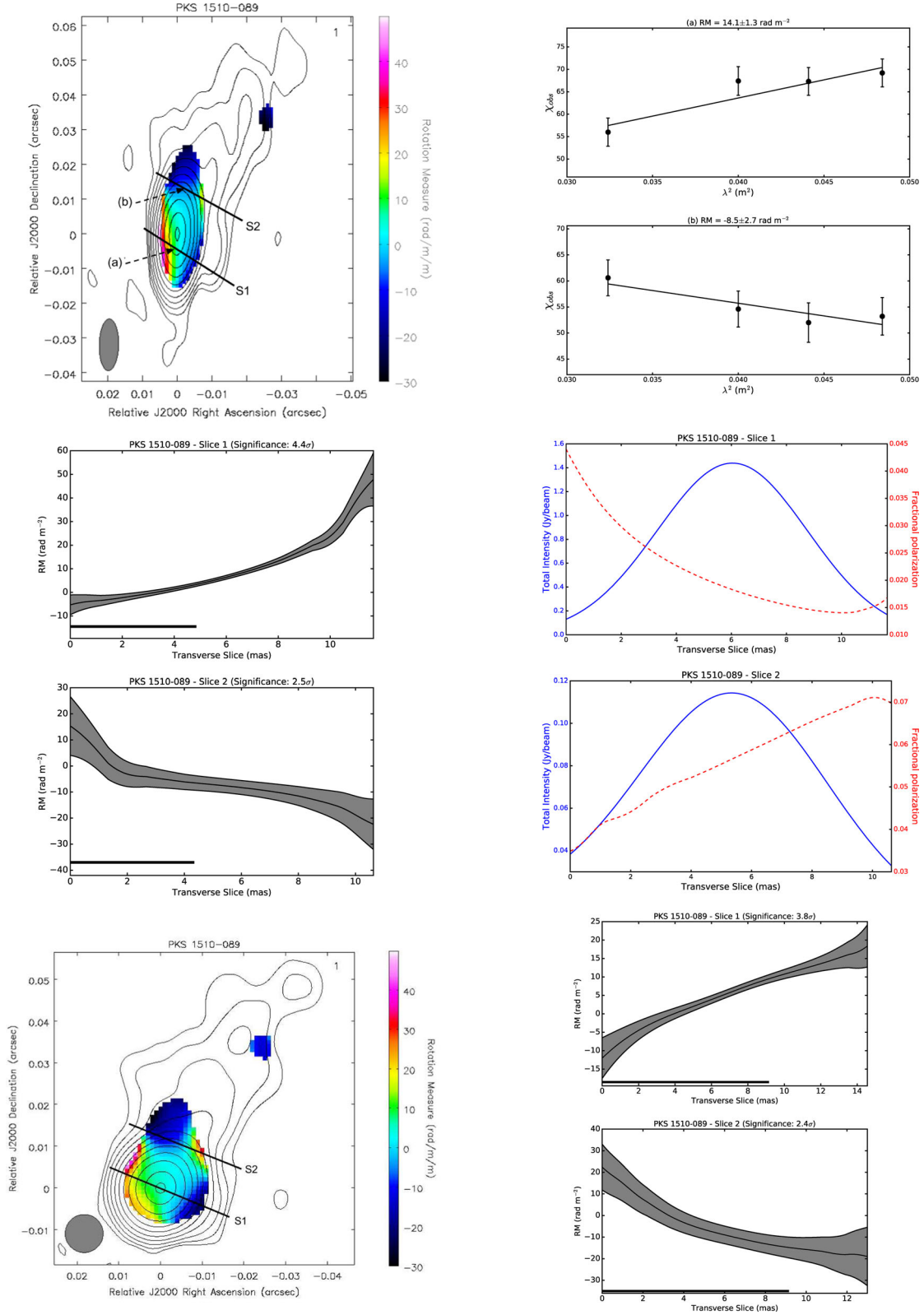


Figure 5. RM distribution for PKS 1510-089 superimposed on the 1388 MHz I map for the intrinsic elliptical beam (top-left) and a circular beam of equivalent area (bottom-left) along with slices taken in regions where transverse RM gradients are visible by eye, shown by the black lines across the RM maps (middle-left and bottom-right). The ranges of the RM values are indicated by the colour bars. Output pixels were blanked for RM uncertainties exceeding 15 rad m^{-2} . The thick black horizontal lines accompanying the transverse RM profiles indicate the projected sizes of the beams in the slice direction. Examples of χ_{obs} versus λ^2 fits in the regions of the slices are shown in the top-right panels. The locations of the pixels are indicated by the arrows in the RM map. Total intensity (solid line) and fractional polarization (dashed line) profiles at the same location of the transverse RM gradients are shown in the middle-right panels.

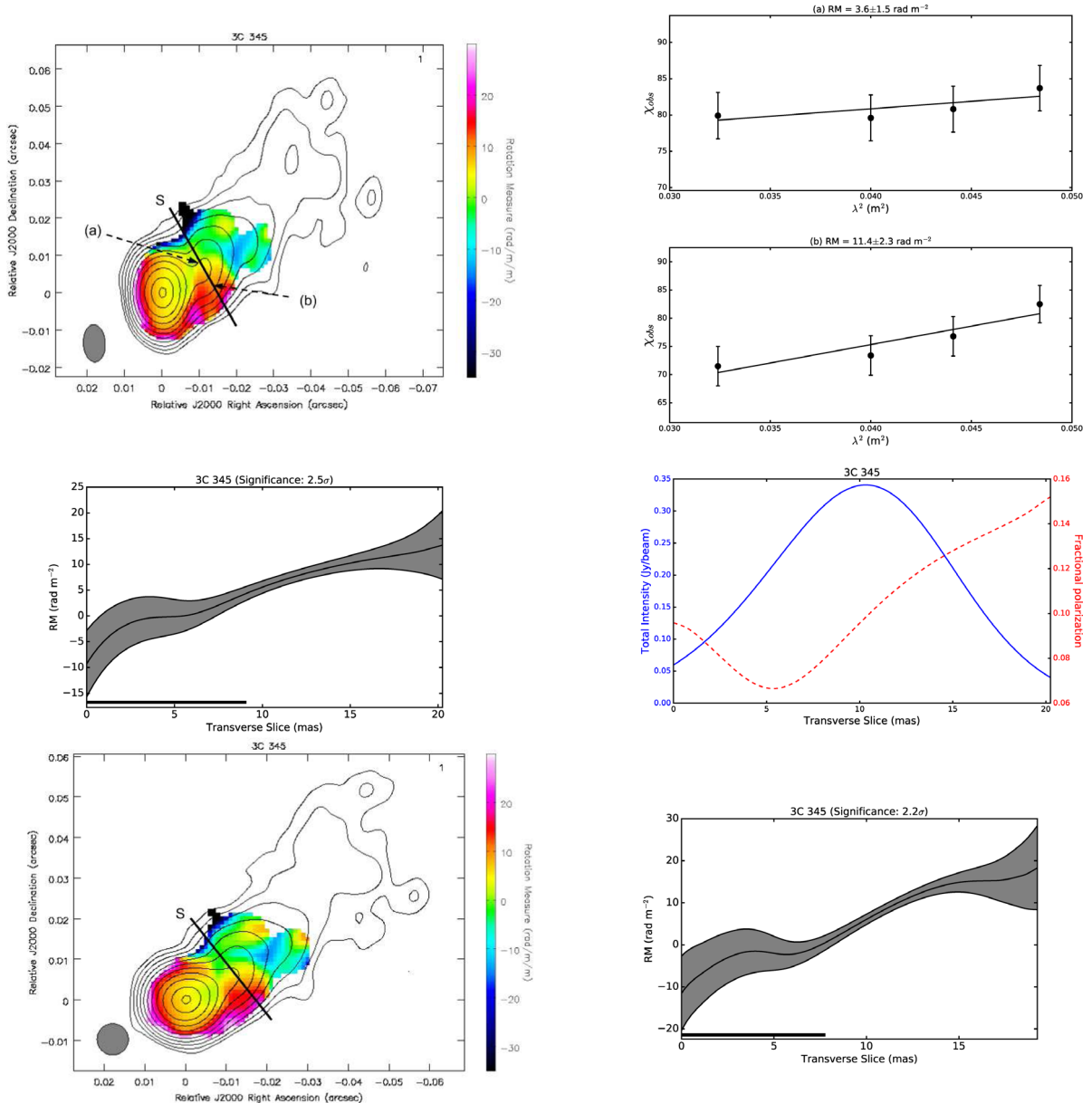


Figure 6. RM distribution for 3C 345 superimposed on the 1358 MHz I map for the intrinsic elliptical beam (top-left) and a circular beam of equivalent area (bottom-left) along with slices taken in a region where a transverse RM gradient is visible by eye, shown by the black line across the RM map (middle-left and bottom-right). The ranges of the RM values are indicated by the colour bars. Output pixels were blanked for RM uncertainties exceeding 15 rad m^{-2} . The thick black horizontal lines accompanying the transverse RM profiles indicate the projected sizes of the beams in the slice direction. Examples of the χ_{obs} versus λ^2 fits in the region of the slice are shown in the top-right panels. The locations of the pixels are indicated by the arrows in the RM map. Total intensity (solid line) and fractional polarization (dashed line) profiles at the same location of the transverse RM gradient are shown in the middle-right panel.

tentatively found similar results for this source, with transverse RM gradients in the core region, using frequencies in the range 22–43 GHz.

Our RM map also displays a reversal in the direction of the transverse RM gradient further down in the jet of PKS 1510–089. This reversal is more evident in the RM map constructed using the circular beam; the corresponding statistical significances in both cases, elliptical and circular beam, are about 2.5σ . The fractional polarization slices show asymmetries across the jet, with higher polarizations indicated on the side of the jet where RMs with larger absolute values are observed, as would be expected if the transverse RM gradients are associated with helical magnetic fields.

Correction for both the integrated and local Faraday rotation (Fig. 9e) has rotated the EVPAs so that they are close to orthogonal to the jet direction. Our results thus indicate a predominantly longitudinal \mathbf{B} -field.

(iv) **3C 345:** The jet extends towards the north-west at a PA of $\simeq -55^\circ$. At the smaller scales seen on the MOJAVE maps, the jet of 3C 345 initially extends towards the west and then it bends towards the north-west in roughly the same PA seen in our observations.

The EVPAs corrected for the integrated RM are predominantly transverse to the local jet direction (Fig. 2a) following the overall behaviour seen in the 2 cm observations. There is an interesting polarization structure about 35 mas from the core composed of

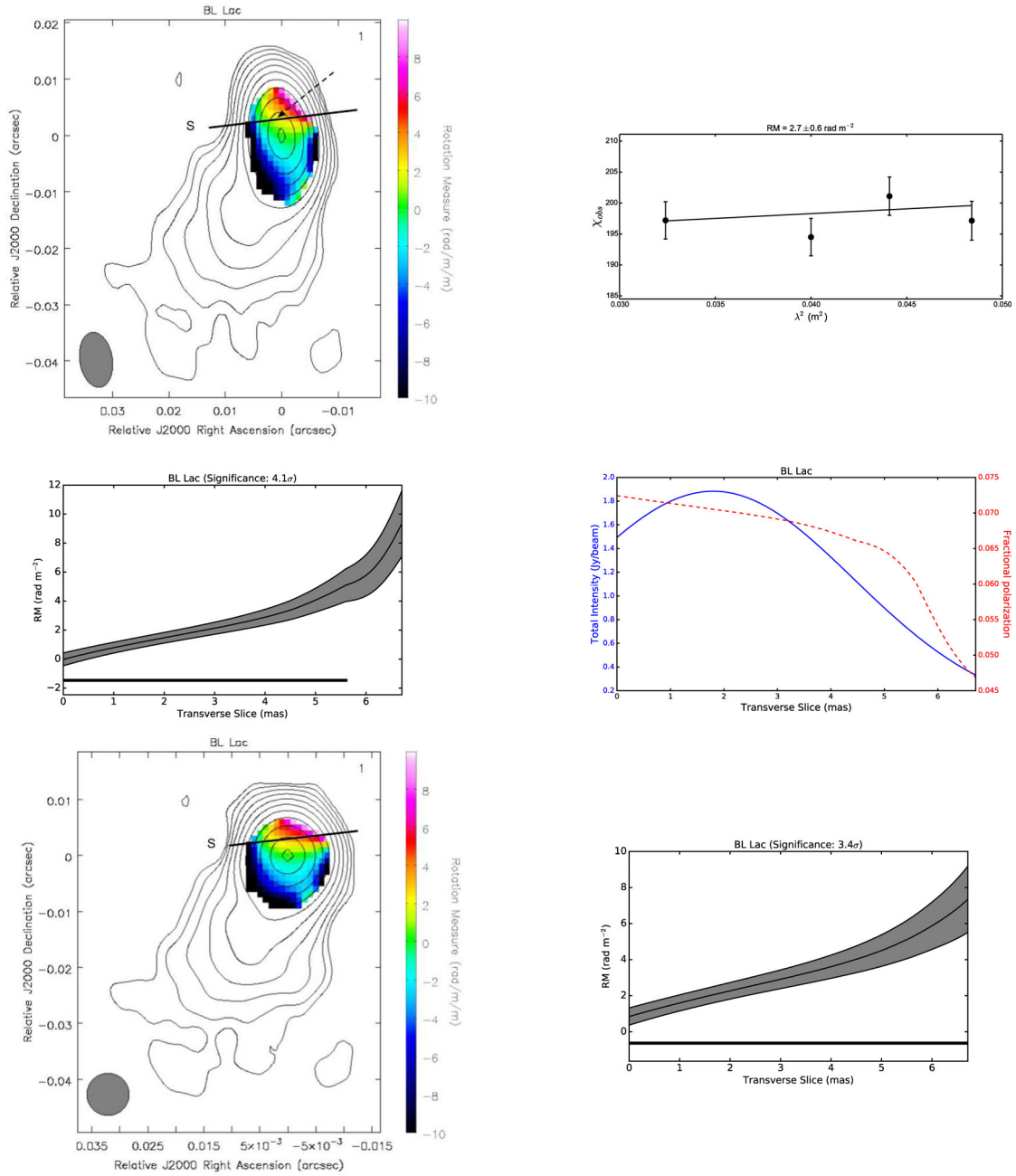


Figure 7. RM distribution for BL Lac superimposed on the 1388 MHz I map for the intrinsic elliptical beam (top-left) and a circular beam of equivalent area (bottom-left) along with slices taken in a region where a transverse RM gradient is visible by eye, shown by the black line across the RM map (middle-left and bottom-right). The ranges of the RM values are indicated by the colour bars. Output pixels were blanked for RM uncertainties exceeding 5 rad m^{-2} . The thick black horizontal lines accompanying the transverse RM profiles indicate the projected sizes of the beams in the slice direction. An example of a χ_{obs} versus λ^2 fits in the region of the slice is shown in the top-right panel. The location of the pixel is indicated by the arrow in the RM map. Total intensity (solid line) and fractional polarization (dashed line) profiles at the same location of the transverse RM gradient are shown in the middle-right panel.

orthogonal polarization near the jet edge and longitudinal polarization near its central axis that could be a ‘spine+sheath’ composition. The fractional polarization of 3C 345 is roughly 2–5 per cent in the core (Fig. 2b), and reaches values of 15–30 per cent in the jet (Fig. 2c). The degree of polarization tends to increase towards the jet edges. This is expected if the jet is threaded by helical magnetic fields due to the higher ordering of the field lines in these regions. Our RM map (Fig. 6) shows a monotonic, transverse RM gradient in the jet at a distance of approximately 10 mas from the observed core, visible in both the intrinsic-beam (statistical significance 2.5σ)

and circular-beam (statistical significance 2.2σ) RM maps. The RM values display a sign change across the jet. Although the statistical significance of this gradient is smaller than 3σ , the gradient spans more than two beamwidths, making it statistically significant, as is discussed in Section 4.1. The fractional polarization is asymmetric and varies from about 7 per cent to 15 per cent across the jet.

The EVPAs corrected for both the integrated and local Faraday rotation (Fig. 9b) are roughly transverse to the local jet direction, very similar to those in Fig. 2(a), indicating a predominantly longitudinal \mathbf{B} -field.

