

UNIVERSIDADE FEDERAL DE SANTA MARIA
CENTRO DE CIÊNCIAS NATURAIS E EXATAS
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA

OBSERVAÇÕES MULTIFREQÜÊNCIA DE QUASARES
CSS's UTILIZANDO O VLBA

Clementina Verginia Andreolla Turmina

TESE DE DOUTORADO

Santa Maria, RS, Brasil

2006

OBSERVAÇÕES MULTIFREQÜÊNCIA DE QUASARES CSS UTILIZANDO O VLBA

Por

Clementina Verginia Andreolla Turmina

Tese apresentada ao Curso de Doutorado do Programa
de Pós-Graduação em Física, Área de Concentração em
Astrofísica, da Universidade Federal de Santa Maria (UFSM,RS),
como requisito parcial para a obtenção do grau de
Doutor em Física.¹

Orientador: Prof. Dr. Everton Lüdke

Santa Maria, RS, Brasil

2006

(1) Trabalho parcialmente financiado pela CAPES

DEDICATÓRIA

Quando você nasceu, trouxe-me alegria.

Você cresceu, viu-me terminar o curso de Física.

Depois, mãe mestre, e, agora, vê-me terminando a minha tese de doutoramento.

Roberta, essa caminhada foi por você !!!

AGRADECIMENTOS

Aos meus pais, pelo carinho e apoio nessa jornada;

À minha filha Roberta, por haver compreendido o porquê da sua mãezinha estar sempre ausente;

A meu marido Gilmar Turmina, por todos os sacrifícios que teve de fazer e pelo que abriu mão devido a esta caminhada imposta por mim;

Á minha Sogra Deonilda, meu sogro Ivo, meu cunhado e cunhadas, sobrinhos e sobrinha, pela compreensão, carinho, estímulo durante a execução do doutorado, facilitando assim que este projeto se concretizasse;

Ao meu orientador, Prof. Dr. Everton Lüdke, pela sugestão e acompanhamento dos trabalhos desde o mestrado, sempre disposto a sacrificar seus horários em prol deste objetivo;

Ao Dr. Barry Clark do NRAO/AOC/Socorro, New Mexico, pela alocação das observações;

Ao Dr. William D. Cotton do NRAO/Charlottesville, pelas discussões sobre procedimentos de calibração de dados do VLBA em AIPS;

Ao AIPS Staff do NRAO, pelo suporte técnico e pela correlação dos dados;

À FAPERGS, pela concessão de recursos de auxílio à pesquisa, que possibilitou recursos a este projeto de pesquisa;

À CAPES, pela concessão de uma bolsa de estudos pelo período de 12 meses;

A todas as pessoas que, de uma maneira ou outra, me auxiliaram nesta caminhada pela sua amizade, apoio e compreensão.

The Very Long Baseline Array (VLBA) é administrado pelo National Radio Astronomy Observatories, Estados Unidos, e é financiado pela National Science Foundation, EUA.

RESUMO

Tese de Doutorado
Programa de Pós - Graduação em Física
Universidade Federal de Santa Maria

OBSERVAÇÕES MULTIFREQÜÊNCIA DE QUASARES CSS UTILIZANDO O VLBA

AUTORA: CLEMENTINA VERGINIA ANDREOLLA TURMINA

ORIENTADOR: EVERTON LÜDKE

Local e Data da Defesa: Santa Maria, 15 de dezembro de 2006

Nesta tese, discuto resultados de observações em polarização de radiofontes compactas selecionadas do grupo CSS, feitas com o Very Long Baseline Array em frequências selecionadas nas bandas de observação em 18 cm, 21 cm, 13 cm e 6 cm.

Uma análise da emissão polarizada para os quasares 3C216, 3C147, 3C119 e 3C43 permite concluir que todos mostram um perfil em forma de gancho, o que sugere que podem estar colidindo com um meio ambiente denso, o que explicaria a distribuição de brilho do jato e o aumento da polarização fracional na direção da curva do gancho. As medidas de rotação nas curvas são aproximadamente 30% mais altas que os valores vistos nas regiões dos nós superluminais mais próximas às componentes nucleares, onde a medida de rotação excede 1500 ± 200 rad m^2 . Uma análise da despolarização $\langle n_e B d \rangle$ que aumenta na direção do núcleo dentro dos primeiros 80 pc dos jatos torna-se mais alta à medida que o jatos tornan-se curvos.

As componentes das radiofontes que são mais distantes aos núcleos são geralmente despolarizadas, em relação às componentes mais próximas, mesmo em curtos comprimentos de onda, sugerindo que a dispersão no espectro de polarização com λ^2 é bem mais estreita que em radiofontes estendidas e que os comprimentos de onda nos quais a polarização fracional cai pela metade do valor esperado em despolarização nula podem estar localizados nas bandas submilimétricas. Essas componentes, portanto, sofrem despolarização com a distância.

As propriedades da despolarização e da rotação de Faraday, vistas nessa seleção de radiofontes, são discutidas brevemente, assim como as hipótese para interpretá-las.

ABSTRACT

Tese de Doutorado
 Programa de Pós - Graduação em Física
 Universidade Federal de Santa Maria

MULTIFREQUENCY OBSERVATIONS OF QUASARS CSS USING THE VLBA

AUTORA: CLEMENTINA VERGINIA ANDREOLLA TURMINA

ORIENTADOR: EVERTON LÜDKE

Local e Data da Defesa: Santa Maria, 15 de dezembro de 2006

In this thesis, I discuss the results of radio polarization observations of selected Compact Steep Spectrum sources made with the Very Long Baseline Array using selected frequencies in the 18 cm, 21 cm, 13 cm and 6 cm observing bands.

An analysis of the polarized emission for 3C216, 3C147, 3C119 and 3C43 allowed us to conclude that they show a hook-shaped structure suggesting that it may be colliding with a dense environment since both jet brightness and fractional polarization increases at the hook. The average rotation measures in the hook are about 30% higher than the values seen in superluminal knots nearest to the core component with rotation measures exceeding $1500 \pm 200 \text{ rad m}^2$. The polarized flux suggests that although the average Faraday depth $\langle n_e B d \rangle$ increases towards the core within the first 80 pc of the jet, it becomes higher as the jet bends.

The source components which are nearest to the cores are generally unpolarized even at such short wavelength, suggesting that the spread in the λ^2 polarization spectra is much narrower than in extended sources and that the wavelengths at which the fractional polarization falls by a half of the value at zero depolarization may be in the submillimeter wavelengths.

The properties of the Faraday depolarization and rotation seen in the selected objects sources are briefly discussed, as well as hypothesis to interpret them.

Lista de Figuras

| | | |
|-----|--|----|
| 1.1 | Estrutura de componentes superluminais de radiofonte | 3 |
| 1.2 | Estruturas de um quasar | 4 |
| 1.3 | Distribuição espectral em rádio | 6 |
| 1.4 | Estrutura do halo de raios X | 9 |
| 1.5 | Imagens publicadas da 3C43 | 10 |
| 1.6 | Imagem da 3C119 | 11 |
| 1.7 | Imagem de 3C147 | 12 |
| 1.8 | Imagem publicada da 3C216 | 13 |
| | | |
| 2.1 | Fitas de gravação de dados | 17 |
| 2.2 | Calibrador 3C84 | 19 |
| 2.3 | Estação VLBA | 20 |
| 2.4 | Esquema de Calibração | 21 |
| 2.5 | Posicionamento de antenas | 24 |
| 2.6 | Correlacionador | 25 |
| 2.7 | Ângulos paraláticos | 26 |
| 2.8 | Calibrador de “fringe-fitting” | 27 |
| 2.9 | Polarização 3C119 | 28 |
| | | |
| 3.1 | Visibilidades da 3C43 | 35 |
| 3.2 | Imagem de 3C43 | 36 |
| 3.3 | Imagem da 3C43 | 37 |
| 3.4 | Imagem da curva do jato de 3C43 | 38 |
| 3.5 | Imagem da Polarização da dobra do jato de 3C43 | 39 |
| 3.6 | Imagem da extremidade do jato de 3C43 | 40 |
| 3.7 | Visibilidades da 3C119 | 41 |

| | | |
|------|--|----|
| 3.8 | Imagem drádio do jato de 3C119 | 42 |
| 3.9 | Imagem do jato de 3C119 | 43 |
| 3.10 | Imagem 3C119 | 44 |
| 3.11 | Polarização da curva do jato de 3C119 | 45 |
| 3.12 | Imagem da extremidade do jato de 3C119 | 46 |
| 3.13 | Imagem da extremidade do jato de 3C119 | 47 |
| 3.14 | Visibilidades da 3C147 | 48 |
| 3.15 | Imagem do jato de 3C147 | 49 |
| 3.16 | Visibilidades da 3C216 | 50 |
| 3.17 | Imagem do jato de 3C216 | 51 |
| 3.18 | Visibilidades da 3C216 | 52 |
| 3.19 | Imagem rádio da extremidade do jato da 3C216 | 53 |
| 3.20 | Posição das radiofontes pesquisadas | 58 |
| 4.1 | Rotação de Faraday em radiofontes extensas | 61 |
| 4.2 | Imagem do núcleo rádio da radiogaláxia B20755+37 | 69 |
| 4.3 | Frente de onda de choque na expansão do jato | 71 |