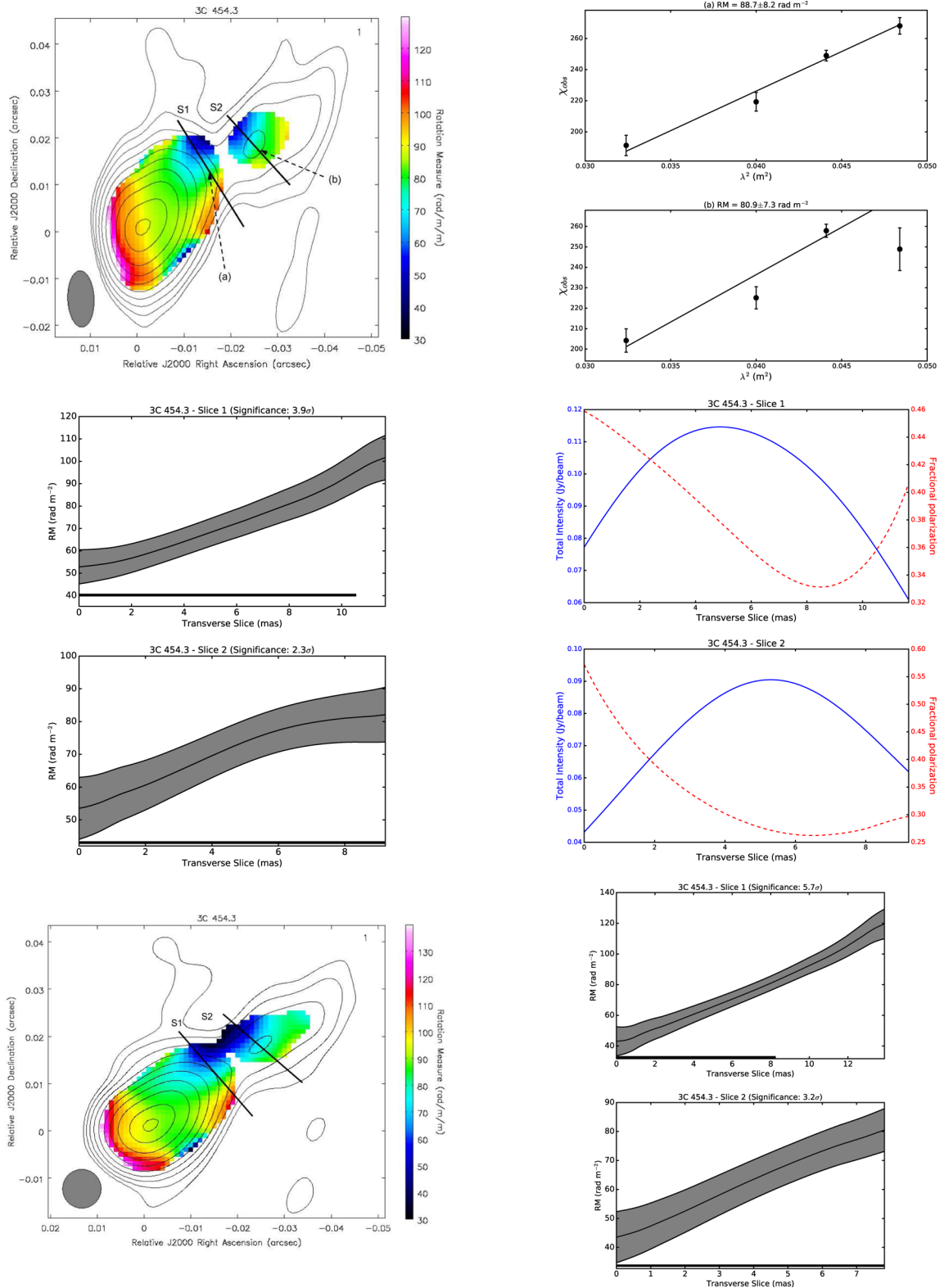


Figure 8. RM distribution for 3C 454.3 superimposed on the 1358 MHz I map for the intrinsic elliptical beam (top-left) and a circular beam of equivalent area (bottom-left) along with slices taken in a region where a transverse RM gradient is visible by eye, shown by the black lines across the RM map (middle-left and bottom-right). The ranges of the RM values are indicated by the colour bars. Output pixels were blanked for RM uncertainties exceeding 10 rad m^{-2} . The thick black horizontal lines accompanying the transverse RM profiles indicate the projected sizes of the beams in the slice direction. Examples of the χ^2_{obs} versus λ^2 fits in the regions of the slices are shown in the top-right panels. The locations of the pixels are indicated by the arrows in the RM map. Total intensity (solid line) and fractional polarization (dashed line) profiles at the same locations of the transverse RM gradients are shown in the middle-right panels.

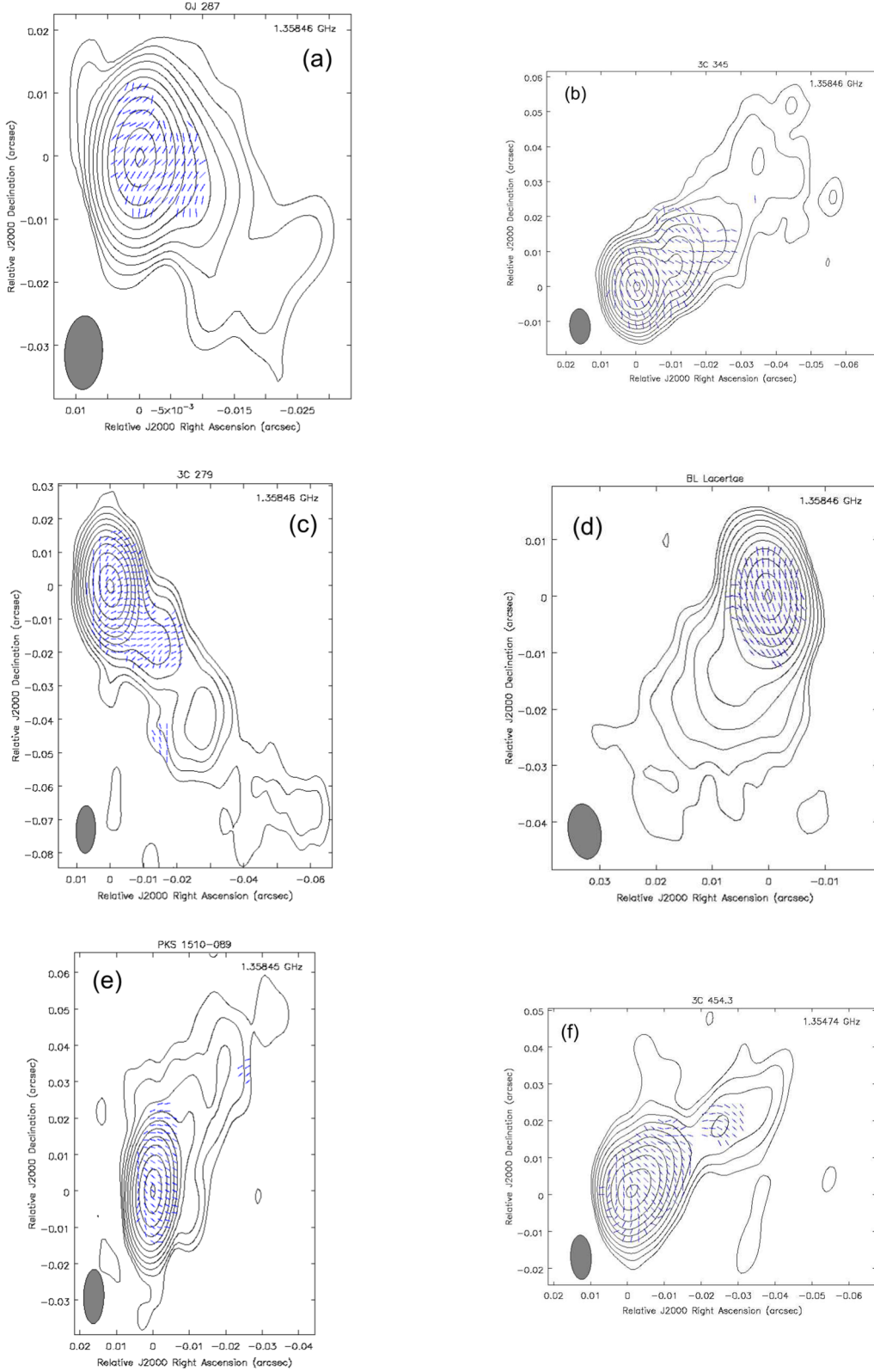


Figure 9. The ticks depict the EVPAs corrected for the local and Galactic foreground Faraday rotation of OJ 287 (top-left), 3C 279 (middle-left), PKS 1510–089 (bottom-left), 3C 345 (top-right), BL Lac (middle-right) and 3C 454.3 (bottom-right) superimposed on the 1358 MHz total intensity contours. In all cases, the contour levels increase in steps of a factor of two. The grey ellipse on the lower left-hand corner of each map depicts the convolving beam.

Table 5. List of detected transverse RM gradients.

Source name	Beam shape ^a	Gradient location	RM ₁ (rad m ⁻²)	RM ₂ (rad m ⁻²)	\Delta RM (rad m ⁻²)	Significance
OJ 287	E	Core	9.0 ± 4.6	-12.8 ± 5.5	21.8 ± 7.2	3.0σ
OJ 287	C	Core	7.3 ± 4.2	-10.7 ± 8.8	18.0 ± 9.8	1.8σ
PKS 1510-089 (S1)	E	Core	-5.3 ± 4.2	47.8 ± 11.3	53.1 ± 12.0	4.4σ
PKS 1510-089 (S1)	C	Core	-12.0 ± 5.5	18.4 ± 5.7	30.4 ± 7.9	3.8σ
PKS 1510-089 (S2)	E	Core	15.3 ± 11.3	-22.4 ± 9.7	37.7 ± 14.9	2.5σ
PKS 1510-089 (S2)	C	Core	22.4 ± 10.6	-19.0 ± 13.6	41.4 ± 17.2	2.4σ
3C 345	E	Jet	-9.3 ± 6.4	13.8 ± 6.6	23.1 ± 9.2	2.5σ
3C 345	C	Jet	-11.6 ± 8.8	18.3 ± 10.0	29.9 ± 13.3	2.2σ
BL Lac	E	Core	-0.02 ± 0.40	9.3 ± 2.3	9.3 ± 2.3	4.1σ
BL Lac	C	Core	0.8 ± 0.5	7.3 ± 1.8	6.5 ± 1.9	3.4σ
3C 454.3 (S1)	E	Jet	52.9 ± 7.6	101.6 ± 9.9	48.7 ± 12.5	3.9σ
3C 454.3 (S1)	C	Jet	43.1 ± 9.4	119.6 ± 9.7	76.5 ± 13.5	5.7σ
3C 454.3 (S2)	E	Jet	53.5 ± 9.5	82.1 ± 8.4	28.6 ± 12.7	2.3σ
3C 454.3 (S2)	C	Jet	43.5 ± 8.8	80.5 ± 7.4	37.0 ± 11.5	3.2σ

^a E denotes elliptical beam and C denotes circular beam.

(v) **BL Lac:** The jet of BL Lac is initially directed slightly west of south, as can be seen on the 2 cm MOJAVE observations and in our model-fitting results, then bends towards the south-east. The EVPAs corrected for the integrated RM are predominantly longitudinal to the local inner jet direction (Fig. 2d), in agreement with the behaviour seen in the 2 cm polarization maps. The 1358 MHz fractional polarization is 2–8 per cent in the core and increases to $\simeq 25$ per cent in the jet (Fig. 2e).

Recalling that the innermost jet lies along a PA of $\simeq -174^\circ$, the RM map (Fig. 7) shows a monotonic, transverse Faraday rotation gradient in the core region with a statistical significance of about 4.1σ . The gradient remains visible when the RM map is constructed using the circular beam, and the statistical significance remains above 3σ . The RM values display a sign change across the jet. Note that the slice shown in Fig. 7 was taken perpendicular to the direction of the innermost jet indicated by our model fitting, $\simeq -174^\circ$. The variations in fractional polarization along the RM slice considered are relatively modest, with slightly higher degrees of polarization observed on the side of the core region with lower RM values.

The EVPAs corrected for both the integrated and local Faraday rotation (Fig. 9d) are aligned with the smaller scale jet direction and suggest a predominantly transverse \mathbf{B} -field. This is in agreement with previous results published by O’Sullivan & Gabuzda (2009) based on 2006 VLBA observations in the frequency range 4.6–43 GHz.

(vi) **3C 454.3:** The 1358 MHz jet of 3C 454.3 extends towards the north-west in a PA of $\simeq -55^\circ$. On the smaller scales probed by the 2 cm MOJAVE observations, the jet of 3C 454.3 extends towards the west before bending towards the north-west to lie in roughly the same PA shown in our map.

The EVPAs corrected for the integrated RM are predominantly transverse to the local jet direction (Fig. 2f). The degree of polarization ranges from 2 per cent to 8 per cent in the core region (Fig. 2g) and reaches tens of per cent in the jet (Fig. 2h).

Our RM map shows monotonic, transverse Faraday rotation gradients at projected distances of $\simeq 10$ –35 mas from the core, as is shown in Fig. 8. We show two slices, the first taken approximately 15 mas from the observed core, with a statistical significance of 3.9σ , and the second approximately 25 mas from the observed core, with a statistical significance of 2.3σ . Both gradients are also clearly visible in the RM map using a circular

beam, with statistical significances of 5.7σ and 3.2σ , respectively. The direction of both transverse RM gradients is the same, with higher RM values towards the southern side of the jet. The RM values display no sign change and the RM magnitude is appreciably enhanced in the core. Both fractional polarization slices show appreciable asymmetry, with higher degrees of polarization observed on the northern side of the jet, where the RM values are lower.

The EVPAs corrected for both the integrated and local Faraday rotation (Fig. 9f) are predominantly transverse to the local jet direction. Our results suggest an overall predominantly longitudinal \mathbf{B} -field in this source. This is in agreement with multi-frequency VLBI observations in the range 5–86 GHz presented by Zamaninasab et al. (2013), which have shown that the magnetic field in 3C 454.3 follows the total intensity contours even when they bend.

4 DISCUSSION

4.1 Reliability of the detection of transverse RM gradients in AGN jets

Much has been discussed in the literature about the reliability of the detection of transverse RM gradients in AGN. One possible issue was the extent of these gradients compared to the beam sizes of the observational experiments. However, the results of Hovatta et al. (2012), Algaba (2013), Mahmud et al. (2013) and Murphy & Gabuzda (2013) have shown that it is not meaningful to impose strict limits on the width spanned by an RM gradient in order for it to be reliably detected, and that the key criteria for its reliability are monotonicity and its statistical significance.

The simulations carried out by Mahmud et al. (2013) (for wavelengths 2–6 cm) and Murphy & Gabuzda (2013) (for wavelengths 18–22 cm) using simulated VLBA data for sources at different declinations with jets of various widths having RM gradients with various strengths convolved with beams with various sizes, showed that, with realistic noise and baseline coverage, transverse RM gradients can remain visible even for intrinsic jet widths of the order of $1/20$ of a beamwidth, which have observed widths comparable to the beamwidth. Murphy & Gabuzda (2013) demonstrated that the

occurrence of spurious 3σ RM gradients, and of 2σ RM gradients at least two beamwidths wide, in Monte Carlo simulations of VLBA RM maps based on the four wavelengths considered in this paper was appreciably less than 1 per cent of all cases, even for jets much narrower than the beam size.

Considering these results and the transverse Faraday rotation gradients presented in this work and listed in Table 5, the gradients found across the jets of PKS 1510–089, BL Lac, 3C 454.3 and 3C 345 can be considered firm detections. The gradient across the jet of OJ 287 should be considered tentative.

4.2 Transverse RM gradients and polarization structure as a diagnostic for the geometry of magnetic fields in AGN jets

Faraday rotation studies are an important tool for understanding the structure of magnetic fields in AGN jets. The RM depends on both the electron density in the region of Faraday rotation and on the line-of-sight component of the magnetic field. As already mentioned in Section 1, the occurrence of transverse RM gradients across AGN jets is expected in the presence of a helical or toroidal \mathbf{B} -field due to the systematically changing line-of-sight component of the magnetic field across the jet. Gradients in electron density could, in principle, also be responsible for transverse RM gradients. However, this cannot explain the detection of monotonic, transverse RM gradients exhibiting a sign change.

We detected sign changes in the firmly detected RM gradients across the jet structures of PKS 1510–089, 3C 345 and BL Lac, and also in the tentative RM gradient across the jet of OJ 287, thus indicating the presence of toroidal magnetic field components that could be associated with helical jet magnetic fields. In the case of BL Lac, recent polarimetric results obtained from 15, 22 and 43 GHz VLBI observations presented by Gómez et al. (2016) for this source, show gradients both in RMs and Faraday corrected EVPAs as a function of polar angle with respect to the centroid of the observed 15 GHz core, also suggesting that the core region in BL Lac is threaded by a helical magnetic field. In addition, a transverse RM gradient across the jet of BL Lac based on 8–15 GHz VLBI observations has been reported by Gabuzda et al. (in preparation). The collected results thus consistently point towards the idea that the jet of BL Lac carries a helical magnetic field.