Lista de Tabelas

| | | |
|-----|--|----|
| 3.1 | Tabela com redshift (z), redshift efetivo (Z_q), índice espectral (α), distância até a fonte (D_r) e fator de conversão D das radiofontes 3C43, 3C119, 3C147 e 3C216. | 56 |
| 3.2 | Tabela com fluxos e luminosidade das radiofontes pesquisadas | 57 |

Conteúdo

| | | |
|----------|---|-----------|
| 1 | Introdução | 2 |
| 1.1 | Radiofontes extragaláticas | 2 |
| 1.2 | Radiofontes compactas (CSS) | 4 |
| 1.3 | A radiação sincrotrônica | 5 |
| 1.4 | Radiofontes pesquisadas | 9 |
| 1.5 | Objetivos | 13 |
| 2 | O Tratamento dos Dados VLBI | 16 |
| 2.1 | Obtenção e calibração dos dados | 16 |
| 2.2 | O equipamento utilizado | 16 |
| 2.3 | As observações | 18 |
| 2.4 | Calibração | 19 |
| 2.5 | Calibração da polarização | 27 |
| 2.6 | Produção das imagens em polarização | 32 |
| 3 | As imagens | 33 |
| 3.1 | 3C43 | 35 |
| 3.2 | 3C119 | 41 |
| 3.3 | 3C147 | 48 |
| 3.4 | 3C216 | 50 |
| 3.5 | Escala de distância e fluxos rádio | 55 |
| 4 | Interpretação das Imagens | 59 |
| 4.1 | A polarização da radiação sincrotrônica | 59 |
| 4.2 | A Rotação de Faraday e despolarização | 61 |
| 4.3 | Modelo de choque relativístico | 68 |

| | | |
|----------|----------------------------------|-----------|
| 5 | Conclusões | 73 |
| 5.1 | Considerações Finais | 73 |
| 5.2 | Sumário dos resultados | 74 |
| 5.3 | Futuros trabalhos | 75 |

Capítulo 1

Introdução

As informações contidas neste capítulo foram obtidas através de pesquisas em informações já existentes em relação ao objeto de pesquisa desta tese bem como das radiofontes pesquisadas.

1.1 Radiofontes extragaláticas

As radiofontes são classificadas em galácticas e extragaláticas, sendo que núcleos de galáxias ativas (AGN), supernovas em galáxias próximas, fundo cósmico de microondas (CMB), radiogaláxias e quasares são as principais fontes de radiação extragaláticas.

Radiogaláxias (RGs) e quasares (QSR) são radiofontes, ou seja, objetos cósmicos que emitem enormes quantidades de radiação em baixas frequências, sendo, portanto, facilmente localizados em “surveys”, que são os levantamentos estatísticos de propriedades observacionais, rádio em frequências inferiores a 1 GHz (ANDREOLLA & LÜDKE, 2004).

Historicamente, o termo “radiofontes galácticas” foi empregado para descrever objetos tais como estrelas magnéticas como binárias de raios X, nuvens de elétrons relativísticos no meio interestelar, estrelas normais como o Sol, o núcleo da Via Láctea, regiões HII, nebulosas planetárias e restos de supernovas. O mecanismo de radiação dominante em todas estas radiofontes é a radiação sincrotrônica emitida por elétrons de alta velocidade que espiralam ao redor de linhas de campo magnéticos cósmicos. (PARKER, 1975)

Observacionalmente o espectro rádio da emissão sincrotrônica segue uma lei de potência da forma

$$S(\nu) = S_0 \nu^{-\alpha}, \quad (1.1)$$

onde S_ν é a densidade de fluxo em rádio e α é o índice espectral da radiofonte. Mais recentemente, foi mostrado que até mesmo jatos de radiogaláxias próximas de baixa luminosidade possuem emissão em raios X moles cujo comprimento de onda, λ , varia de 0.3 - 4,5 nm associada, provavelmente, à interação dinâmica entre o jato e o meio interestelar (WORRALL, BIRKINSHAW & HARDCASTLE, 2001 - ver figura 1.1), em comparação com outros casos detectados na literatura como 3C295 (HARRIS *et. al.*, 2000), Cygnus A (CARILLI, PERLEY & HARRIS 1994), 3C123 (HARDCASTLE, BIRKINSHAW & WORRALL, 2001), 3C390.3 (PRIETO, 1997) e Pic A (WILSON, YOUNG & SHOPBEL, 2001). Em particular, a radiogaláxia 3C120 mostra não somente uma intensa emissão em raios X associada ao jato rádio como visto pelo satélite CHANDRA (HARRIS *et. al.*, 1999), mas também a presença de um grande número de componentes relativísticas compactas ao longo do jato, que, por sua vez, exibem movimentos superluminais (GÓMEZ *et. al.*, 1998 - ver figura 1.1). Os dados disponíveis até o momento, indicam que a produção de radiação de alta energia pode estar associada ao o comportamento de ondas de choque internas ao jato, que podem ser vistas em imagens VLBI. (HUGHES, *et. al.*,1995)

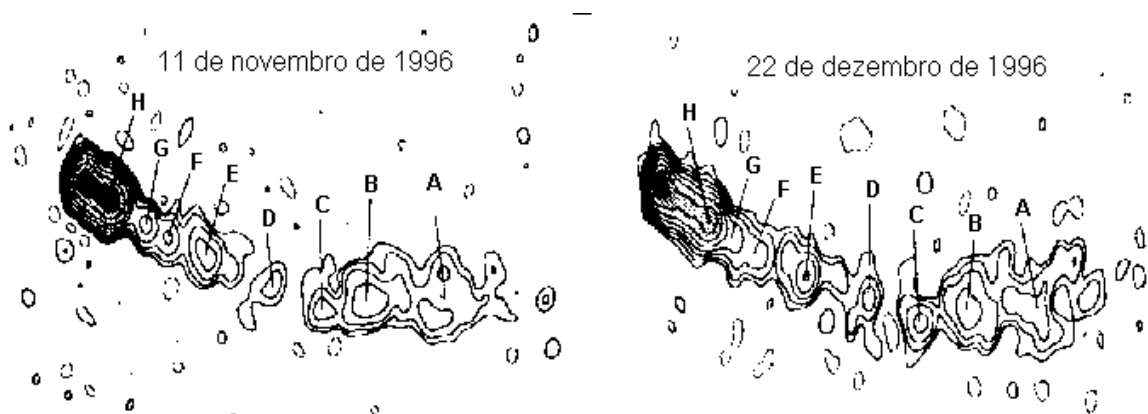


Figura 1.1: Estrutura das componentes superluminais da radiofonte EGRET 3C120 e sua variação estrutural entre os meses de novembro e dezembro de 1996 (GÓMEZ *et. al.*, 1998), mostrando a grande velocidade aparente entre as frentes de choque que se propagam ao longo do jato (símbolos de A-G), oriundas do núcleo situado a extrema esquerda.

1.2 Radiofontes compactas (CSS)

São fontes cujas estruturas vistas em rádio não se estendem para fora de sua galáxia hospedeira. Essas estruturas são o jato que é a estrutura mais luminosa da radiofonte, o lobo composto do material do jato que ao ser “perdido” para o meio interestelar se resfria ao sofrer expansão adiabática, e contra-lobo que é visto no lado oposto da propagação do jato, Estas estruturas são observadas na imagem do quasar 3C14, o qual é uma fonte extensa (figura 1.2) sendo que ao Norte visializa-se o contra-lobo e ao Sul tem-se o jato com o lobo em sua parte mais externa. (ANDREOLLA, 2002 e LÜDKE, ANDREOLLA & COELHO, 2004)

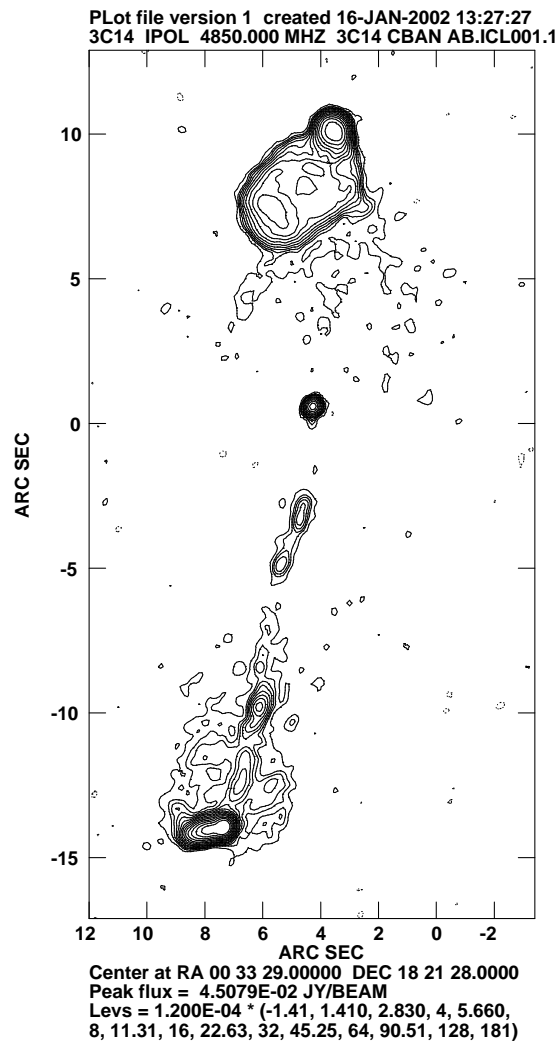


Figura 1.2: A figura mostra as estruturas vistas em rádio do quasar 3C14 em 5GHz, obtida com o VLA. (ANDREOLLA, 2002)

Uma radiofonte compacta tem medida linear projetada $< 15 \text{ kpc}$ ($H_0 = 100 \text{ kms}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$,

$q_0 = 0.5$) com $P_{2,7\text{ GHz}} > 10^{26} \text{ WHz}^{-1}$. Uma grande quantidade de fontes com amostras limitadas de fluxo em rádio (pois poucos objetos são bem resolvidos com VLBI), como as do catálogo 3CR, parece não ser bem resolvida ou ligeiramente resolvida pela interferometria convencional, cujo tamanho angular é menor que 2 - 3 arcsec e apresenta espectro rádio íngreme ($\alpha > 0.5$). Essas fontes são chamadas *Compact Steep-Spectrum Sources* (CSS) e ocupam uma proporção de 15% a 20% entre as radiofontes de alta potência, galáxias e quasares, dependendo da frequência, com redshift, $z = 0.2$.

A natureza de objetos CSS's é enigmática. A maioria das CSS's não podem ser fontes cujas dimensões máximas foram reduzidas por efeitos de projeção, pois sua emissão em rádio é confinada em escala linear $\leq 5 - 15 \text{ kpc}$. Se considerarmos que radiogaláxias e quasares evoluem com o corpo da radiofonte crescendo dentro do meio interestelar, as radiofontes CSS se apresentariam em um estágio inicial de desenvolvimento e eventualmente evoluiriam para radiofontes normais, cujos jatos possuem dimensões que excedem 80 kpc (“evolution scenario”). Outra hipótese é que elas poderiam consistir em uma classe separada dos objetos, quando uma condição não usual do meio interestelar (ISM), com densidade mais alta e/ou turbulência, poderia impedir que as estruturas vistas em rádio aumentem para dimensões maiores, ou seja, as estruturas seriam confinadas permanentemente pelo ISM, impedindo que o plasma escapasse da galáxia hospedeira (“frustration scenario”).

Recentemente, estimativas de idade das CSS's (MURGIA, *et. al.*, 1999) mostraram que são objetos jovens, com menos de 2×10^6 anos, e a escala de tempo de atividade típica do núcleo é de aproximadamente 5×10^7 anos. Então, as CSS são uma pequena fração, aproximadamente 5%, da população que está na fase inicial, constituindo objetos jovens (FANTI, C. & FANTI, R., 1993). A idéia pioneira de evolução de radiofontes pode ser vista em Carvalho & O’dea (2002).

1.3 A radiação sincrotrônica

Para o presente estudo, adotei a radiação sincrotrônica como principal mecanismo de emissão em quasares CSS's. O contexto no qual a teoria é empregada é importante para a interpretação das imagens em rádio que serão produzidas para esta tese.

Um elétron relativístico de massa de repouso (m) e carga (e) espirala, ao longo de uma

linha de campo magnético, emitindo radiação eletromagnética na direção do seu movimento instantâneo. Este mecanismo de radiação é chamado de radiação sincrotrônica, e é o mecanismo dominante de emissão de radiofontes extragalática compactas. A radiação é emitida em um cone com abertura angular $\psi \sim mc^2/E$, onde E é a energia do elétron. Um observador, cuja linha de visada é perpendicular ao campo magnético, vê uma série de pulsações de curta duração e com o período igual ao inverso da frequência de rotação do elétron. A superposição dos pulsos com um ensemble de elétrons com distribuição de energia tipo lei de Potência (equação 1.3) mostra um espectro contínuo de rádio à raios X moles (figura 1.3).

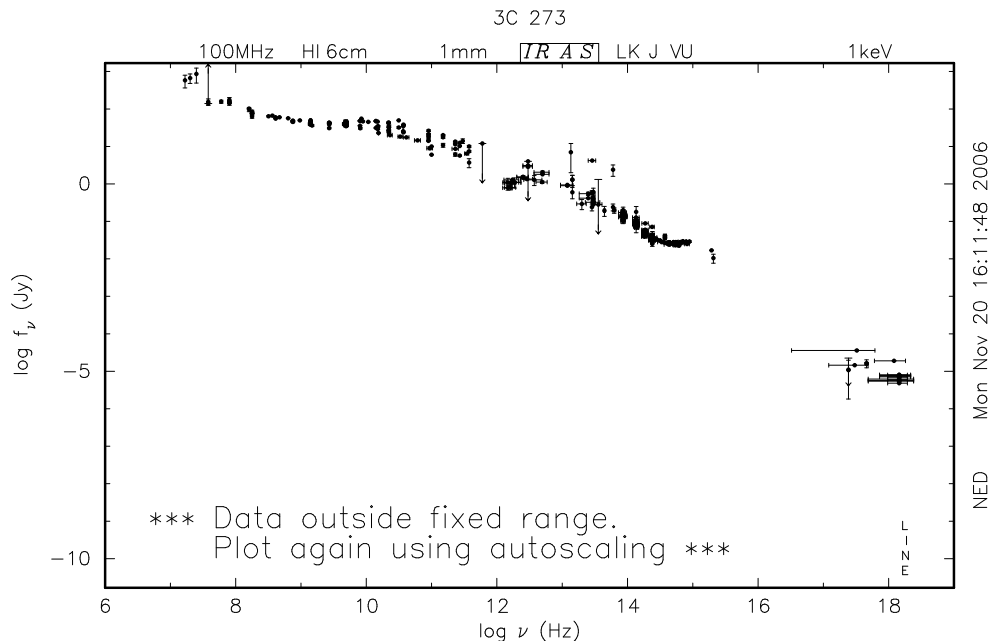


Figura 1.3: A figura mostra a distribuição espectral de energia (SED), de rádio à raios X, do quasar mais próximo, 3C273. (NED, 2006)

O espectro observado para um gás de elétrons relativísticos consiste em componentes de frequência tão próximas que o espectro pode ser considerado contínuo em relação às frequências nas quais a emissão é mais intensa (MOFFET, 1975),

$$\nu_c = \frac{3e}{4\pi mc} B_{\perp} \left(\frac{E}{mc^2} \right)^2, \quad (1.2)$$

onde B_{\perp} é a componente do campo magnético perpendicular à velocidade do elétron, e E é a energia do elétron.