We note, however, that the non-detection of a sign change in a transverse RM profile does not exclude the possibility that the gradient is caused by a helical magnetic field, since some combinations of helical pitch angles and viewing angles do not lead to changes in the observed RM signs across the jet. This could be the case in 3C 454.3, where we detected only positive values for the RMs across the jet. Moreover, evidence for a large-scale helical magnetic field in 3C 454.3 has been reported by Zamaninasab et al. (2013), who found consistency between the observed jet asymmetries in the intensity, RM and degree of linear polarization profiles and the profiles expected in models with a helical magnetic field threading the AGN jets.

The reversal of the observed transverse RM gradient in the jet of PKS 1510–089 could be explained by magnetic-tower-type models (Lynden-Bell 1996), or a nested helical \mathbf{B} -field structure composed of an ‘inner’ and an ‘outer’ helices. In this scenario, the two azimuthal components of the \mathbf{B} -field are oppositely directed as a consequence of the differential rotation of the accretion disc (see fig. 9 of Mahmud et al. 2009), and the direction of the observed RM gradients depends on the dominance of either the ‘inner’ or ‘outer’ helix along the jet. A theoretical basis for this picture is described by Christodoulou et al. (2016).

The EVPA distributions corrected using only the integrated RM and corrected for both integrated and local Faraday rotation were very similar, as expected, giving indirect confirmation of the reliability of the local Faraday rotations derived. The only exception is the core region of 3C 279, where some of the RM fits at the edge of the core may be unreliable. The Faraday-rotation-corrected EVPA distributions indicate that the magnetic field is predominantly longitudinal in the jets of OJ 287, 3C 279, PKS 1510–089, 3C 345 and 3C 454.3, and predominantly transverse in BL Lac. The dominance of either the longitudinal or transverse magnetic field component could be a manifestation of helical magnetic fields with either smaller or higher pitch angles, respectively (Pushkarev et al. 2005).

4.3 Core-region transverse RM gradients

The compact ‘core’ observed in VLBI images is often assumed to correspond to the region where the optical depth becomes equal to unity. However, due to lack of resolution, especially at lower frequencies, the observed core region is actually a blend of the theoretical optically thick base of the jet and optically thin regions in the inner jet, such that the polarization properties observed in the VLBI ‘core’ are likely to be dominated by the emission of these optically thin regions, which have lower total intensities but higher degrees of linear polarization. As a consequence, in practice, the observed polarization angles in the core are usually orthogonal to the local magnetic field, as expected for predominantly optically thin regions.

Because the observed core polarization is usually dominated by the contributions of optically thin regions in the inner jet, this can also give rise to transverse RM gradients across the core region. This is especially true at low frequencies such as those we have considered in this work. Broderick & McKinney (2010) carried out general relativistic magnetohydrodynamic simulations to build RM maps of parsec-scale AGN jets with large-scale toroidally dominated magnetic fields. Their results raised concern about the finite-beam effects on the observed RMs, especially for RMs detected in the core region. These simulations show that for unresolved transverse jet structures, non-monotonic behaviour in the transverse RM profiles may arise. On the other hand, any non-monotonic behaviour in the RM profiles can be smoothed by convolution with typical VLBA observing beams at the expense of detecting RMs whose magnitudes are generally smaller than the true values and hindering the detection of sign changes along the gradients [see the lower right panel of fig. 8 of Broderick & McKinney (2010)]. Here, we should note that our goal is simply to detect the presence and direction of transverse RM gradients across AGN jets, and we do not aspire to determine intrinsic RM values. One possible manifestation that the observed core RM values are actually associated with predominantly optically thick regions would be deviations from linear behaviour in χ_{obs} versus λ^2 fits; it is noteworthy here that the χ_{obs} versus λ^2 fits shown in the RM figures do not show any clear evidence for significant deviations from linear dependences. The idea that the observed core polarizations are dominated by optically thin regions is also supported by the relatively high degrees of polarization in the core regions of the AGN considered here, which range from $\simeq 2$ –8 per cent.

Thus, we detected monotonic transverse RM gradients across the cores of PKS 1510–089 and BL Lac with statistical significances exceeding 3σ . This can most straightforwardly be interpreted as being associated with helical jet \mathbf{B} -fields present in the jets of these AGN on scales slightly smaller than those probed in

the observations analysed here. In the case of PKS 1510–089, 3C 345 and 3C 454.3, we have also detected transverse RM gradients across jet regions that are clearly dominated by optically thin emission.

5 CONCLUSIONS

We have presented linear polarization, fractional polarization and Faraday rotation maps of six AGN constructed using VLBA data at four wavelengths in the range 18–22 cm. Our results show that the polarization structures implied by the Faraday-corrected EVPA distributions are consistent with those observed on smaller scales in the 2 cm MOJAVE maps. The degrees of polarization are 2–8 per cent in the cores of all the six sources, and reach tens of percent in their jets.

We have detected monotonic, statistically significant transverse RM gradients in four out of six sources. These gradients are located in the observed core regions of PKS 1510–089 and BL Lac, in the jet of 3C 345 and in an extended region across the jet of 3C 454.3. We also detected a tentative transverse RM gradient across the core region of OJ 287. These transverse RM gradients indicate the presence of toroidal magnetic fields, which may be one component of helical magnetic fields associated with these AGN jets.

The detection of sign changes in the RM distributions across the jets of OJ 287, PKS 1510–089, 3C 345 and BL Lac, provides particularly strong evidence for the presence of helical fields, since electron density gradients could not cause this effect. We note, however, that the non-detection of a sign change in the RM profile of 3C 454.3 does not rule out the possibility that its transverse RM gradient reflects the presence of a helical jet magnetic field, particularly given the results of Zamaninasab et al. (2013) that likewise suggests the jet of 3C 454.3 carries a helical magnetic field.

Transverse profiles of the fractional polarization constructed in the regions where transverse RM gradients were detected show appreciable asymmetry. It is interesting that the transverse fractional polarization profiles in PKS 1510–089, BL Lac and 3C 454.3 display higher degrees of polarization on the side of the jet where the RM values have lower magnitudes; this is just the pattern expected if these jets carry helical magnetic fields, since the RMs are maximum where the line-of-sight magnetic field is maximum, while the degree of polarization is maximum when the magnetic field in the plane of the sky is maximum. This same pattern was observed in Mrk 501 (Murphy et al. 2013). In the case of PKS 1510–089, it is noteworthy that a reversal in the direction of the RM gradient is accompanied by a reversal in the direction of the fractional polarization profile. In 3C 345, the degree of polarization in the jet increases towards the jet edges, likewise consistent with a helical jet magnetic field. In general, the transverse intensity profiles are much more symmetric than is expected based on the corresponding fractional polarization profiles, if the emission arises in a region of helical magnetic field; the origin of this discrepancy between the symmetry of the intensity profiles and the asymmetry of the corresponding polarization profiles is not clear, but it is interesting that the same discrepancy was observed for Mrk 501, whose polarization profiles were fit very well by a helical field model (Murphy et al. 2013). A full analysis of the transverse polarization profiles in these AGNs goes beyond the framework of this study, and will be carried out in future work with these data.

Finally, we note that the six AGN considered here were chosen for this study for reasons that had nothing to do with the likelihood that their jets carry helical \mathbf{B} -fields; in other words, the likelihood that

their RM maps would show transverse RM gradients was not known a priori. The detection of statistically significant transverse RM gradients in four of the six AGN sources studied is striking in this connection, and suggests that analysis of these 18–22 cm data for additional sources may yield many more detections of statistically significant transverse RM gradients on scales of tens of parsec. This, in turn, would suggest that a large fraction of AGN jets may possess helical \mathbf{B} -fields, or at least toroidal \mathbf{B} -field components, on scales out to of order 100 pc or more.

ACKNOWLEDGEMENTS

JCM thanks CAPES (Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior) for the financial support under the grant BEX 3421-15-5 and CNPq (Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico) under the grant 142041/2013-0. We thank Sebastian Knuettel for sharing his expertise during the course of this research. This work has made use of data from the NRAO Very Long Baseline Array facilities.

REFERENCES

- Abraham Z., 2000, *A&A*, 355, 915
 Abraham Z., Carrara E. A., 1998, *ApJ*, 496, 172
 Algaba J. C., 2013, *MNRAS*, 429, 3551
 Asada K., Inoue M., Uchida Y., Kameno S., Fujisawa K., Iguchi S., Mutoh M., 2002, *PASJ*, 54, L39
 Attridge J. M., Roberts D. H., Wardle J. F. C., 1999, *ApJ*, 518, L87
 Beaklini P. P., Abraham Z., Dominici T. P., 2011, *Astron. Telegram*, 3799
 Blandford R. D., 1993, *Astrophys. Space Sci. Libr.*, 103, 15
 Blandford R. D., Payne D. G., 1982, *MNRAS*, 199, 883
 Blandford R. D., Znajek R. L., 1977, *MNRAS*, 179, 433
 Broderick A. E., McKinney J. C., 2010, *ApJ*, 725, 750
 Caproni A., Abraham Z., 2004, *ApJ*, 602, 625
 Caproni A., Monteiro H., Abraham Z., Teixeira D. M., Toffoli R. T., 2011, *ApJ*, 736, 68
 Caproni A., Abraham Z., Monteiro H., 2013, *MNRAS*, 428, 280
 Christodoulou D. M., Gabuzda D. C., Knuettel S., Contopoulos I., Kazanas D., Coughlan C. P., 2016, *A&A*, 591, A61
 Coughlan C., Murphy R., Mc Enery K., Patrick H., Hallahan R., Gabuzda D., 2011, preprint (arXiv)
 Gabuzda D. C., 2015, in Contopoulos I., Gabuzda D., Kylafis N., eds, *Astrophysics and Space Science Library*, Vol. 414, The Formation and Disruption of Black Hole Jets. Springer, Berlin, p. 117
 Gabuzda D. C., Cantwell T. M., Cawthorne T. V., 2014a, *MNRAS*, 438, L1
 Gabuzda D. C., Reichstein A. R., O’Neill E. L., 2014b, *MNRAS*, 444, 172
 Gabuzda D. C., Knuettel S., Reardon B., 2015a, *MNRAS*, 450, 2441
 Gómez J. L. et al., 2016, *ApJ*, 817, 96
 Healy F., 2014, Master’s thesis, Physics Department, University College Cork, Ireland
 Homan D. C., Ojha R., Wardle J. F. C., Roberts D. H., Aller M. F., Aller H. D., Hughes P. A., 2002, *ApJ*, 568, 99
 Hovatta T., Lister M. L., Aller M. F., Aller H. D., Homan D. C., Kovalev Y. Y., Pushkarev A. B., Savolainen T., 2012, *AJ*, 144, 105
 Jackson N., Browne I. W. A., 1991, *MNRAS*, 250, 414
 Lister M. L., Homan D. C., 2005, *AJ*, 130, 1389
 Lister M. L. et al., 2009a, *AJ*, 137, 3718
 Lister M. L. et al., 2009b, *AJ*, 138, 1874
 Lynden-Bell D., 1996, *MNRAS*, 279, 389
 Lyutikov M., Pariev V. I., Gabuzda D. C., 2005, *MNRAS*, 360, 869
 McKinney J. C., Blandford R. D., 2009, *MNRAS*, 394, L126
 Mahmud M., Gabuzda D. C., Bezrukovs V., 2009, *MNRAS*, 400, 2

- Mahmud M., Coughlan C. P., Murphy E., Gabuzda D. C., Hallahan D. R., 2013, MNRAS, 431, 695
- Marziani P., Sulentic J. W., Dultzin-Hacyan D., Calvani M., Moles M., 1996, ApJS, 104, 37
- Meier D. L., Koide S., Uchida Y., 2001, Science, 291, 84
- Murphy E., Gabuzda D., 2013, in EPJ Web Conf., 61, 07005
- Murphy E., Cawthorne T. V., Gabuzda D. C., 2013, MNRAS, 430, 1504
- O'Sullivan S. P., Gabuzda D. C., 2009, MNRAS, 393, 429
- Pushkarev A. B., Gabuzda D. C., Vetukhnovskaya Y. N., Yakimov V. E., 2005, MNRAS, 356, 859
- Rusk R. E., 1988, PhD thesis, University of Toronto, Canada
- Stickel M., Fried J. W., Kuehr H., 1989, A&AS, 80, 103
- Taylor A. R., Stil J. M., Sunstrum C., 2009, ApJ, 702, 1230
- Thompson D. J., Djorgovski S., de Carvalho R., 1990, PASP, 102, 1235
- Vermeulen R. C., Ogle P. M., Tran H. D., Browne I. W. A., Cohen M. H., Readhead A. C. S., Taylor G. B., Goodrich R. W., 1995, ApJ, 452, L5
- Zamaninasab M., Savolainen T., Clausen-Brown E., Hovatta T., Lister M. L., Krichbaum T. P., Kovalev Y. Y., Pushkarev A. B., 2013, MNRAS, 436, 3341
- Zavala R. T., Taylor G. B., 2003, ApJ, 589, 126
- Zavala R. T., Taylor G. B., 2004, ApJ, 612, 749
- Zavala R. T., Taylor G. B., 2005, ApJ, 626, L73

This paper has been typeset from a $\text{\TeX}/\text{\LaTeX}$ file prepared by the author.

Sequência de imagens utilizadas no estudo cinemático do jato em escalas de parsecs do quasar 3C 279

Componentes ajustadas pelo método CE às imagens de VLBI em 15 GHz do jato de 3C 279 obtidas entre 28/07/1995 e 19/06/2010. O ponto (0.0) no canto inferior esquerdo dos mapas marca a origem das coordenadas de ascensão reta e declinação em pixels deslocadas para os valores de x_{min} e y_{min} definidos após o corte das imagens originais. As elipses representam as componentes ajustadas sobrepostas ao mapa de intensidade total em 15 GHz. Contornos em $I_{max} \times (0.0625, 0.125, 0.25, 0.5, 1, 2, 4, 8, 16, 32, 64, 95)\%$, onde I_{max} é a intensidade máxima conforme a Tabela 3.1.

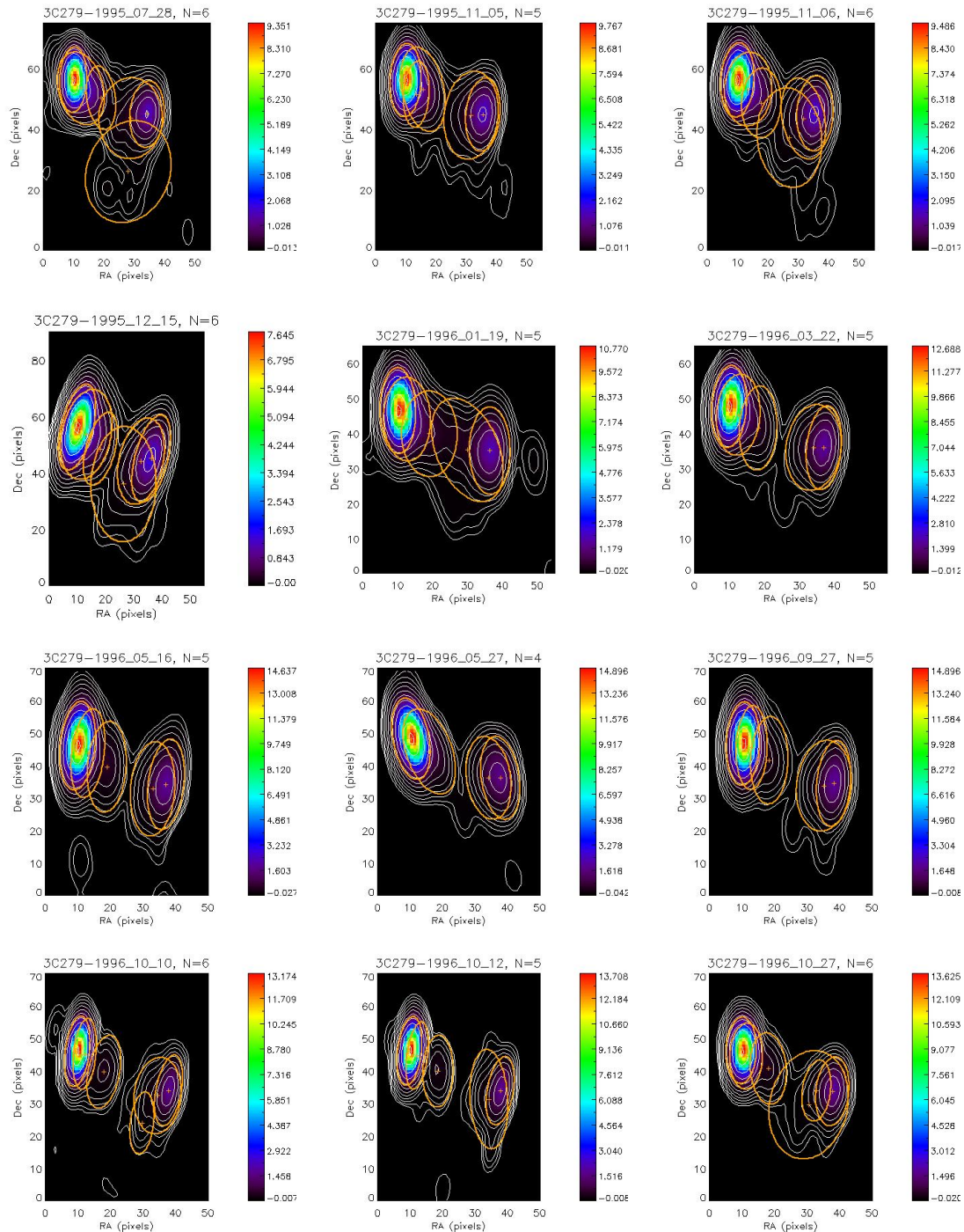


Figura C.1: Componentes ajustadas pelo método CE às imagens de VLBI em 15 GHz do jato de 3C 279 obtidas entre 28/07/1995 e 27/10/1996. O ponto (0.0) no canto inferior esquerdo dos mapas marca a origem das coordenadas de ascensão reta e declinação em pixels deslocadas para os valores de x_{min} e y_{min} definidos após o corte das imagens originais. As elipses representam as componentes ajustadas sobrepostas ao mapa de intensidade total em 15 GHz. Contornos em $I_{max} \times (0.0625, 0.125, 0.25, 0.5, 1, 2, 4, 8, 16, 32, 64, 95)\%$, onde I_{max} é a intensidade máxima (Tabela 3.1).

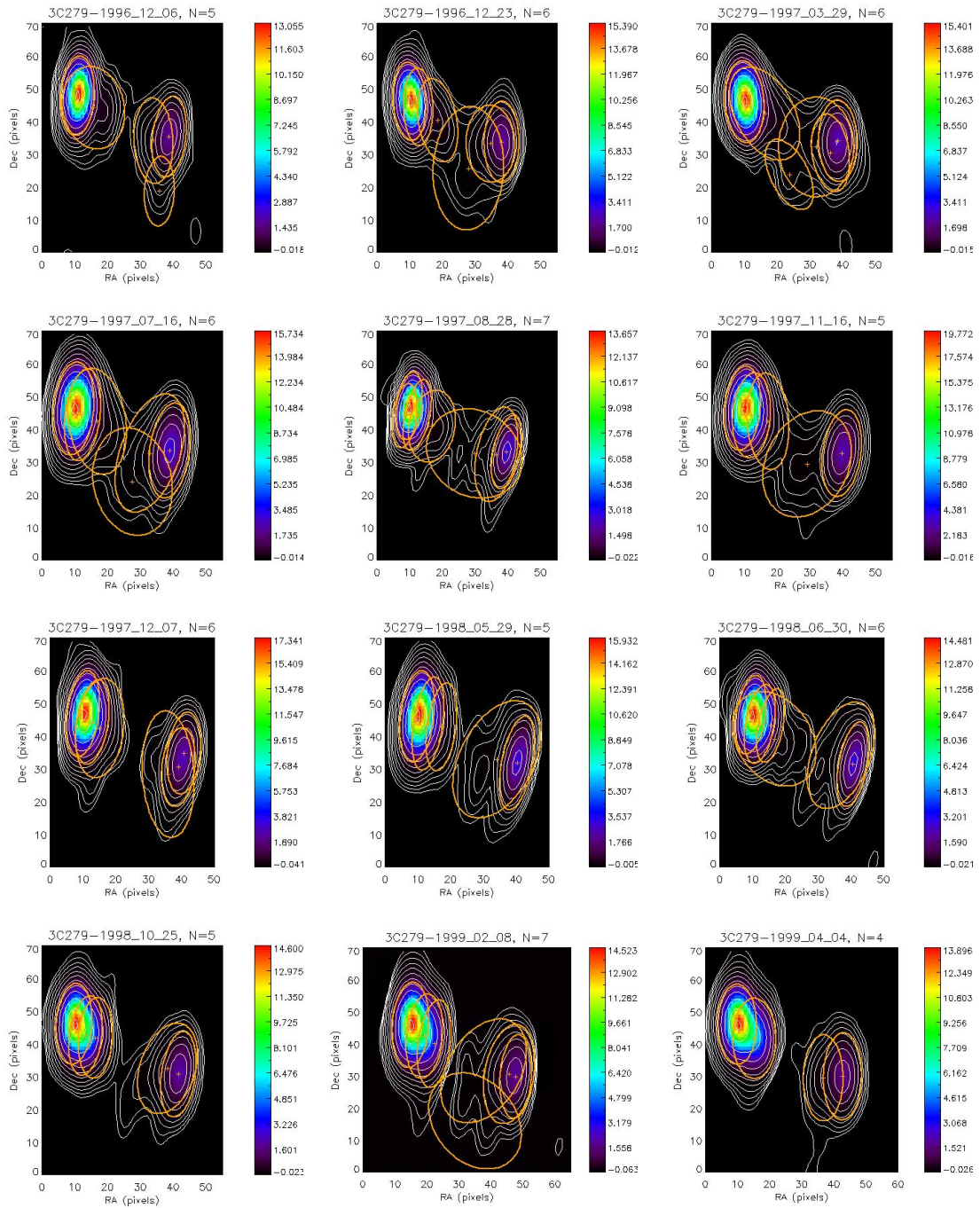


Figura C.2: Componentes ajustadas pelo método CE às imagens de VLBI em 15 GHz do jato de 3C 279 obtidas entre 06/12/1996 e 04/04/1999. O ponto (0.0) no canto inferior esquerdo dos mapas marca a origem das coordenadas de ascensão reta e declinação em pixels deslocadas para os valores de x_{min} e y_{min} definidos após o corte das imagens originais. As elipses representam as componentes ajustadas sobrepostas ao mapa de intensidade total em 15 GHz. Contornos em $I_{max} \times (0.0625, 0.125, 0.25, 0.5, 1, 2, 4, 8, 16, 32, 64, 95)\%$, onde I_{max} é a intensidade máxima (Tabela 3.1).

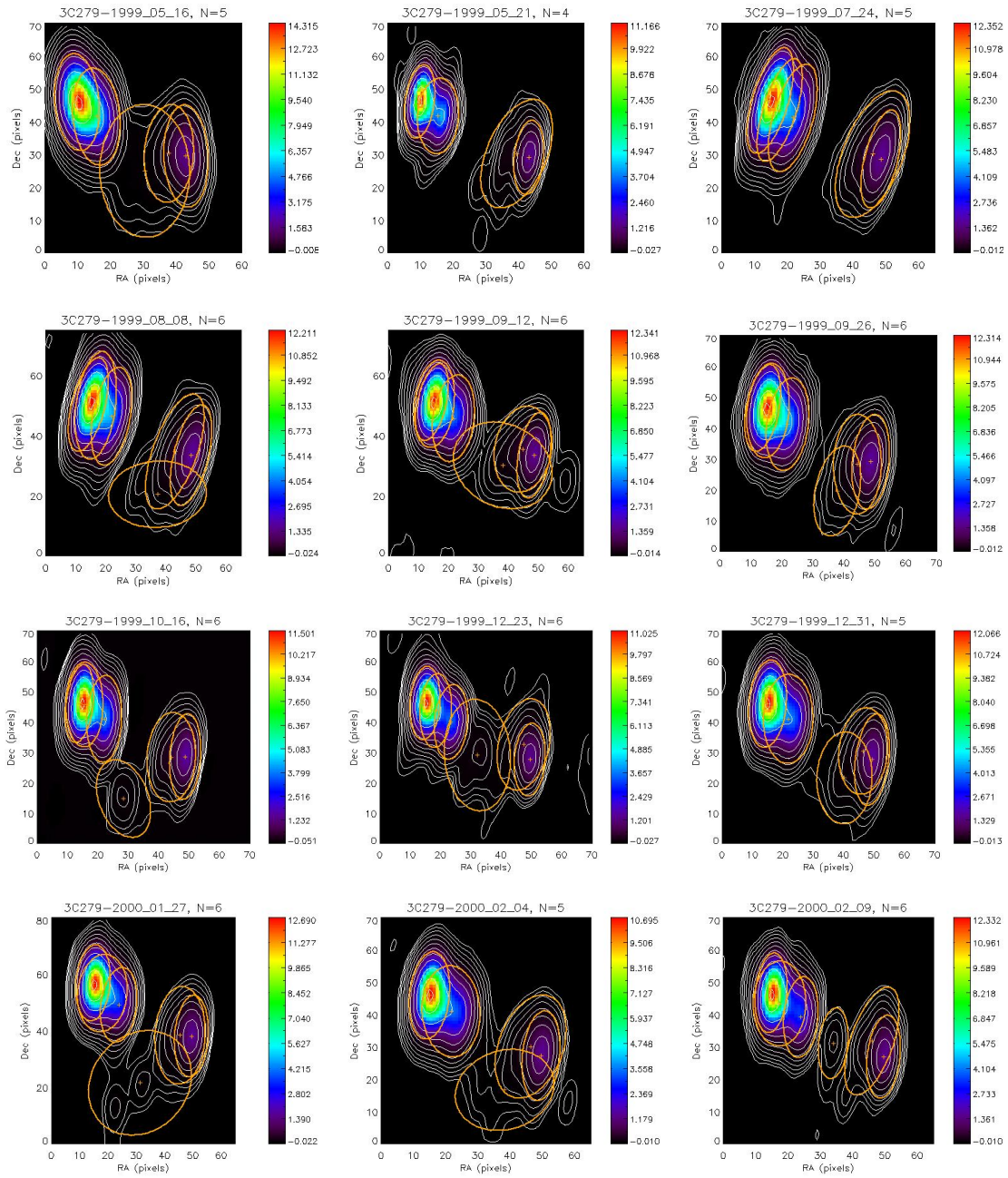


Figura C.3: Componentes ajustadas pelo método CE às imagens de VLBI em 15 GHz do jato de 3C 279 obtidas entre 16/05/1999 e 09/02/2000. O ponto (0.0) no canto inferior esquerdo dos mapas marca a origem das coordenadas de ascensão reta e declinação em pixels deslocadas para os valores de x_{min} e y_{min} definidos após o corte das imagens originais. As elipses representam as componentes ajustadas sobrepostas ao mapa de intensidade total em 15 GHz. Contornos em $I_{max} \times (0.0625, 0.125, 0.25, 0.5, 1, 2, 4, 8, 16, 32, 64, 95)\%$, onde I_{max} é a intensidade máxima (Tabela 3.1).

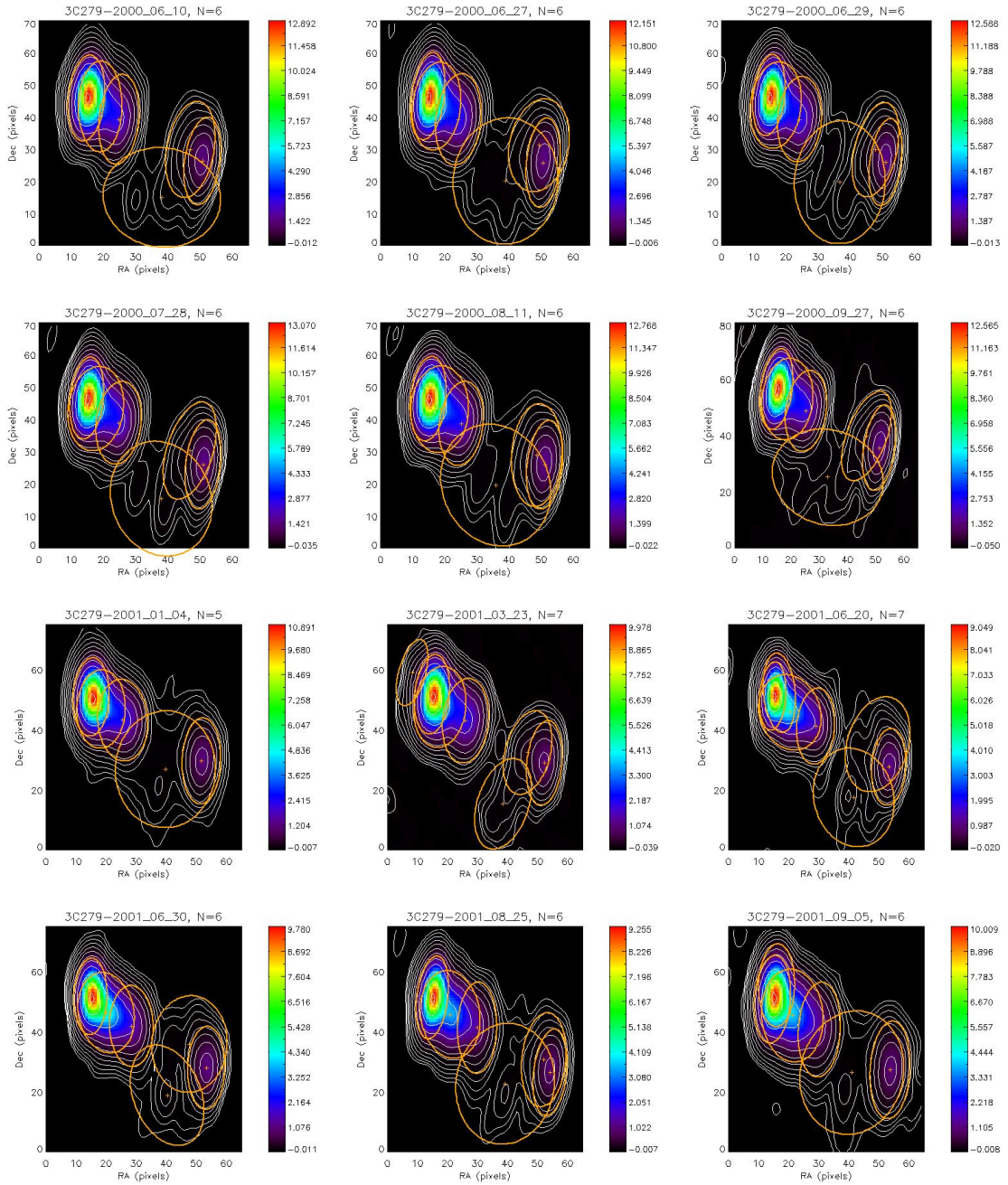


Figura C.4: Componentes ajustadas pelo método CE às imagens de VLBI em 15 GHz do jato de 3C 279 obtidas entre 10/06/2000 e 05/09/2001. O ponto (0.0) no canto inferior esquerdo dos mapas marca a origem das coordenadas de ascensão reta e declinação em pixels deslocadas para os valores de x_{min} e y_{min} definidos após o corte das imagens originais. As elipses representam as componentes ajustadas sobrepostas ao mapa de intensidade total em 15 GHz. Contornos em $I_{max} \times (0.0625, 0.125, 0.25, 0.5, 1, 2, 4, 8, 16, 32, 64, 95)\%$, onde I_{max} é a intensidade máxima (Tabela 3.1).