O campo elétrico irradiado até o observador pode ser derivado do potencial vetor retardado e da potência escalar do elétron em movimento. Pacholczyk (1970) mostrou que a radiação é elipticamente polarizada, com o eixo secundário da elipse de polarização paralelo à projeção do campo magnético sobre o plano perpendicular à propagação da onda. Portanto isso é o que se esperaria ver em uma radiofonte qualquer sem a rotação de Faraday induzida pelo meio interestelar.

Em um campo magnético homogêneo, que faz um ângulo ϑ em relação à linha de visada (“pitch angle”), somente os elétrons com ângulos de campo (o ângulo constante entre a velocidade do elétron e o campo magnético) no alcance $\vartheta \pm \psi$ contribuem para a radiação observada. Os vetores de campo elétrico emitidos por elétrons, com ângulos maiores que ϑ , têm rotação oposta quando comparada à emissão de elétrons com ângulos de campo menor que ϑ . Se a distribuição de velocidade dos elétrons é isotrópica, a polarização da radiação produzida apresenta somente uma componente de polarização linear perpendicular à direção do campo magnético. As características espectrais desta radiação é da forma da lei de potência, sendo, o fluxo da radiação eletromagnética ($S(\nu)$) produzido da frequência de observação (ν) com o índice espectral da radiação dado por α , conforme a equação (1.1) já mencionada.

É habitual também supor uma distribuição de energia na forma da lei da potência para os elétrons relativísticos da radiofonte, com índice de energia δ :

$$N(E) = N_0 E^{-\delta}. \quad (1.3)$$

Tal espectro de energia da lei da potência produz um espectro da frequência da lei da potência para a radiação sincrotrônica, que é vista em quasares em qualquer escala linear de tamanho nas estruturas compactas das radiofontes. Neste caso, ambos os índices são relacionados entre si, conforme a equação (1.4)

$$\delta = 1 + 2\alpha. \quad (1.4)$$

Para um conjunto de elétrons com distribuição de velocidade isotrópica e espectro de energia da lei da potência em um campo magnético homogêneo, a emissão na direção de ϑ (por unidade de volume, frequência e ângulo sólido) pode ser encontrada (PACHOLCZYK, 1970) por:

$$\epsilon_\nu(\vartheta) = C_2(\delta)N_0(B\sin\vartheta)^{(\delta+1)/2} \left(\frac{\nu}{C_1}\right)^{(1-\delta)/2} \left[1 \pm \frac{\delta+1}{\delta+7/3}\right] \quad (1.5)$$

onde

$$C_1 = \frac{3e}{2\pi m^3 c^5} \quad (1.6)$$

e

$$C_2(\delta) = \frac{\sqrt{3}}{32\pi} \frac{e^3}{mc^2} \frac{\delta+7/3}{\delta+1} \Gamma\left(\frac{3\delta-1}{12}\right) \Gamma\left(\frac{3\delta+7}{12}\right). \quad (1.7)$$

A dependência angular ϵ_ν surge somente da magnitude da componente do campo magnético perpendicular à velocidade do elétron. A polarização depende do processo de emissão do plasma: o sinal mais baixo do último termo da equação (1.5) corresponde à polarização linear perpendicular para a projeção do campo magnético e vice-versa.

Para quasares próximos como 3C273 e 3C120, verifica-se que os elétrons relativísticos também podem produzir emissão em raios X e ótico (MEISENHEIMER, 2001). Para frequências abaixo da frequência de corte, a fonte é opticamente espessa e o índice espectral $\alpha = -2.5$, sendo independente do índice de energia (δ). Em frequências extremamente altas, a fonte se torna opticamente fina. Se a densidade das partículas é alta ($n_e > 10^8 \text{ cm}^{-3}$), as colisões entre os elétrons relativísticos e entre eles e o campo de radiação são importantes. Esse processo, em que os elétrons perdem energia para os fótons, normalmente é chamado de Compton inverso (IC) ou “synchrotron self-Compton (SCC)”. Nesses quasares, observações diretas da emissão em raios X do jato permitem inferir uma temperatura de plasma na ordem de 10^{12} K . Assim, a densidade de fótons fica tão alta que os elétrons perdem energia catastróficamente e esfriam muito rápido (KELLERMANN & PAULINY-TOTH, 1969). Isso limita a temperatura de brilho intrínseca de radiação sincrotrônica dos núcleos dos quasares para aproximadamente o mesmo valor. Assim, estes fótons difundidos aparecem em Raio-X, e a relação de intensidade de raios X, produzida pela emissão sincrotrônica em rádio (GOULD, 1979; MARSCHER, 1983), é relacionada com as propriedades cinemáticas de quasares e fontes sincrotrônicas poderosas como o quasar 3C345 (UNWIN *et. al.*, 1994; UNWIN *et. al.*, 1983) e as fontes 3C129 e 3C129.1. (Figura 1.4)

A origem dos halos de raios X é provavelmente um fluxo de resfriamento (“cooling flow”) no aglomerado de galáxias. Dessa forma, halos de raios X e fluxos de resfriamento

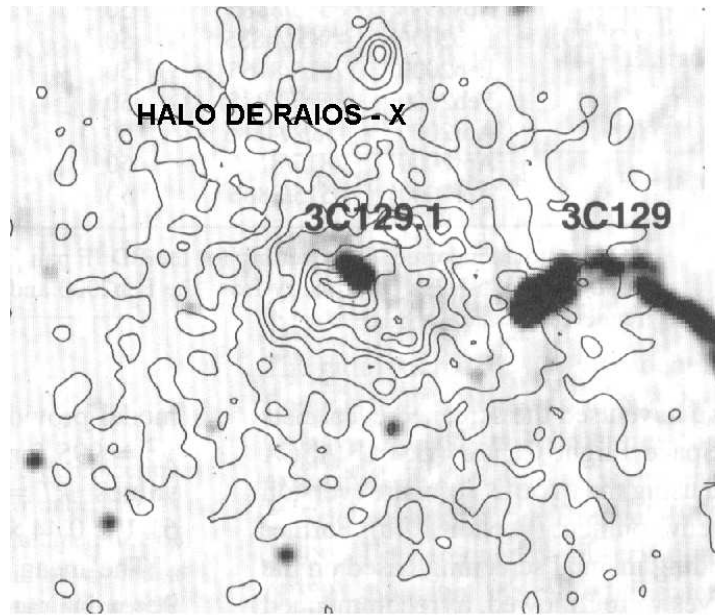


Figura 1.4: Estrutura do halo de raios X do aglomerado de radiofontes 3C129 e 3C129.1 que provoca rotação de Faraday em radiofontes (TAYLOR *et. al.*, 2001).

são os melhores candidatos a constituírem possíveis halos de matéria escura, os quais, pela interação com o plasma do jato, podem afetar suas propriedades observacionais. Mecanismo similar pode estar ocorrendo nos aglomerados de quasares distantes. (TAYLOR *et. al.*, 2001)

1.4 Radiofontes pesquisadas

As informações contidas nesta seção são uma revisão dos conhecimentos publicados, até a presente data, sobre as radiofontes que são objetos da pesquisa desta tese. Os resultados obtidos nesta pesquisa são apresentados a partir do capítulo 2.

3C43

A estrutura desta fonte foi discutida por Akujor, Spencer & Saikia (1991), e imagens com EVN+MERLIN em 1.6 GHz e foram apresentadas por Spencer *et. al.*, (1991). A imagem obtida pelo MERLIN em 5 GHz (figura 1.5 D) mostra o interior do jato curvo, estendendo-se à nordeste do núcleo. Possivelmente o jato seja distorcido devido ao choque com o meio interestelar (assume-se que o tamanho da componente seja menor que a ordem de dimensão de uma galáxia, ou seja, < 25 kpc). O núcleo desta radiofonte tem índice espectral $\alpha \leq 0.2$, e a componente mais brilhante tem $\alpha \propto 0.3$. A componente Norte,

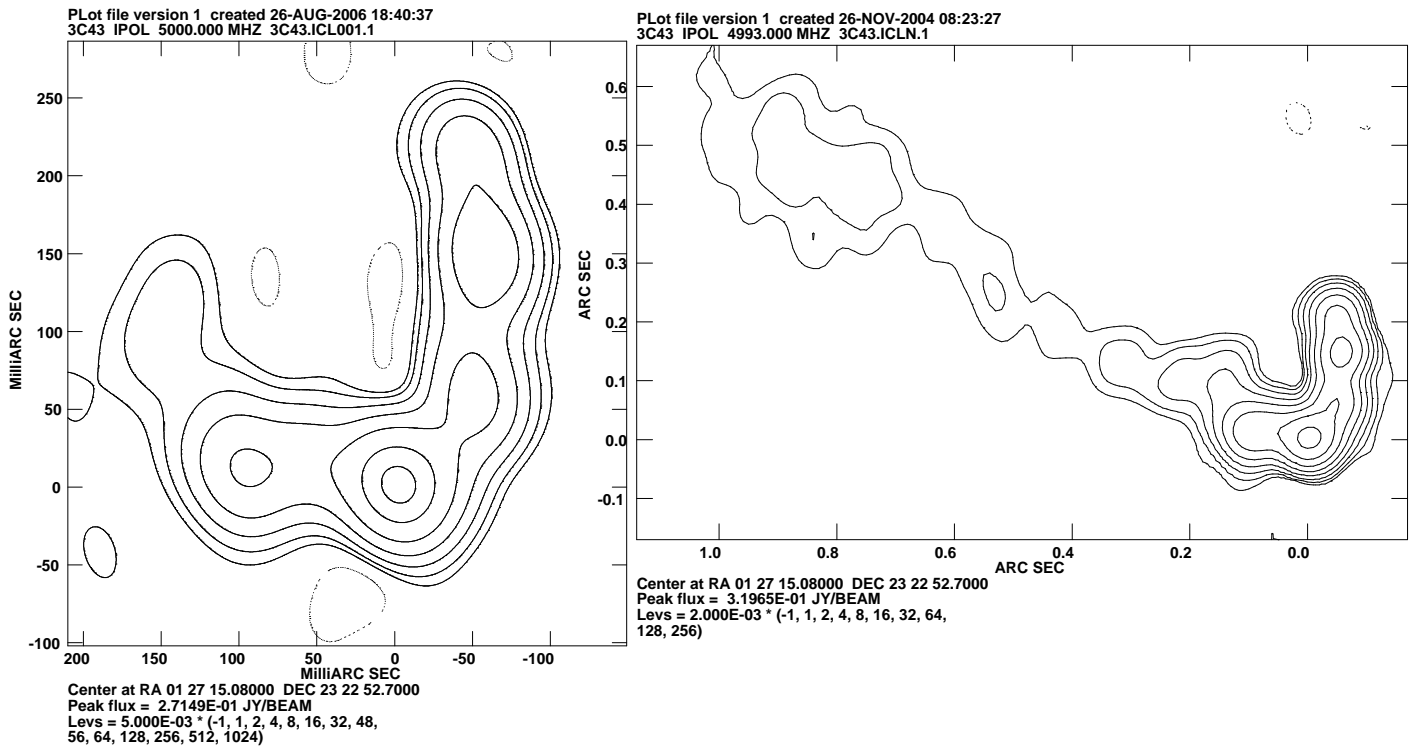


Figura 1.5: Imagem à esquerda mostra a curva do jato da 3C43 e a imagem à direita mostra o jato da 3C43 com o seu lobo, em 5GHz (LÜDKE, ANDREOLLA,2005).

vista por Spencer, *et. al.*, (1991) com intensidade de fluxo, $S_I \sim 62mJy$, também foi detectada para uma razão sinal-ruído baixa. Os vetores da polarização são similares ao padrão para 15GHz (VAN BREUGEL, *et. al.*, 1992), implicando uma Rotação de Faraday pequena para 5 GHz, e, conseqüentemente, o campo magnético propaga-se na direção do jato curvado. (LUDKE, *et. al.*, 1998). As imagens em 5GHz mostram as componentes do jato (figura 1.5 E), e jato e lobo (figura 1.5 D), desta radiofonte.

3C 119

Esta fonte mostra (figura 1.6) uma despolarização extremamente rápida entre 8.4 GHz, onde a polarização fracional integrada é 8.5 % e para 5 GHz a polarização cai para menos de um por cento. Possui uma estrutura espiral complexa que foi discutida em detalhe por Re-Dong, *et. al.*,(1991) mas a imagem do MERLIN mal resolve isto (LUDKE, *et. al.*, 1998).

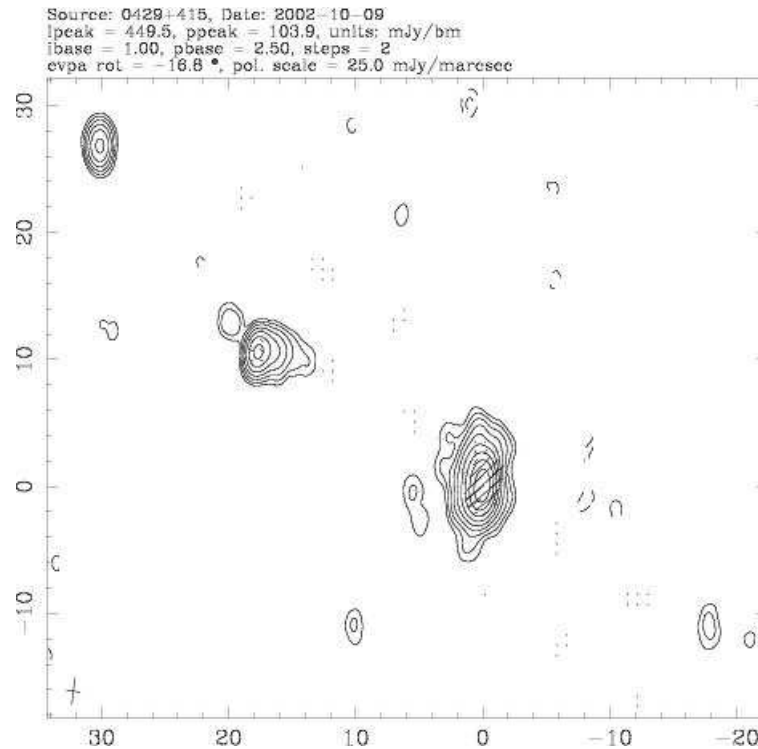


Figura 1.6: Imagem publicada da radiofonte 3C119 em 15 GHz. (BEASLEY, *et. al.*, 2002)

3C 147

Observações feitas com o MERLIN em comprimento de onda de 6 cm, de uma região superluminal feita por Lüdke, *et. al.*, (1998) mostram que a radiofonte CSS 3C147 possui um jato, um contra-lobo e uma região de emissão em rádio superluminal com propagação ortogonal à direção da expansão da radiofonte (figura 1.7). Sua polarização é de aproximadamente 0.4%, e, para 5GHz, a polarização fracional é menor que 0.1%. O jato relativístico mostra uma emissão não polarizada para alguns comprimentos de onda, sugerindo que a profundidade de Faraday pode ser muito curta. Seu redshift é $z = 0.544$ com índice espectral dos jatos, $\alpha \geq 0.6$, com uma medida linear projetada menor que 15 kpc. O material que provoca a rotação de Faraday no quasar 3C147 aparenta ser menos concentrado que na 3C119, o que pode estar associado com o casulo de plasma térmico ao redor do jato (NAN, *et. al.*, 2000). Esse fatores sugerem que 3C147 possui emissão nas três direções possíveis.