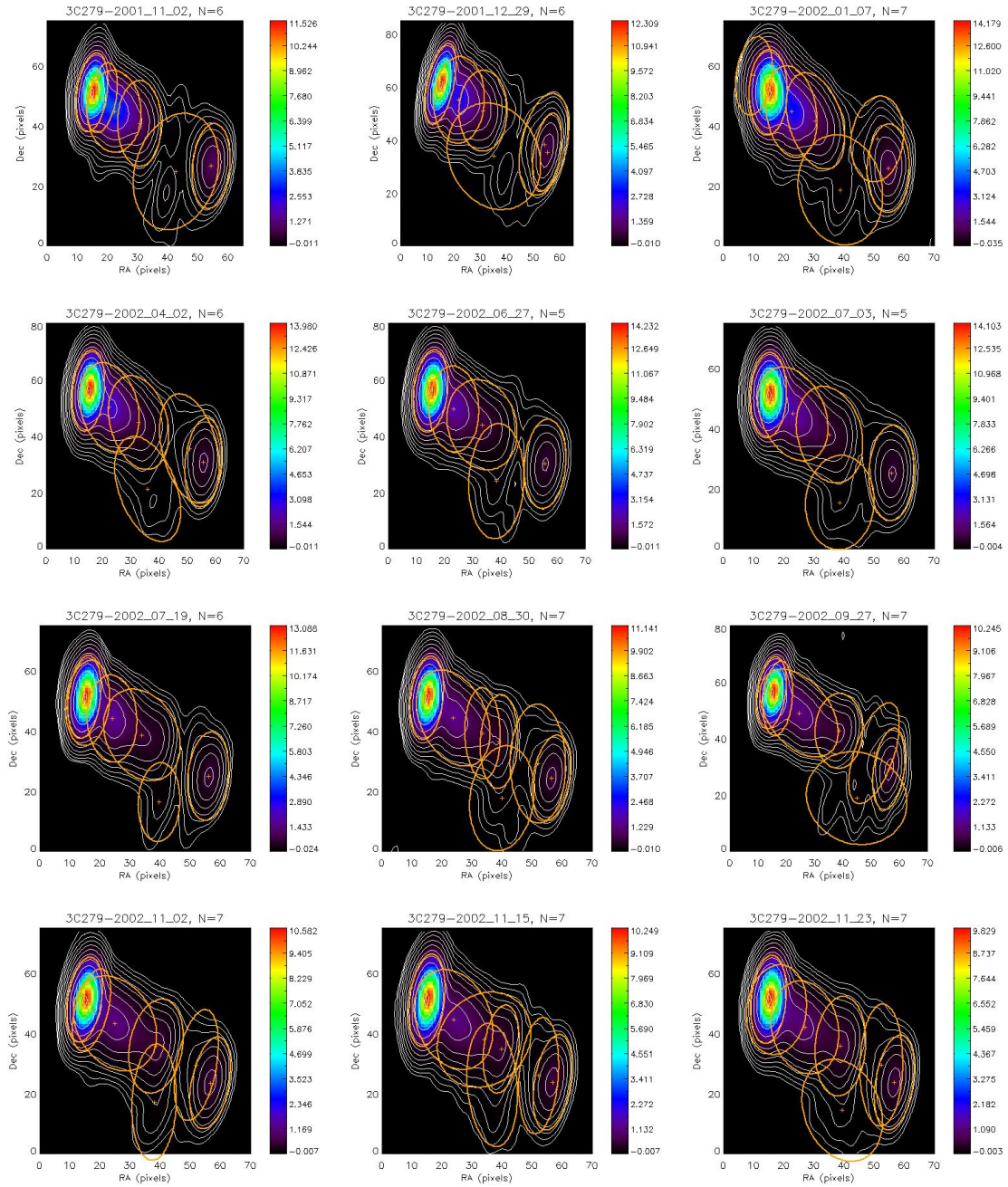


Figura C.5: Componentes ajustadas pelo método CE às imagens de VLBI em 15 GHz do jato de 3C 279 obtidas entre 02/11/2001 e 23/11/2002. O ponto (0.0) no canto inferior esquerdo dos mapas marca a origem das coordenadas de ascensão reta e declinação em pixels deslocadas para os valores de x_{min} e y_{min} definidos após o corte das imagens originais. As elipses representam as componentes ajustadas sobrepostas ao mapa de intensidade total em 15 GHz. Contornos em $I_{max} \times (0.0625, 0.125, 0.25, 0.5, 1, 2, 4, 8, 16, 32, 64, 95)\%$, onde I_{max} é a intensidade máxima (Tabela 3.1).

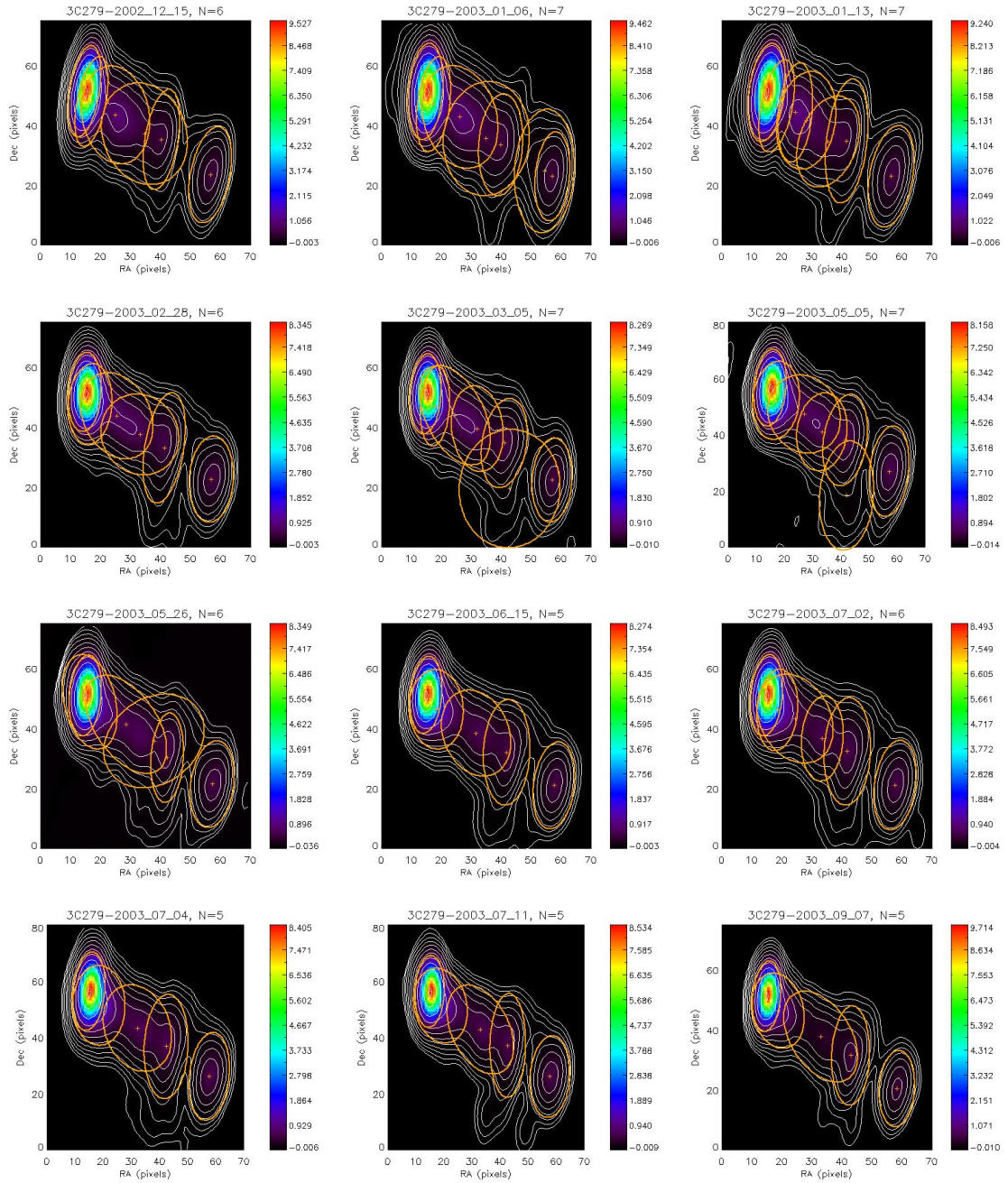


Figura C.6: Componentes ajustadas pelo método CE às imagens de VLBI em 15 GHz do jato de 3C 279 obtidas entre 15/12/2002 e 07/09/2003. O ponto (0.0) no canto inferior esquerdo dos mapas marca a origem das coordenadas de ascensão reta e declinação em pixels deslocadas para os valores de x_{min} e y_{min} definidos após o corte das imagens originais. As elipses representam as componentes ajustadas sobrepostas ao mapa de intensidade total em 15 GHz. Contornos em $I_{max} \times (0.0625, 0.125, 0.25, 0.5, 1, 2, 4, 8, 16, 32, 64, 95)\%$, onde I_{max} é a intensidade máxima (Tabela 3.1).

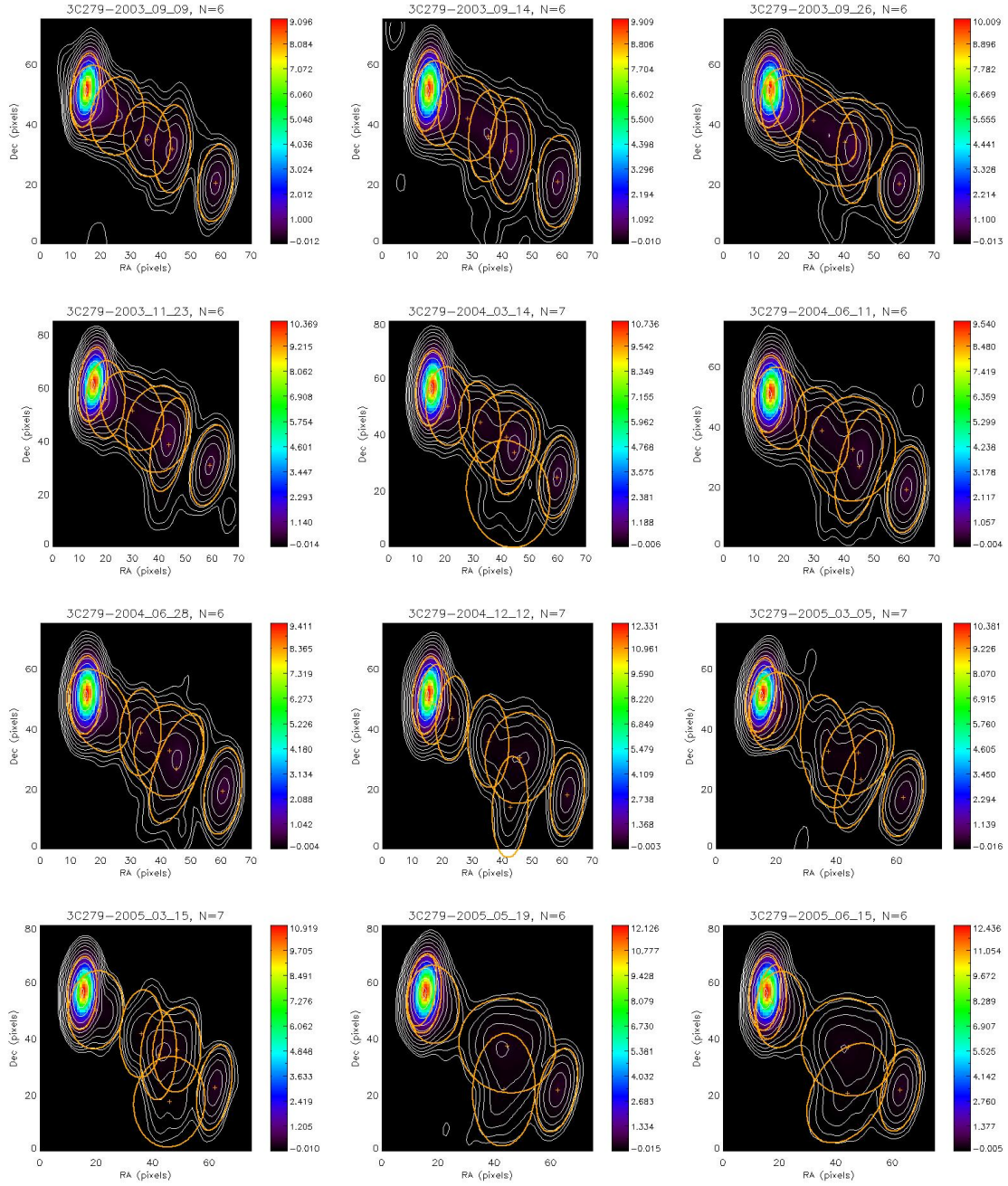


Figura C.7: Componentes ajustadas pelo método CE às imagens de VLBI em 15 GHz do jato de 3C 279 obtidas entre 09/09/2003 e 15/06/2005. O ponto (0.0) no canto inferior esquerdo dos mapas marca a origem das coordenadas de ascensão reta e declinação em pixels deslocadas para os valores de x_{min} e y_{min} definidos após o corte das imagens originais. As elipses representam as componentes ajustadas sobrepostas ao mapa de intensidade total em 15 GHz. Contornos em $I_{max} \times (0.0625, 0.125, 0.25, 0.5, 1, 2, 4, 8, 16, 32, 64, 95)\%$, onde I_{max} é a intensidade máxima (Tabela 3.1).

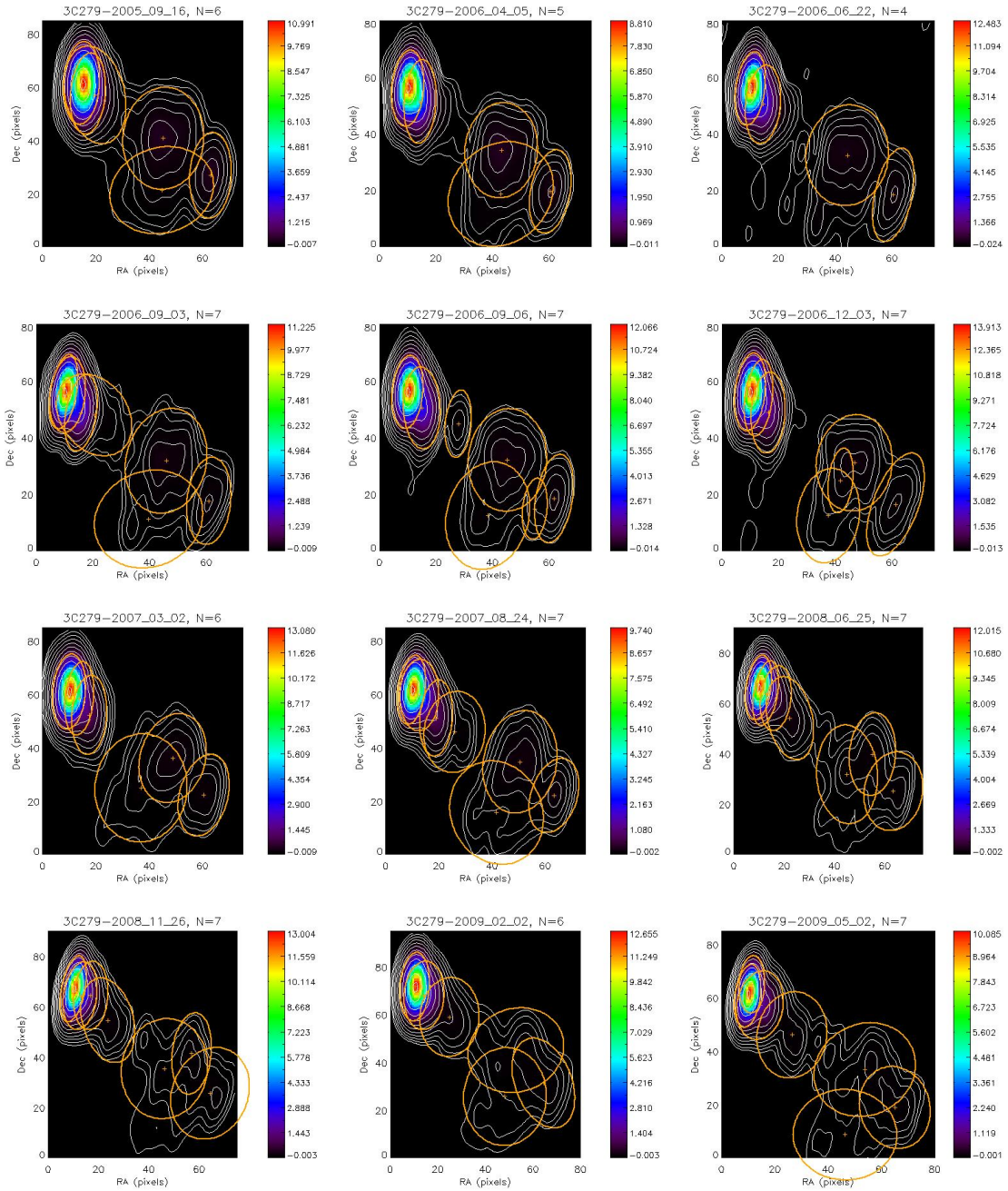


Figura C.8: Componentes ajustadas pelo método CE às imagens de VLBI em 15 GHz do jato de 3C 279 obtidas entre 16/09/2005 e 02/05/2009. O ponto (0.0) no canto inferior esquerdo dos mapas marca a origem das coordenadas de ascensão reta e declinação em pixels deslocadas para os valores de x_{min} e y_{min} definidos após o corte das imagens originais. As elipses representam as componentes ajustadas sobrepostas ao mapa de intensidade total em 15 GHz. Contornos em $I_{max} \times (0.0625, 0.125, 0.25, 0.5, 1, 2, 4, 8, 16, 32, 64, 95)\%$, onde I_{max} é a intensidade máxima (Tabela 3.1).