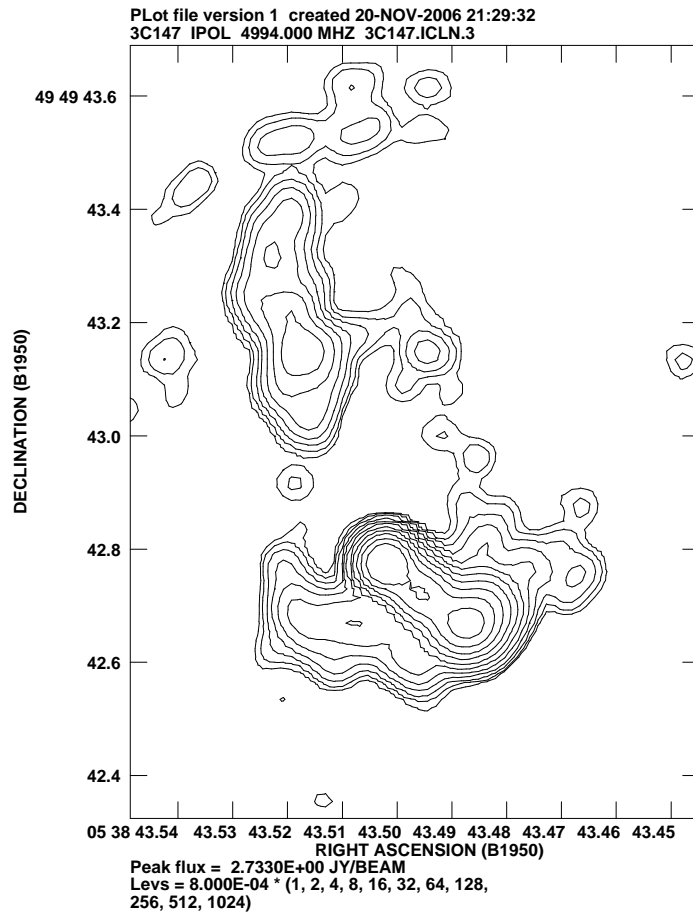


Figura 1.7: Imagem em rádio de 3C147 em 5 GHz (LÜDKE, *et. al.*, 1998).

3C 216

Esta radiofonte é uma CSS com $z = 0.67$, e apresenta movimento superluminal segundo Barthel, *et. al.*, (1988). A evolução apresentada por observações realizadas com VLBI, em quatro períodos diferentes, sugere que a componente superluminal desacelera a uma diferença de 13.3 pc de um período subsequente de observação. As propriedades desta radiofonte mostram (figura 1.8) que as componentes estendidas têm suas subcomponentes e espectro afetado pelo meio circunvizinho (VENTURI, *et. al.*, 1993).

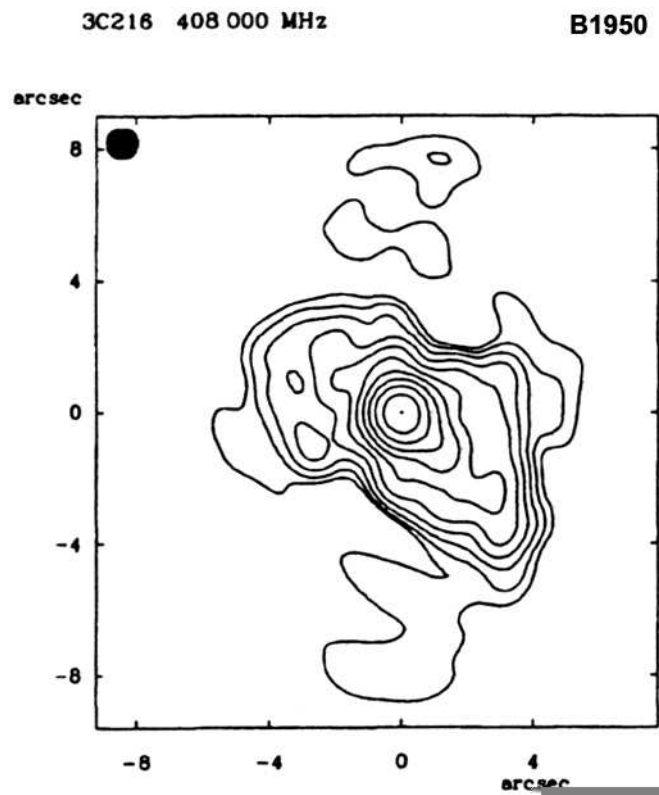


Figura 1.8: Imagem publicada da radiofonte 3C216 em 5 GHz realizada com o MERLIN. (REID, A., *et. al.*, 1995)

1.5 Objetivos

Esta tese de doutorado visa monitorar a distribuição da emissão rádio ao longo de jatos de quasares compactos, os quais fazem parte do grupo das radiofontes CSS, associados com intensas fontes de raios X e raios γ , ao longo de dois anos. Para isso foram empregadas técnicas de rádio interferometria de muito longa linha de base (VLBI), utilizado o “Very Long Baseline Array” (VLBA) norte-americano.

Informações que somente podem ser obtidas a partir de imagens em alta resolução espacial da intensidade total da radiação (S), da posição dos vetores de polarização χ e a fração de polarização linear m_l produzidas em várias frequências de observação, em intervalos de tempo de alguns meses, durante dois anos, serão apresentadas no intuito de prover dados sobre radiofontes CSS com movimentos superluminais.

Entretanto, na presente tese limitar-me-ei ao estudo dos seguintes aspectos:

- Comparar as propriedades da estrutura em rádio com resoluções menores que 10 milisegundos de arco e os valores de fluxo de partículas energéticas destes quasares, buscando as origens da variabilidade em ambos os fluxos radiativos, assim estabelecendo o cenário astrofísico da produção de energia;
- Relacionar as propriedades do campo magnético interno ao jato com a sua dinâmica magneto-hidrodinâmica, a fim de buscar refinamentos para a teoria de jatos relativísticos e os efeitos de campo magnéticos na sua propagação pelo meio interestelar;
- Analisar a distribuição da despolarização e a rotação de Faraday ao longo dos jatos compactos para inferir diversas propriedades astrofísicas e comparar as mesmas com as propriedades derivadas para jatos próximos para estabelecer a natureza dos quasares opticamente variáveis mais distantes;
- Estudar a distribuição da densidade eletrônica e campo magnéticos $n_e B_{//}$ no envelope interestelar que envolve os quasares para definir as propriedades dos halos de raios X que são indetectáveis com satélites de raios X e que podem provocar a rotação de Faraday e a despolarização da radiação sincrotrônica observada;
- Prover resultados a fim de explorar possíveis conexões entre a variabilidade em raios X e rádio em quasares altamente luminosos, disponibilizando os dados a grupos internacionais com interesses comum.

A motivação de trabalhar este tópico de pesquisa se deu ao fatos de este ser de grande interesse contemporâneo, tendo em vista as tecnologias recentemente desenvolvidas para estudos cosmológicos e que estão disponíveis como facilidades internacionais. Além disso, este um assunto é de grande interesse da comunidade científica uma vez que o VLBA é o melhor instrumento, atualmente, para pesquisar polarização em quasares distantes.

Diversos aspectos da teoria de plasmas relativísticos e a Física de produção de partículas energéticas por objetos jovens e buracos negros supermassivos poderão se beneficiar dos resultados observacionais que adirão deste trabalho de doutoramento, dentro do curso de Pós-Graduação em Física da UFSM (UFSM-CCNE-PGFIS).

Nesta tese, estudam-se as propriedades de emissão rádio do jato de quatro quasares compactos 3C43, 3C119, 3C147 e 3C216, a partir de imagens com o Very Long Baseline

Array (VLBA). O capítulo 1 resume as propriedades observacionais das radifontes extragaláticas e apresenta uma pesquisa de informações já publicadas sobre as radiofontes que são objetos de estudo desta tese. O capítulo 2 descreve o tratamento dedicado aos dados bem como instrumento e os métodos de calibração destes. O capítulo 3 explora e descreve a análise das imagens dos jatos das radiofontes pesquisadas, explorando as informações mostradas nas imagem obtidas das mesmas. O capítulo 4 apresenta a interpretação das imagens. Uma discussão geral e sumário das conclusões são apresentados no capítulo 5, bem como as perspectivas dos trabalhos a serem desenvolvidos posteriormente.

Capítulo 2

O Tratamento dos Dados VLBI

As imagens e resultados apresentados a partir deste capítulo são oriundos do estudo realizado para compor esta tese.

2.1 Obtenção e calibração dos dados

Os dados desta tese foram obtidos com telescópios em arranjo interferométrico e correlacionados no VLBA Correlator em Socorro, Novo México. As ondas provenientes da radiofonte são captadas pelos telescópios, e os dados digitalizados são gravados em fita (figura 2.1).