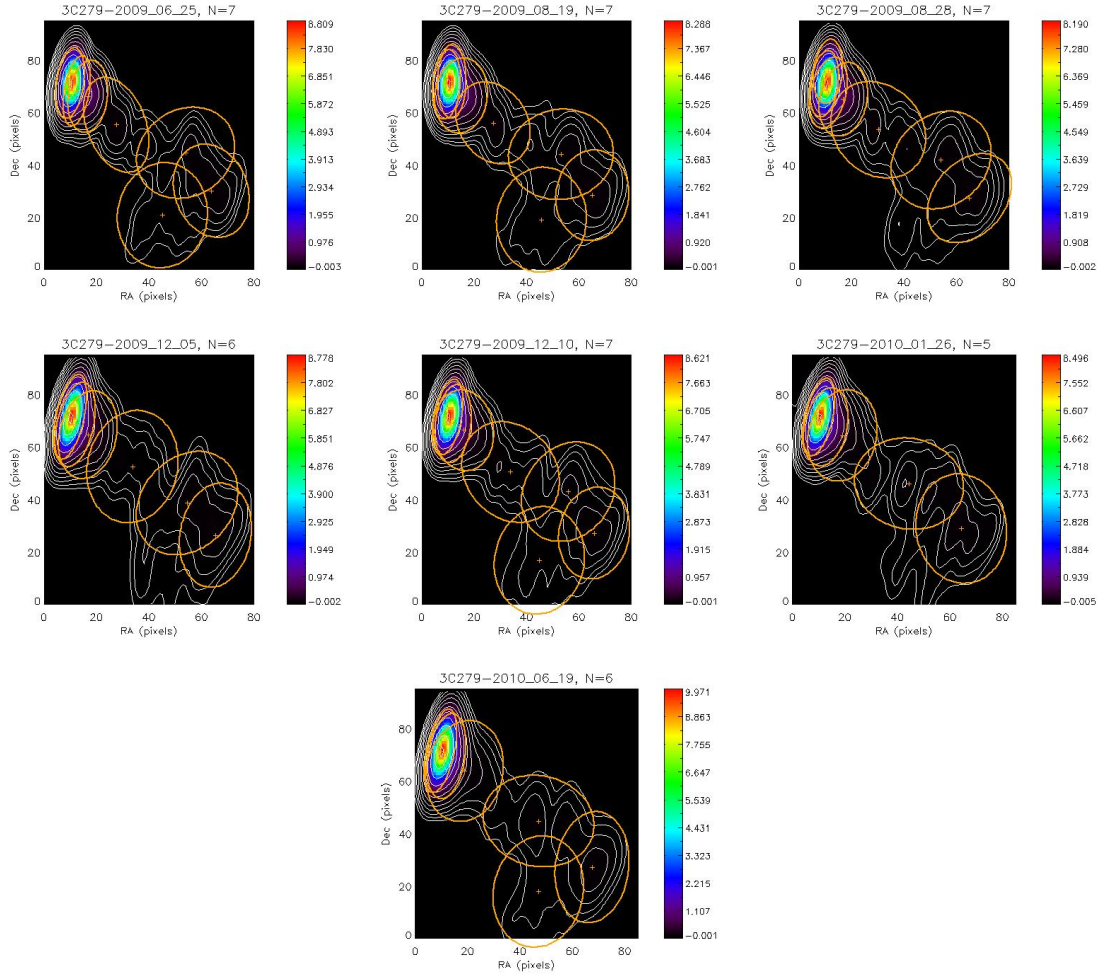


Figura C.9: Componentes ajustadas pelo método CE às imagens de VLBI em 15 GHz do jato de 3C 279 obtidas entre 25/06/2009 e 19/06/2010. O ponto (0.0) no canto inferior esquerdo dos mapas marca a origem das coordenadas de ascensão reta e declinação em pixels deslocadas para os valores de x_{min} e y_{min} definidos após o corte das imagens originais. As elipses representam as componentes ajustadas sobrepostas ao mapa de intensidade total em 15 GHz. Contornos em $I_{max} \times (0.0625, 0.125, 0.25, 0.5, 1, 2, 4, 8, 16, 32, 64, 95)\%$, onde I_{max} é a intensidade máxima (Tabela 3.1).

Apêndice D

Parâmetros das componentes

Tabela D.1 - Parâmetros das componentes identificadas no jato do quasar 3C 279 usando o método CE. As colunas correspondem, respectivamente, a época de observação, identificação da componente, distância componente-núcleo, ângulo de posição no plano do céu, densidade de fluxo, tamanho da componente convoluída com o feixe, ângulo de posição estrutural (inclinação da componente) e razão entre os semi-eixos maior e menor da elipse.

Época	ID	r (msa)	η (graus)	Fluxo (Jy)	a (msa)	PA (graus)	Razão axial
1995.570	Core	-	-	8.051	0.647	87.72	0.425
	C1	0.386	221.41	3.998	0.735	-75.52	0.584
	S0	2.688	245.01	1.873	0.657	86.01	0.688
	S2	2.274	236.18	0.839	0.802	-92.21	0.996
	noID	1.095	236.89	0.262	0.632	-82.69	0.531
	noID	3.532	210.83	0.138	1.032	69.26	0.874
1995.844	Core	-	-	10.431	0.728	-92.64	0.476
	C1	0.518	231.77	0.954	0.731	87.04	0.443
	S0	2.792	246.21	1.820	0.728	84.97	0.582
	S2	2.448	241.92	0.831	0.863	83.78	0.807
	noID	0.902	236.32	0.761	0.776	-85.77	0.514
	1995.847	Core	-	-	9.380	0.736	86.54
C1		0.468	230.35	1.745	0.729	86.28	0.997
S0		2.791	246.86	1.829	0.743	-92.60	0.587
S1		2.562	222.32	0.234	0.987	-83.91	0.740
S2		2.521	239.96	0.561	0.812	-79.34	0.451
noID		1.096	226.53	0.369	0.688	-92.21	0.983
1995.953		Core	-	-	7.318	0.938	76.15
	C1	0.418	231.97	1.933	0.971	78.28	0.755
	S0	2.857	247.13	1.354	0.954	75.93	0.406
	S1	2.611	219.41	0.239	1.228	-91.09	0.605
	S2	2.574	242.09	0.634	0.932	-101.86	0.728
	noID	1.131	227.32	0.136	0.795	-104.66	0.979

Continua na próxima página

Tabela D.1 – Continuação da página anterior

Época	ID	r (msa)	η (graus)	Fluxo (Jy)	a (msa)	PA (graus)	Razão axial
1996.049	Core	-	-	10.335	0.737	-89.27	0.437
	S0	2.866	246.36	1.895	0.748	-89.51	0.570
	S2	2.279	240.44	0.714	0.936	-66.76	0.508
	S5	0.360	226.61	1.767	0.720	-88.58	0.829
	noID	1.116	233.16	0.645	0.735	90.62	0.998
1996.221	Core	-	-	12.543	0.705	86.25	0.449
	S0	2.956	246.46	1.407	0.720	84.64	0.416
	S2	2.678	244.04	0.996	0.737	82.67	0.870
	S5	0.356	225.84	1.824	0.696	85.77	0.760
	noID	1.040	233.21	0.457	0.723	87.12	0.504
1996.372	Core	-	-	15.254	0.818	84.62	0.439
	S0	2.964	246.46	1.938	0.840	83.47	0.426
	S2	2.658	240.10	0.680	0.871	-94.01	0.579
	S5	0.388	233.74	0.719	0.824	82.96	0.339
	noID	1.110	234.17	0.609	0.840	85.75	0.502
1996.402	Core	-	-	15.733	0.759	-79.53	0.464
	C1	0.676	235.69	1.093	0.822	-69.82	0.513
	S0	2.996	246.51	1.605	0.773	-81.92	0.495
	S2	2.670	243.40	0.749	0.772	-81.87	0.674
1996.738	Core	-	-	15.727	0.772	-91.98	0.445
	S0	3.044	246.32	1.909	0.794	85.36	0.414
	S2	2.806	242.55	0.813	0.840	84.10	0.797
	S6	0.297	246.79	1.343	0.773	-91.90	0.367
	noID	0.954	237.74	0.401	0.806	88.01	0.505
1996.773	Core	-	-	14.193	0.654	83.06	0.399
	S0	3.059	246.80	1.918	0.662	79.74	0.427
	S2	2.823	241.16	0.711	0.707	-96.34	0.873
	S6	0.247	249.60	2.430	0.657	-95.48	0.313
	noID	1.042	232.13	0.546	0.684	79.02	0.555
	noID	2.967	222.12	0.070	0.575	-96.44	0.622
1996.779	Core	-	-	15.552	0.639	83.38	0.430
	S0	3.054	246.56	2.163	0.638	80.50	0.496
	S2	2.857	238.87	0.663	0.920	-86.71	0.378
	S6	0.279	239.41	1.975	0.626	82.33	0.313
	noID	1.077	234.70	0.454	0.664	-91.58	0.514
1996.820	Core	-	-	11.763	0.614	88.25	0.524
	S0	3.070	245.79	2.263	0.636	84.28	0.553
	S1	2.659	230.96	0.238	1.010	77.83	0.771
	S2	2.623	241.73	0.197	0.567	82.69	0.432
	S6	0.234	218.77	4.230	0.609	-91.79	0.643

Continua na próxima página

Tabela D.1 – Continuação da página anterior

Época	ID	r (msa)	η (graus)	Fluxo (Jy)	a (msa)	PA (graus)	Razão axial
1996.929	noID	1.003	235.95	0.486	0.661	-85.71	0.549
	Core	-	-	14.659	0.729	86.38	0.500
	S0	3.057	246.14	2.056	0.742	83.43	0.462
	S2	2.687	239.49	0.293	0.784	-87.62	0.482
	S5	0.601	233.60	0.780	0.762	-78.08	0.687
	noID	3.833	220.75	0.026	0.638	-92.93	0.604
1996.975	Core	-	-	16.267	0.719	-86.56	0.461
	S0	3.081	246.45	2.287	0.746	89.80	0.467
	S1	2.720	221.48	0.208	1.131	87.36	0.627
	S2	2.799	242.59	0.526	0.707	91.96	0.985
	S6	0.317	237.91	1.351	0.710	91.33	0.332
	noID	1.031	236.16	0.503	0.771	-79.80	0.474
1997.238	Core	-	-	16.972	0.751	-86.63	0.549
	S0	3.095	247.22	2.426	0.746	-88.99	0.544
	S1	2.612	211.67	0.040	0.697	-63.54	0.566
	S2	2.827	238.48	0.704	0.814	3.92	0.697
	S5	0.717	239.59	0.792	0.926	-61.46	0.442
	1997.537	Core	-	-	15.788	0.853	85.05
S0		3.193	246.36	3.362	0.876	82.55	0.449
S1		2.865	218.82	0.054	0.992	-78.00	0.919
S2		2.697	239.82	0.288	1.131	70.77	0.484
S5		0.817	241.28	0.513	0.977	-81.41	0.531
S7		0.338	236.64	3.027	0.845	82.96	0.332
1997.655	Core	-	-	10.684	0.627	-98.09	0.427
	C1	0.336	155.18	3.466	0.592	-97.43	0.391
	S0	3.292	244.60	3.206	0.679	78.18	0.399
	S2	3.052	240.85	0.383	0.880	78.70	0.450
	S4	2.467	233.80	0.195	0.914	-32.56	0.918
	S5	0.937	228.22	0.463	0.664	78.93	0.989
	S7	0.376	221.03	6.336	0.663	78.25	0.353
1997.874	Core	-	-	16.584	0.772	84.55	0.447
	S0	3.324	245.68	3.485	0.799	82.26	0.474
	S4	2.596	229.17	0.386	1.019	63.76	0.781
	S5	0.875	243.09	0.469	0.883	-86.11	0.375
	S7	0.354	232.46	7.919	0.777	-94.35	0.490
	1997.932	Core	-	-	16.648	0.793	82.41
S0		3.328	244.78	3.070	0.739	-96.20	0.557
S2		3.194	234.74	0.231	1.162	-86.67	0.394
S6		0.681	229.84	0.836	0.914	83.44	0.581
S7		0.394	229.60	5.285	0.784	80.88	0.379
Continua na próxima página							

Tabela D.1 – Continuação da página anterior

Época	ID	r (msa)	η (graus)	Fluxo (Jy)	a (msa)	PA (graus)	Razão axial
1998.406	Core	-	-	19.071	0.840	-96.65	0.447
	S0	3.374	245.10	3.605	0.870	79.25	0.348
	S3	2.775	241.78	0.457	1.158	62.30	0.633
	S6	0.815	246.76	0.529	0.811	82.12	0.379
	S8	0.408	238.14	4.628	0.860	81.58	0.315
1998.493	Core	-	-	14.985	0.727	81.45	0.445
	S0	3.467	244.26	3.357	0.785	79.60	0.336
	S3	3.016	245.84	0.467	1.023	69.08	0.573
	S5	1.035	224.52	0.629	0.933	-56.42	0.641
	S7	0.694	241.98	0.881	0.685	79.18	0.358
	S8	0.400	225.60	7.616	0.732	80.25	0.409
1998.814	Core	-	-	15.954	0.742	-93.95	0.508
	S0	3.547	244.27	2.218	0.789	82.53	0.373
	S3	3.168	244.49	0.595	0.856	71.58	0.642
	S7	0.793	236.95	1.606	0.741	-93.65	0.456
	S8	0.517	225.19	5.151	0.732	82.76	0.401
1999.104	Core	-	-	15.696	0.801	86.13	0.497
	S0	3.456	243.68	1.208	0.938	80.24	0.561
	S1	3.612	214.13	0.080	0.996	-48.48	0.584
	S2	3.672	243.94	1.226	0.782	-93.55	0.332
	S4	2.702	238.10	0.142	1.060	58.41	0.583
	S7	0.956	232.47	0.957	0.823	82.86	0.316
	S8	0.572	231.76	5.966	0.791	84.50	0.514
1999.255	Core	-	-	14.544	0.751	-89.68	0.557
	S2	3.661	243.82	1.929	0.813	88.87	0.423
	S3	3.170	238.21	0.291	0.805	-90.19	0.477
	S8	0.698	231.16	6.172	0.751	-89.68	0.677
1999.370	Core	-	-	14.588	0.888	-85.01	0.359
	S2	3.698	243.63	1.928	0.935	-87.52	0.385
	S3	3.206	240.87	0.337	0.895	86.43	0.622
	S4	2.936	224.50	0.218	1.214	-88.55	0.794
	S8	0.731	232.84	6.300	0.890	-84.60	0.424
1999.384	Core	-	-	13.335	0.675	82.50	0.484
	S2	3.741	242.90	1.657	0.681	-95.91	0.463
	S3	3.365	241.63	0.754	1.056	66.23	0.556
	S8	0.710	231.55	7.523	0.691	-93.48	0.722
1999.559	Core	-	-	12.655	1.002	73.51	0.383
	C1	0.414	225.37	2.762	0.980	72.41	0.345
	S2	3.814	242.12	1.125	0.916	-103.50	0.340
	S3	3.518	242.47	1.176	1.226	68.24	0.523

Continua na próxima página

Tabela D.1 – Continuação da página anterior

Época	ID	r (msa)	η (graus)	Fluxo (Jy)	a (msa)	PA (graus)	Razão axial
1999.600	S8	0.869	232.37	4.827	1.015	74.13	0.450
	Core	-	-	8.082	0.958	75.79	0.401
	C1	0.246	263.51	7.530	1.081	-97.39	0.356
	S1	3.757	217.71	0.045	0.979	3.38	0.847
	S2	3.810	243.93	1.781	1.029	76.55	0.360
	S3	3.272	241.55	0.554	1.212	69.93	0.379
	S8	0.861	243.58	4.552	0.989	-100.02	0.424
1999.696	Core	-	-	13.261	0.873	-97.07	0.546
	C1	0.098	58.33	2.203	0.782	77.17	0.358
	S2	3.741	242.87	1.360	0.862	80.60	0.352
	S3	3.321	243.08	0.674	0.865	-100.39	0.995
	S4	3.060	228.05	0.248	1.028	-26.35	0.947
	S10	0.804	233.12	4.863	0.868	-97.10	0.597
	1999.734	Core	-	-	12.289	0.920	-95.27
C1		0.191	63.40	2.665	0.855	79.65	0.334
S1		3.432	220.69	0.082	0.885	78.53	0.753
S2		3.711	243.58	1.599	0.922	-95.54	0.368
S3		3.369	239.00	0.598	0.968	-90.51	0.524
S10		0.780	234.86	5.045	0.905	82.84	0.542
1999.789		Core	-	-	12.027	0.836	-90.60
	C1	0.166	79.31	3.602	0.773	83.22	0.364
	S1	3.349	202.65	0.106	0.796	-69.49	0.894
	S2	3.731	242.82	1.692	0.846	-93.61	0.371
	S3	3.342	238.95	0.686	0.884	-92.72	0.706
	S10	0.800	234.43	5.034	0.856	-92.10	0.450
	1999.975	Core	-	-	11.549	0.724	-93.96
S2		3.930	241.71	1.366	0.718	-93.92	0.497
S3		3.540	247.43	0.584	0.915	77.43	0.616
S8		1.061	234.16	4.010	0.738	85.18	0.527
S9a		0.445	235.61	3.830	0.729	-93.26	0.477
noID		2.435	225.28	0.451	1.102	-86.10	0.647
1999.997		Core	-	-	13.928	0.865	-95.39
	S1	3.516	226.15	0.167	0.906	-91.81	0.848
	S2	3.902	241.90	1.443	0.907	83.08	0.349
	S3	3.518	243.71	0.609	0.856	-95.37	0.843
	S10	0.846	233.72	6.479	0.878	-91.23	0.709
	2000.071	Core	-	-	10.475	0.808	-94.57
C1		0.484	222.90	7.130	0.823	83.99	0.966
S1		3.903	205.23	0.140	1.183	47.20	0.993
S2		3.956	241.69	1.544	0.865	-93.78	0.398

Continua na próxima página

Tabela D.1 – Continuação da página anterior

Época	ID	r (msa)	η (graus)	Fluxo (Jy)	a (msa)	PA (graus)	Razão axial
2000.093	S3	3.593	239.07	0.664	1.035	-92.86	0.575
	S8	1.200	229.66	2.737	0.795	82.86	0.620
	Core	-	-	11.831	0.815	83.86	0.525
	S1	3.740	218.53	0.092	0.936	17.77	0.670
	S2	3.928	241.65	1.309	0.834	-95.42	0.418
	S3	3.518	243.29	0.571	0.996	69.14	0.697
	S10	0.830	233.25	6.189	0.846	-86.95	0.695
2000.107	Core	-	-	9.678	0.741	-94.85	0.454
	C1	0.419	218.67	8.204	0.787	-91.17	0.824
	S2	4.006	240.50	1.660	0.770	83.90	0.453
	S3	3.460	244.56	0.491	1.048	71.02	0.332
	S8	1.189	231.03	3.126	0.751	-94.84	0.526
	noID	2.474	230.95	0.067	0.658	-95.49	0.735
2000.440	Core	-	-	13.348	0.805	-95.54	0.467
	S1	3.867	217.08	0.131	1.097	-8.10	0.986
	S2	4.090	241.42	1.471	0.824	82.22	0.421
	S3	3.601	243.57	0.478	0.908	79.91	0.570
	S9	1.198	236.88	2.939	0.842	84.77	0.499
	S9a	0.500	238.94	4.679	0.847	-90.66	0.526
2000.486	Core	-	-	10.019	0.821	82.47	0.423
	C1	0.414	221.15	6.791	0.823	-96.76	0.821
	S2	4.145	240.04	1.394	0.839	-95.31	0.399
	S3	3.788	246.09	0.489	0.878	78.08	0.858
	S4	3.581	222.49	0.306	1.180	-94.39	0.988
	S9	1.201	232.82	3.796	0.856	84.12	0.664
2000.492	Core	-	-	9.342	0.763	-96.14	0.446
	C1	0.369	213.66	8.445	0.812	-96.97	0.853
	S2	3.830	242.56	0.796	0.939	76.99	0.624
	S3	3.718	242.81	0.544	0.900	76.69	0.494
	S4	3.486	219.05	0.178	1.147	-92.33	0.871
	S9	1.209	231.68	3.860	0.799	-94.40	0.699
2000.571	Core	-	-	10.944	0.765	-95.75	0.464
	C1	0.434	220.08	7.784	0.789	-97.92	1.000
	S1	3.881	216.47	0.129	1.091	-68.11	0.928
	S2	4.162	240.23	1.737	0.835	83.34	0.405
	S3	3.599	242.92	0.363	0.939	72.35	0.465
	S9	1.255	232.05	3.425	0.774	83.30	0.792
2000.609	Core	-	-	11.515	0.790	-95.55	0.479
	C1	0.494	227.38	7.050	0.812	-92.48	0.860
	S2	4.174	240.58	1.496	0.832	83.20	0.410

Continua na próxima página

Tabela D.1 – Continuação da página anterior

Época	ID	r (msa)	η (graus)	Fluxo (Jy)	a (msa)	PA (graus)	Razão axial
2000.738	S3	3.806	242.64	0.566	0.959	-93.53	0.559
	S4	3.413	218.06	0.214	1.162	-64.62	0.986
	S9	1.291	233.42	2.828	0.786	83.15	0.738
	Core	-	-	12.022	0.865	82.16	0.442
	S1	3.612	210.22	0.177	1.200	-18.52	0.993
	S2	4.197	240.30	1.634	0.920	81.85	0.368
	S3	3.601	242.60	0.336	1.004	69.50	0.389
	S9	1.296	233.89	2.906	0.866	-97.19	0.698
2001.008	S11	0.518	228.04	5.376	0.869	-95.33	0.875
	Core	-	-	10.000	0.782	-92.70	0.518
	S2	4.234	240.08	1.458	0.858	-92.12	0.469
	S4	3.443	225.85	0.231	1.167	-92.35	0.992
	S9	1.297	233.76	3.338	0.817	-86.57	0.729
2001.222	S11	0.514	219.15	4.699	0.783	-92.03	0.876
	Core	-	-	8.225	0.796	-95.31	0.538
	S1	4.353	213.08	0.088	0.936	71.75	0.578
	S2	4.392	238.67	1.037	0.847	84.47	0.452
	S3	3.742	238.73	0.349	0.856	75.48	0.611
	S9	1.431	232.02	2.910	0.847	84.58	0.734
2001.466	S11	0.511	213.01	6.146	0.813	-96.96	0.999
	Core	-	-	6.187	0.682	-94.13	0.421
	C1	0.251	296.13	2.364	0.794	-85.09	0.313
	S1	4.313	218.68	0.104	0.995	-75.94	0.882
	S2	4.525	238.67	1.339	0.765	86.17	0.547
	S3	3.843	245.45	0.186	0.970	73.78	0.695
	S9	1.745	235.09	1.324	0.761	86.05	0.659
2001.493	S11	0.788	226.61	8.209	0.769	-70.67	0.674
	Core	-	-	8.521	0.765	-91.71	0.493
	S1	4.150	217.80	0.124	1.045	-68.04	0.606
	S2	4.516	238.30	1.385	0.829	88.32	0.510
	S3	3.646	244.35	0.164	0.966	85.72	0.978
	S9	1.673	234.17	1.918	0.808	-88.55	0.695
2001.647	S11	0.748	223.59	8.093	0.810	-79.05	1.000
	Core	-	-	8.688	0.832	82.89	0.419
	S2	4.655	237.74	0.916	0.869	83.50	0.420
	S3	4.259	240.98	0.376	0.941	84.54	0.575
	S4	3.762	220.30	0.165	1.209	81.27	0.967
	S9	1.812	236.06	1.220	0.910	-91.43	0.480
2001.677	S11	0.826	226.32	7.221	0.881	-81.80	1.000
2001.677	Core	-	-	7.969	0.877	-94.08	0.472

Continua na próxima página

Tabela D.1 – Continuação da página anterior

Época	ID	r (msa)	η (graus)	Fluxo (Jy)	a (msa)	PA (graus)	Razão axial	
	C1	0.482	343.65	1.531	0.827	-91.32	0.472	
	S2	4.564	239.03	1.251	0.976	86.61	0.433	
	S4	3.592	227.32	0.212	1.245	76.08	0.992	
	S9	1.853	237.24	1.057	0.946	-93.24	0.522	
	S11	0.853	230.76	6.864	0.929	-85.62	0.999	
	2001.836	Core	-	-	11.527	0.792	82.08	0.420
	C1	0.392	242.87	0.544	0.709	79.26	0.351	
	S2	4.659	238.27	1.236	0.851	-95.02	0.513	
	S4	3.835	226.62	0.193	1.187	74.24	0.776	
	S9	1.887	236.71	1.245	0.858	-89.92	0.577	
	S11	0.964	229.02	6.370	0.817	-87.55	0.998	
	2001.992	Core	-	-	12.523	0.937	77.74	0.342
	S2	4.778	237.49	0.579	0.892	-99.39	0.364	
	S3	4.532	239.80	0.484	1.173	78.05	0.523	
	S9	1.900	238.12	1.265	0.917	-90.88	1.000	
	S11	0.919	229.69	5.666	0.982	-92.30	0.692	
	noID	3.389	216.55	0.176	1.248	-64.12	0.998	
	2002.016	Core	-	-	14.647	0.857	88.46	0.481
	S2	4.727	237.72	0.976	0.883	-91.15	0.551	
	S3	3.945	246.82	0.172	0.859	83.06	0.790	
	S4	4.036	216.61	0.126	1.109	-79.11	0.830	
	S9	1.838	238.70	1.562	0.993	-73.30	0.437	
	S11	1.005	230.38	4.679	0.921	-81.48	0.561	
	2002.249	Core	-	-	14.070	0.865	84.16	0.420
	S1	4.068	211.22	0.107	1.170	-69.60	0.411	
	S2	4.810	238.04	0.770	0.948	84.69	0.431	
	S3	4.136	240.22	0.172	1.189	-75.90	0.435	
	S9	2.120	237.64	1.307	1.018	-75.03	0.531	
	S11	0.949	231.44	5.138	0.967	-75.33	0.555	
	2002.485	Core	-	-	15.080	0.878	83.56	0.451
	S2	4.821	237.73	0.828	0.948	-94.51	0.537	
	S4	3.954	216.41	0.129	1.225	-92.28	0.512	
	S9	2.190	236.97	1.670	0.974	-74.60	0.669	
	S11	1.050	232.78	3.193	0.912	-88.04	0.677	
	2002.501	Core	-	-	14.252	0.850	87.52	0.452
		S1	4.276	213.66	0.090	0.941	86.49	0.989
S2		4.839	237.79	0.853	0.950	88.08	0.535	
S9		2.423	237.24	1.219	0.978	-76.09	0.658	
S11		1.022	232.60	4.308	0.978	-67.17	0.528	
2002.545		Core	-	-	12.010	0.831	83.29	0.418

Continua na próxima página

Tabela D.1 – Continuação da página anterior

Época	ID	r (msa)	η (graus)	Fluxo (Jy)	a (msa)	PA (graus)	Razão axial
2002.660	S1	4.277	215.38	0.067	0.787	-93.01	0.750
	S2	4.877	237.37	0.817	0.881	-95.02	0.566
	S9	2.282	236.59	1.621	0.954	-63.77	0.987
	S11	1.165	232.28	2.667	0.871	-87.74	0.649
	S13	0.225	208.86	2.526	0.854	84.18	0.683
	Core	-	-	11.775	0.835	83.56	0.435
	S1	4.171	216.97	0.095	1.052	82.34	0.735
	S2	4.937	237.32	0.623	0.861	81.06	0.507
	S3	4.300	239.56	0.171	1.183	-89.33	0.495
	S9	2.204	237.54	0.346	0.910	-88.84	0.319
	S10	2.813	239.03	0.559	0.936	-92.34	0.408
2002.737	S11	1.108	233.05	3.556	1.012	-64.55	0.486
	Core	-	-	9.563	0.771	81.72	0.397
	S1	4.800	218.92	0.147	1.089	-24.75	0.945
	S2	4.970	237.03	0.629	0.873	81.73	0.359
	S3	4.217	239.55	0.119	1.124	70.88	0.335
	S10	2.740	240.48	0.758	0.798	-91.36	0.777
	S11	1.211	233.40	3.622	1.058	-52.44	0.405
2002.836	S13	0.302	227.78	1.615	0.792	-95.82	0.370
	Core	-	-	10.633	0.855	81.05	0.430
	S1	4.113	214.33	0.098	1.159	-92.42	0.359
	S2	5.007	236.60	0.665	0.929	79.15	0.429
	S3	4.305	239.82	0.115	1.121	79.81	0.332
	S10	2.830	237.21	0.842	0.947	79.97	0.719
	S11	1.285	232.11	3.211	1.003	-59.02	1.000
2002.871	S13	0.415	215.60	1.033	0.843	75.17	0.323
	Core	-	-	11.339	0.927	82.93	0.434
	S1	3.559	217.77	0.145	1.230	-85.56	0.375
	S2	4.995	237.03	0.613	0.962	80.70	0.419
	S3	4.494	236.08	0.164	1.159	85.56	0.320
	S9	2.318	235.42	1.000	1.012	47.26	0.641
	S12	1.097	234.36	2.833	1.030	-68.10	0.999
2002.893	noID	2.966	236.83	0.306	0.882	-96.69	0.497
	Core	-	-	9.988	0.881	-95.18	0.439
	S1	4.419	213.70	0.094	1.051	-68.68	0.620
	S2	5.010	236.59	0.619	0.953	81.48	0.425
	S3	4.334	239.82	0.125	1.216	-91.26	0.324
	S10	2.849	237.16	0.843	0.994	-94.43	0.619
	S11	1.527	232.65	2.067	0.937	-78.03	0.638
2002.953	S13	0.433	218.11	1.817	0.901	-97.43	1.000
	Core	-	-	9.506	0.927	80.71	0.357

Continua na próxima página

Tabela D.1 – Continuação da página anterior

Época	ID	r (msa)	η (graus)	Fluxo (Jy)	a (msa)	PA (graus)	Razão axial
2003.014	S2	5.029	236.24	0.758	0.978	79.09	0.518
	S9	2.452	234.44	1.163	1.043	-69.78	0.891
	S10	3.026	237.87	0.355	1.018	80.73	0.348
	S11	1.299	232.50	2.168	0.990	-79.78	0.999
	S13	0.415	215.23	2.078	0.918	79.10	0.320
	Core	-	-	9.472	0.970	84.98	0.379
	S2	5.099	236.26	0.357	0.894	-94.78	0.502
	S3	4.773	236.25	0.433	1.238	86.73	0.559
	S9	2.564	232.29	0.710	1.147	-95.18	0.992
	S10	3.072	234.61	0.476	1.021	-93.79	0.535
	S11	1.430	233.47	2.115	1.049	-73.57	0.999
2003.033	S13	0.500	212.91	1.476	0.958	82.48	0.313
	Core	-	-	10.442	0.990	82.78	0.412
	S2	5.007	236.01	0.748	1.030	80.03	0.531
	S9	2.633	231.39	0.769	0.947	70.47	0.642
	S10	3.127	238.70	0.470	1.250	83.56	0.318
	S12	1.398	234.97	1.849	0.995	-7.20	0.618
2003.159	S13	0.568	217.66	0.673	0.941	78.68	0.315
	Core	-	-	7.032	0.793	-93.83	0.471
	S2	5.120	235.52	0.706	0.862	-93.59	0.647
	S9a	2.322	232.40	1.081	0.831	-56.07	0.590
	S10	3.231	234.85	0.583	1.115	81.04	0.315
	S12	1.330	233.40	1.352	0.905	-62.35	0.983
2003.173	S13	0.436	203.45	2.987	0.808	85.65	0.764
	Core	-	-	8.420	0.804	-93.81	0.403
	S2	5.110	235.80	0.650	0.842	-93.77	0.589
	S4	4.221	221.74	0.144	1.185	-94.79	0.996
	S9a	2.076	236.08	0.763	0.861	-83.46	0.650
	S10	3.092	237.99	0.772	0.899	80.98	0.595
	S12	1.204	233.68	1.651	1.074	-63.38	0.391
2003.340	S13	0.518	216.91	1.332	0.799	-93.74	0.314
	Core	-	-	7.254	0.821	-95.14	0.470
	S2	5.169	234.96	0.788	0.970	83.75	0.467
	S9a	2.413	229.61	0.656	0.835	82.67	0.993
	S10	3.247	235.21	0.858	0.981	81.50	0.538
	S11	1.533	232.34	1.311	0.855	-61.01	0.589
	S13	0.492	205.85	2.970	0.837	83.62	0.893
2003.397	noID	4.696	215.48	0.100	1.166	85.55	0.539
	Core	-	-	7.167	0.813	84.66	0.395
	S2	5.164	235.11	0.727	0.873	82.44	0.610
	S9	2.744	236.69	0.883	1.079	36.39	0.621