Ao passar pela ionosfera, as ondas sofrem uma diferença de fase devido às irregularidades da atmosfera provocadas por turbulência com efeitos na temperatura, densidade e índice de refração. Cada telescópio tem um relógio MASER de hidrogênio como padrão de tempo e frequência, que também fornece a base de tempo. Além de erros devidos ao atraso de sinal causado pela geometria da Terra e posições relativas entre as antenas com respeito à linha de visada da radiofonte e taxas de variação aleatória, os “drifts” dos relógios de MASER devem ser corrigidos para que as imagens possam ser obtidas a partir das visibilidades calibradas.

2.2 O equipamento utilizado

O Very Long Baseline Array (VLBA) consiste em um arranjo interferométrico de 10 antenas parabólicas de 25 metros de diâmetro com uso exclusivo para observações

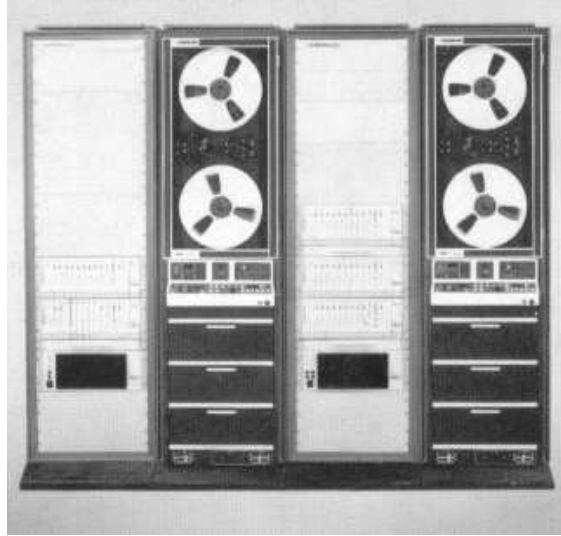


Figura 2.1: Correlacionador da estação VLBA, o qual reproduz os dados para obtenção das visibilidades.

empregando a técnica de rádio interferometria de muito longa linha de base (VLBI). Com uma linha de base máxima de 8450 km, o VLBA permite obter imagens em rádio de núcleos de quasares e radiogaláxias com uma resolução de 1,2 milissegundos de Arco (*mas*) em 5 GHz. Devido a sua grande agilidade, este arranjo interferométrico permite obter dados necessários para produção de imagens polarimétricas em múltiplas frequências diferentes dentro de um período de 12 horas de observações contínuas, correspondendo a três rolos de fita por radiotelescópio.

As observações desta tese foram feitas com chaveamento em três bandas alocadas para radioastronomia (L em 21-18 cm, S em 13 cm, e C em 6 cm), sendo que cada banda foi dividida em duas frequências (1,41049 e 1,72049 GHz na banda L, 2,11049 e 2,41049 na banda S e 4,60049 e 5,00049 GHz na banda C), resultando em seis imagens de intensidade total, fluxo linearmente e circularmente polarizado, além dos ângulos de polarização. Cada radiofonte foi observada em “scans” com 12 minutos de duração, enquanto os calibradores foram observados em apenas 4 minutos. Os sinais foram digitalizados, formatados em 2 bits de quantização e foram gravados em fitas de alta capacidade para obter os coeficientes de correlação, que são estimadores da função de visibilidade da radiofonte no plano (u,v) ,

que é o plano definido pela projeção do vetor linha de base no plano da radiofonte.

2.3 As observações

Os dados utilizados nesta tese foram obtidos através de observações feitas por Everton Lüdke e Willian Cotton, porém, a seleção das amostras e preparação dos arquivos de observação usando o programa SEHED (programa que terá os arquivos de observação de cada estação VLBI), bem como a calibração dos dados, a obtenção dos mapas e interpretação das imagens conforme as teorias astrofísicas de plasmas relativísticos, foi realizada por mim, sendo que os resultados estão apresentados no decorrer desta tese.

Para que os dados observados sejam bons, é necessário que antes da observação sejam feitos alguns procedimentos, entre eles a qualidade do apontamento das antenas, atrasos e posições. Para determinar a posição de apontamento da antena, faz-se a observação de potência total, observando o brilho da fonte intensa e observações interferométricas que permitem soluções de apontamento com base na antena, fornecendo maior precisão. (figura 2.4)

O erro de apontamento da antena resultará na diferença entre a posição de apontamento real (centro do feixe primário) e a posição desejada. Nossas observações foram feitas logo após testes de apontamento feitos em cada estação.

Em 08 de maio de 1998, foram realizadas as observações dos quasares 3C43, 3C119 e dos calibradores DA193, BL LAC e 3C84, sendo que este último é o calibrador secundário de amplitude. Em 06 de outubro de 1995, foram realizadas as observações das fontes 3C147 e 3C216. Como mencionado anteriormente, as observações foram feitas com o VLBA em 18, 13 e 6 cm de comprimento de onda, a fim de obter imagens polarimétricas em seis frequências diferentes. Estas observações mostraram que 3C147 e 3C216 apresentam componentes de movimento superluminal com alto valor da rotação de Faraday e que, portanto, são ótimos candidatos para estudos de variabilidade em raios X e rádio (LÜDKE, 1998a e 1998b). Seus jatos mostram também evidência de deflexão por meio interestelar denso que sugerem fortes processos de disrupção do fluxo relativístico (MENDOZA & LONGAIR, 2001; BEST, LONGAIR & RÖTTGERING, 1997) o que pode iniciar intensa produção de partículas de alta energia, conseqüentemente, liberando grandes quantidades de energia sob a forma de raios X ou raios γ . Assim, estas observações podem ser úteis para

definir uma amostra de quasares com núcleos VLBI ideais para estudos e monitoramento da atividade dos jatos e os efeitos de ondas de choque relativísticas, embora tentativas de seleção de amostras completas de quasares variáveis não são objetivos desse trabalho.

Os calibradores utilizados foram DA193 como calibrador de amplitude, BLLAC como calibrador de controle de Amplitude e 3C84 como calibrador secundário de amplitude e primário de “Fringe-Fitting”. Das observações feitas do calibrador 3C84, somente são mostradas as imagens do calibrador na banda L (figura 2.2).

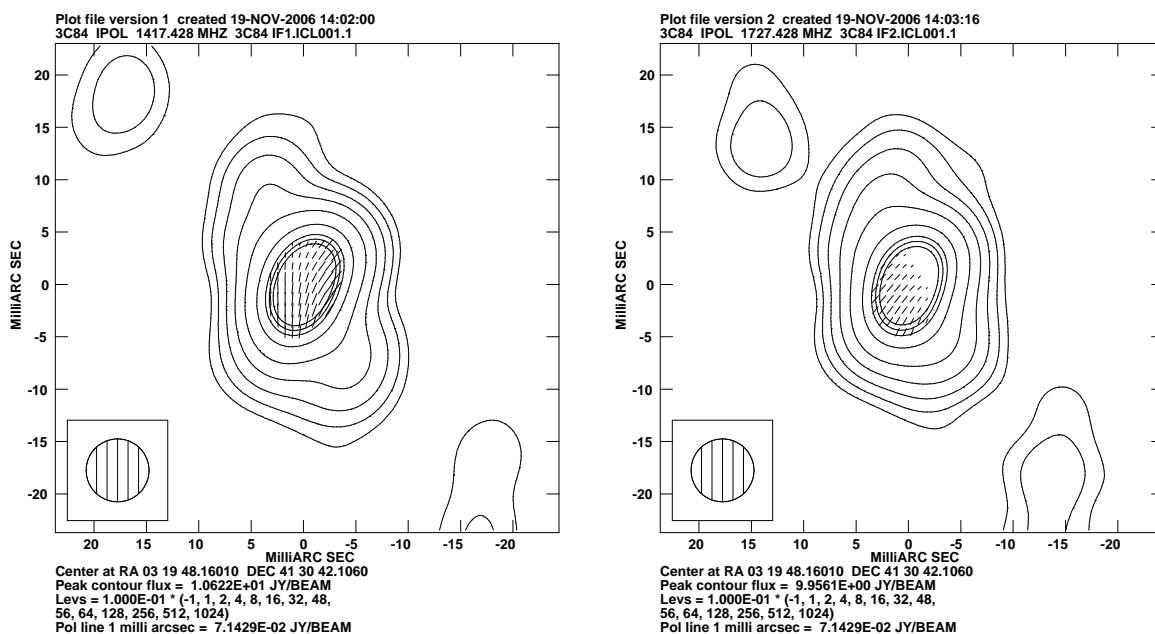


Figura 2.2: Calibrador secundário de controle de amplitude e primário de “Fringe - Fitting”

2.4 Calibração

As fitas (figura 2.1) contendo os dados foram colocadas no correlacionador, que utiliza um modelo geométrico para rotação da Terra para compensar atrasos em fase do sinais digitais de cada telescópio, assim eliminando efeitos de curvatura da Terra, geometria que gera o atraso (τ), fazendo, então, a correlação complexa, integrando no tempo com um período de 2 segundos de integração e obtendo as visibilidades complexas (V_{ij}), que são a amplitude em função do tempo e a fase em função do tempo. A fase varia de -180° a

+180°, e o perfil de variação da amplitude com o comprimento da linha de base depende da estrutura da fonte.