Continua na próxima página

Tabela D.1 – Continuação da página anterior

Época	ID	r (msa)	η (graus)	Fluxo (Jy)	a (msa)	PA (graus)	Razão axial
2003.452	S10	3.433	232.82	0.358	0.896	-93.37	0.313
	S11	1.671	234.90	1.411	1.115	-55.52	0.330
	S14	0.266	215.90	3.065	0.963	-76.59	0.458
	Core	-	-	7.782	0.773	84.79	0.451
	S2	5.230	234.87	0.728	0.875	82.68	0.535
	S9a	2.108	232.77	1.375	0.888	-68.02	1.000
	S10	3.305	234.72	0.829	1.055	-92.29	0.457
2003.499	S13	0.598	215.22	2.693	0.795	-86.91	0.774
	Core	-	-	8.435	0.817	84.43	0.420
	S2	5.232	235.07	0.740	0.900	81.90	0.540
	S9a	2.359	232.30	0.625	0.852	-93.81	0.624
	S10	3.279	235.24	1.003	1.073	-92.49	0.456
	S12	1.235	230.87	1.251	0.939	-61.29	0.998
2003.504	S13	0.619	216.69	1.461	0.815	85.14	0.683
	Core	-	-	7.808	0.839	84.55	0.440
	S2	5.239	234.75	0.798	0.940	83.72	0.515
	S9a	2.162	232.71	1.413	0.949	-69.74	1.000
	S10	3.377	234.46	0.890	1.113	-92.44	0.432
	S13	0.615	215.30	2.766	0.852	-89.19	0.805
2003.523	Core	-	-	8.100	0.765	-92.37	0.448
	S2	5.244	234.80	0.811	0.874	85.82	0.568
	S9a	2.250	233.16	1.492	1.013	-63.59	0.498
	S10	3.374	235.55	0.791	1.106	-91.03	0.312
	S13	0.630	217.31	2.711	0.806	-77.46	0.669
2003.682	Core	-	-	9.404	0.709	84.83	0.413
	S2	5.317	234.72	0.661	0.764	-93.49	0.546
	S9a	2.250	233.34	1.130	1.004	-57.65	0.454
	S10	3.431	234.89	0.829	0.992	-91.86	0.371
	S13	0.614	218.67	2.203	0.764	-76.94	0.620
2003.688	Core	-	-	8.709	0.746	82.96	0.382
	S2	5.310	234.48	0.587	0.776	81.98	0.537
	S9a	2.636	231.24	0.652	0.743	-84.86	1.000
	S10	3.476	235.88	0.657	0.881	-93.63	0.458
	S12	1.367	231.14	0.690	0.786	82.86	0.998
	S13	0.516	213.54	1.499	0.753	-87.40	0.999
2003.701	Core	-	-	9.577	0.817	85.25	0.381
	S2	5.294	234.99	0.716	0.919	-92.83	0.506
	S9a	2.531	233.02	0.474	0.915	-92.78	0.479
	S10	3.442	234.20	1.006	1.063	-92.01	0.419
	S12	1.639	235.10	0.718	0.857	-80.83	0.995

Continua na próxima página

Tabela D.1 – Continuação da página anterior

Época	ID	r (msa)	η (graus)	Fluxo (Jy)	a (msa)	PA (graus)	Razão axial
2003.734	S13	0.549	217.74	1.794	0.853	-86.65	0.625
	Core	-	-	10.141	0.744	-91.69	0.428
	S2	5.328	234.54	0.712	0.795	-91.62	0.610
	S9	3.073	235.87	0.838	0.969	25.24	0.903
	S10	3.587	231.65	0.494	0.920	-91.01	0.314
	S12	1.785	236.42	0.943	1.089	-47.37	0.322
	S13	0.706	219.06	1.523	0.767	-87.40	0.697
2003.893	Core	-	-	10.444	0.845	82.59	0.395
	S2	5.351	235.48	0.662	0.927	77.62	0.470
	S9	2.990	235.91	0.712	0.979	-97.70	1.000
	S10	3.651	231.61	0.614	1.074	78.73	0.313
	S12	1.791	236.55	0.552	0.929	-66.40	0.999
	S13	0.737	221.56	1.112	0.875	-91.74	0.614
	2004.200	Core	-	-	11.272	0.806	86.45
S2		5.469	235.05	0.667	0.883	82.12	0.457
S4		4.627	216.27	0.117	1.150	-77.26	0.809
S9		3.184	237.53	0.704	0.947	-90.89	0.956
S10		3.720	232.58	0.500	0.917	76.78	0.377
S12		2.109	235.56	0.409	0.866	-83.98	0.527
S13		0.865	223.80	0.899	0.833	-87.75	0.700
2004.443	Core	-	-	9.902	0.771	86.78	0.442
	S2	5.553	235.08	0.642	0.863	82.45	0.440
	S9	3.311	236.60	0.771	1.042	-94.44	1.000
	S10	3.835	231.30	0.466	1.162	77.30	0.313
	S12	2.122	235.43	0.435	0.863	-76.00	0.543
	S14	0.599	218.09	1.083	0.825	-80.45	0.634
	2004.489	Core	-	-	9.966	0.781	86.92
S2		5.566	235.03	0.674	0.866	82.03	0.441
S9		3.335	236.53	0.669	0.914	-94.42	0.999
S10		3.880	231.30	0.502	1.143	71.55	0.314
S12		2.208	235.85	0.393	0.858	87.18	0.580
S14		0.667	219.80	1.024	0.874	-65.21	0.469
2004.945		Core	-	-	12.535	0.783	83.71
	S2	5.723	234.77	0.516	0.839	-94.17	0.443
	S4	4.620	216.71	0.130	1.007	87.03	0.335
	S9	3.721	236.19	0.777	0.914	-96.90	1.000
	S12	2.560	233.15	0.296	0.917	-87.86	0.458
	S13	1.134	227.57	0.263	0.839	85.67	0.387
	S15	0.389	217.86	0.804	0.797	-94.60	0.474
2005.173	Core	-	-	10.731	0.748	82.21	0.420

Continua na próxima página

Tabela D.1 – Continuação da página anterior

Época	ID	r (msa)	η (graus)	Fluxo (Jy)	a (msa)	PA (graus)	Razão axial
2005.200	S2	5.817	234.32	0.500	0.801	77.49	0.563
	S9	3.748	239.39	0.434	0.921	59.72	0.681
	S10	4.351	229.83	0.155	1.035	68.16	0.323
	S12	2.909	229.95	0.372	1.135	-81.01	0.434
	S14	0.702	220.49	0.742	0.774	-97.51	0.948
	S15	0.309	215.25	0.790	0.727	-96.85	0.555
	Core	-	-	11.950	0.779	85.39	0.438
	S2	5.766	234.47	0.511	0.917	80.44	0.375
	S4	4.942	218.73	0.138	0.963	-96.25	0.997
	S9	3.910	239.16	0.383	0.905	-94.05	0.697
	S9a	3.484	231.07	0.318	0.954	-92.91	0.408
	S12	2.549	235.56	0.191	0.931	-93.43	0.572
	S14	0.765	219.27	0.524	0.833	83.33	1.000
	2005.378	Core	-	-	11.966	0.845	-95.05
S2		5.835	234.09	0.521	0.906	76.91	0.466
S4		4.421	219.65	0.298	1.198	-92.55	0.614
S9a		3.473	237.90	0.908	1.053	-34.85	0.834
S15		0.492	217.90	0.824	0.833	-87.37	0.751
2005.452	Core	-	-	12.264	0.807	85.26	0.437
	S2	5.918	234.15	0.507	0.887	77.92	0.458
	S4	4.600	219.24	0.265	1.149	59.91	0.614
	S9a	3.527	236.80	0.938	1.056	-60.80	0.805
	S14	0.792	220.45	0.598	0.815	84.25	0.958
	S15	0.411	214.02	1.644	0.793	82.82	0.352
2005.707	Core	-	-	10.136	0.935	86.32	0.472
	S2	5.951	234.34	0.412	0.968	-93.34	0.589
	S4	5.026	216.70	0.201	1.187	17.45	0.996
	S9a	3.703	235.75	0.939	1.153	-94.85	0.998
	S14	0.666	227.98	0.732	1.120	-77.10	0.585
	S15	0.463	211.07	2.431	0.917	85.32	0.469
2006.258	Core	-	-	7.028	0.773	-94.95	0.469
	S2	6.234	234.18	0.273	0.896	79.28	0.531
	S4	4.979	221.44	0.269	1.197	44.45	0.999
	S9a	3.969	236.62	0.744	1.012	-95.68	0.956
	S15	0.643	222.87	2.783	0.889	-93.30	0.345
2006.471	Core	-	-	10.272	0.776	-96.07	0.420
	S2	6.306	233.32	0.240	1.013	77.90	0.409
	S9a	4.158	235.35	0.908	1.073	-98.05	0.989
	S15	0.722	218.90	3.408	0.836	84.40	0.541

Continua na próxima página

Tabela D.1 – Continuação da página anterior

Época	ID	r (msa)	η (graus)	Fluxo (Jy)	a (msa)	PA (graus)	Razão axial
2006.671	Core	-	-	6.513	0.798	80.20	0.312
	S2	6.413	233.04	0.224	0.926	-95.46	0.604
	S4	5.403	213.62	0.133	1.176	24.07	0.995
	S9a	4.365	235.94	0.735	1.125	75.85	0.887
	S14	1.355	232.66	0.194	0.940	-53.58	0.991
	S15	0.973	218.85	2.195	0.817	80.84	0.460
	S17	0.168	233.34	6.639	0.812	-96.79	0.592
2006.680	Core	-	-	12.666	0.778	85.02	0.478
	S2	6.409	234.05	0.220	0.946	80.77	0.423
	S4	5.197	213.09	0.153	1.157	74.22	0.840
	S9a	4.271	235.86	0.715	1.087	85.75	0.911
	S15	0.754	222.04	3.424	0.868	-87.60	0.458
	noID	6.108	227.60	0.036	0.650	-95.49	0.912
	noID	2.113	238.17	0.043	0.713	84.75	0.374
2006.921	Core	-	-	14.085	0.827	83.77	0.412
	S2	6.501	232.35	0.175	1.153	68.91	0.376
	S4	5.162	212.40	0.097	1.005	81.89	0.823
	S9a	4.454	235.90	0.545	1.025	83.38	0.999
	S15	0.975	221.56	2.014	0.858	-93.21	0.477
	S16	0.369	236.48	1.619	0.815	83.04	0.314
	noID	4.499	216.83	0.225	1.220	-95.30	0.999
2007.164	Core	-	-	14.127	0.846	85.41	0.499
	S2	6.368	232.48	0.227	0.937	75.16	0.661
	S9a	4.615	237.39	0.483	1.023	73.48	0.815
	S15	1.156	221.08	1.164	0.890	86.48	0.484
	S16	0.465	237.22	1.115	0.829	84.23	0.326
	noID	4.499	216.83	0.225	1.220	-95.30	0.999
	noID	4.499	216.83	0.225	1.220	-95.30	0.999
2007.644	Core	-	-	7.870	0.779	82.69	0.402
	S2	6.665	233.49	0.222	0.861	71.77	0.677
	S4	5.604	214.76	0.153	1.191	-65.04	1.000
	S9a	4.895	236.46	0.598	1.163	78.97	0.808
	S15	1.413	221.20	0.905	0.859	85.78	0.463
	S17	0.351	234.07	4.653	0.805	-91.80	0.708
	noID	2.257	225.58	0.113	0.915	82.60	0.992
2008.481	Core	-	-	11.901	0.778	81.99	0.413
	S2	6.760	232.55	0.260	0.944	79.62	0.939
	S9a	5.249	239.84	0.269	0.989	85.20	0.659
	S14	1.748	226.02	0.452	1.005	-77.24	0.474
	S16	0.813	238.68	0.699	0.775	83.17	0.630
	S17	0.367	233.16	2.889	0.779	80.32	0.357
	noID	4.926	225.68	0.265	1.177	-86.93	0.672
2008.902	Core	-	-	11.746	0.800	79.14	0.358

Continua na próxima página

Tabela D.1 – Continuação da página anterior

Época	ID	r (msa)	η (graus)	Fluxo (Jy)	a (msa)	PA (graus)	Razão axial
2009.088	S2	6.829	232.68	0.310	1.124	66.86	0.888
	S9a	5.348	241.31	0.141	0.973	83.91	0.555
	S14	1.847	227.80	0.321	1.031	-75.02	0.510
	S16	0.738	248.64	0.502	0.817	-94.24	0.620
	S17	0.380	224.56	4.287	0.813	-97.74	0.665
	noID	4.810	228.82	0.243	1.199	79.01	0.999
	Core	-	-	12.085	0.865	86.14	0.451
2009.332	S2	6.757	233.30	0.258	1.180	-68.53	0.546
	S4	5.969	219.53	0.160	1.232	85.71	1.000
	S14	1.940	228.98	0.297	0.993	85.74	1.000
	S17	0.540	226.81	3.244	0.864	86.27	0.851
	noID	5.018	237.98	0.274	1.232	19.74	1.000
	Core	-	-	9.023	0.714	-97.93	0.495
	C1	0.458	339.82	1.584	0.647	-92.86	1.000
2009.480	S2	6.921	232.93	0.237	0.933	-74.23	0.794
	S4	6.346	215.10	0.107	1.169	-1.43	0.998
	S14	2.214	228.77	0.249	0.974	79.79	0.999
	S17	0.580	233.27	2.527	0.779	79.80	1.000
	noID	5.186	237.87	0.293	1.173	26.64	0.999
	Core	-	-	8.872	0.819	81.64	0.405
	C1	0.393	222.44	1.192	0.812	80.35	0.313
2009.630	S2	6.770	232.66	0.278	1.096	-69.88	0.710
	S4	6.144	214.99	0.106	1.207	-98.07	0.999
	S14	2.377	228.01	0.213	1.137	-69.05	0.503
	S16	0.854	233.13	1.146	0.830	-97.29	0.773
	noID	5.145	238.94	0.214	1.172	32.59	0.998
	Core	-	-	5.783	0.797	-94.89	0.385
	C1	0.241	299.43	3.007	0.849	-91.13	0.312
2009.655	S2	6.995	232.78	0.254	1.041	83.04	0.999
	S4	6.305	215.14	0.111	1.203	-96.18	0.998
	S14	2.306	230.56	0.192	0.999	-56.45	1.000
	S17	0.697	232.92	1.504	0.864	83.12	1.000
	noID	5.118	238.65	0.250	1.205	8.92	1.000
	Core	-	-	5.132	0.767	-97.92	0.585
	C1	0.359	205.76	2.531	0.829	76.76	0.645
2009.926	S2	7.033	231.78	0.240	1.141	49.92	0.645
	S16	0.936	231.44	0.855	0.855	77.86	0.896
	S17	0.509	343.21	1.593	0.736	-95.46	0.996
	noID	2.704	229.67	0.193	1.190	-47.67	0.998
	noID	5.314	236.91	0.245	1.223	41.33	0.999
	Core	-	-	7.934	0.993	77.10	0.333

Continua na próxima página

Tabela D.1 – Continuação da página anterior

Época	ID	r (msa)	η (graus)	Fluxo (Jy)	a (msa)	PA (graus)	Razão axial
2009.940	C1	0.353	214.60	1.847	0.983	77.49	0.612
	S2	7.139	230.94	0.213	1.198	-100.00	0.873
	S16	0.963	225.42	0.700	1.018	76.98	0.999
	noID	3.041	231.54	0.155	1.295	76.97	0.999
	noID	5.530	233.71	0.238	1.296	47.03	1.000
	Core	-	-	7.788	0.877	78.93	0.371
	C1	0.323	220.48	1.714	0.896	-96.90	0.558
	S2	7.121	231.75	0.221	1.058	-101.08	0.997
	S4	6.479	212.76	0.088	1.235	78.56	0.998
	S17	0.779	230.46	0.819	0.927	-83.16	0.683
2010.068	noID	3.180	228.91	0.171	1.234	-49.41	0.999
	noID	5.409	238.32	0.180	1.205	53.68	0.997
	Core	-	-	7.976	0.908	76.91	0.368
	C1	0.461	215.04	1.942	0.905	78.53	0.821
	S2	6.883	231.97	0.292	1.256	-80.41	1.000
	S16	1.137	231.60	0.412	1.057	76.80	1.000
2010.463	noID	4.271	233.65	0.194	1.256	-11.51	1.000
	Core	-	-	7.954	0.972	77.88	0.330
	C1	0.298	228.51	4.026	0.982	81.20	0.577
	S2	7.272	232.59	0.256	1.275	-97.17	0.798
	S4	6.512	214.89	0.092	1.282	77.91	0.997
	S16	1.188	229.79	0.334	1.165	78.01	1.000
noID	4.593	234.49	0.189	1.283	-12.52	1.000	