A seguir, os dados foram transferidos para o programa “Astronomical Information Processing System - AIPS” para dar continuidade ao processo de calibração e produção das imagens. O esquema apresentado na figura (2.3) mostra o funcionamento do sistema receptor de uma estação VLBA até a gravação dos dados. O fluxograma apresentado na figura (2.4) mostra as principais etapas, desde a obtenção dos dados até produção da imagem.

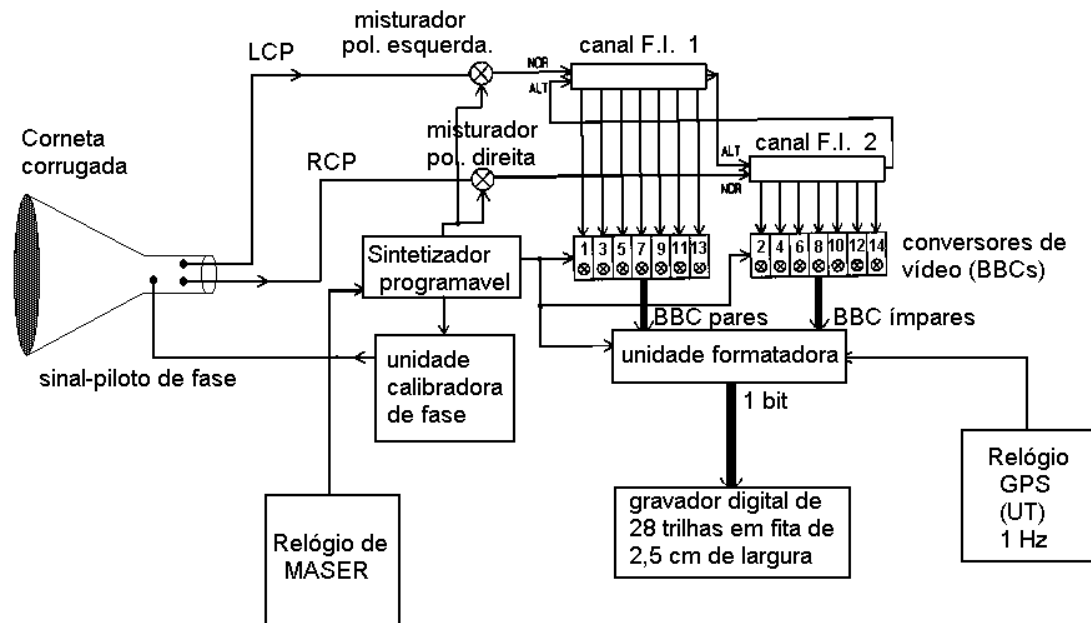


Figura 2.3: Esquema mostrando o funcionamento do sistema receptor de uma estação VLBA.

Para se produzirem os dados, é necessário fazer a calibração da banda, o que se faz através da tarefa BPASS do AIPS. Para isso, o procedimento é realizado partindo de um receptor, o qual nunca tem uma única banda, ou seja, ele possui uma banda de frequência que vai de zero a 32 MHz.

Essa banda é normalmente amostrada em canais de frequência de 2 MHz cada. O ganho (B_j), que é a banda passante em função da frequência, depende da frequência e

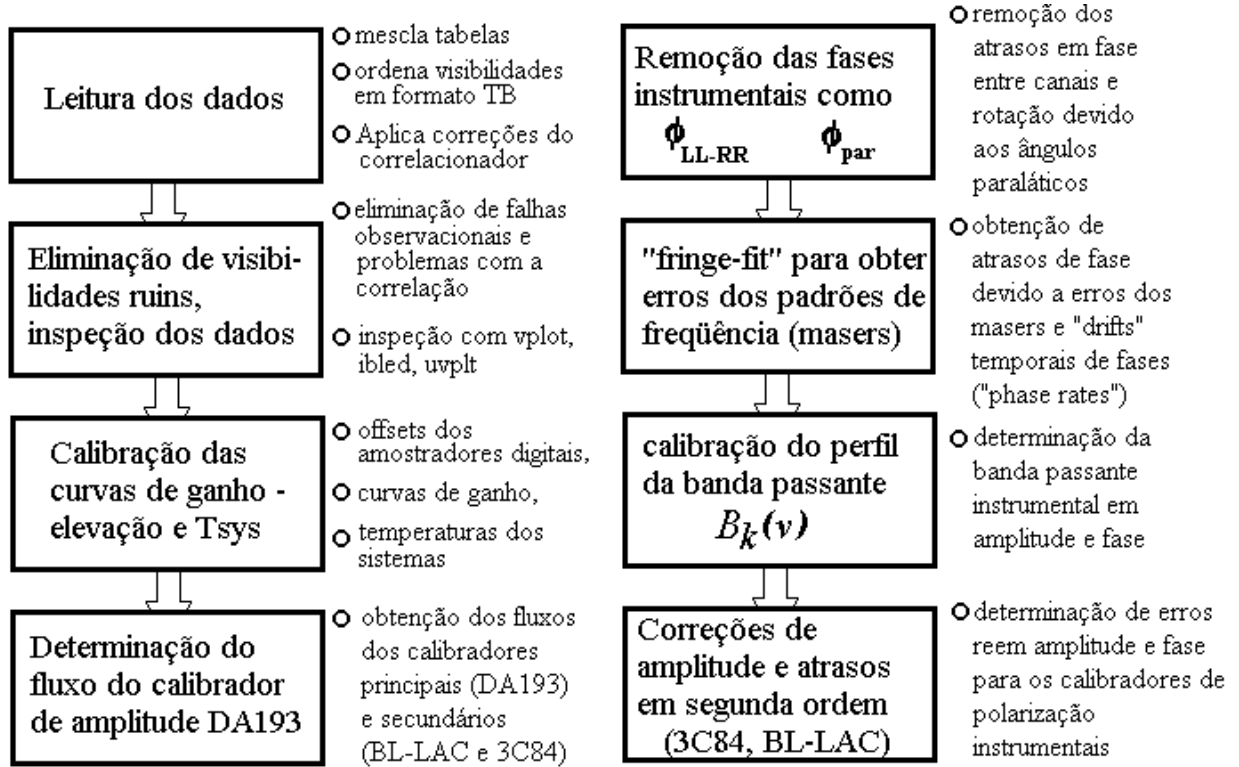


Figura 2.4: Esquema dos passos de obtenção e calibração dos dados

cada antena tem sua banda própria. Então, observa-se uma fonte com alta intensidade de fluxo ($> 2 \text{ Jy}$) e estável ao longo do dia, e diz-se que sua intensidade de fluxo é de 1 Jy e resolve o ganho para cada antena, pois é ele que nos dá a configuração das visibilidades, a qual informa a qualidade dos dados obtidos nas observações (figuras 3.1, 3.7, 3.14 e 3.16). Em seguida, faz-se uma correção de amplitude e fase ao longo da banda. Como a fonte é estável ao longo de 12 horas, basta observá-la por 15 minutos.

Feito isso, todas as antenas foram selecionadas e escolheu-se um "scan" para o calibrador 3C84 e BL-LAC, no caso a fonte forte e estável já citada acima, e aplica a tarefa BPASS que irá criar uma tabela BL#1. Quando se olham os dados da fonte que serviu de referência para uma antena, tem-se o ganho (B_j) e fase do ganho (ϕ_{B_i}), onde o ganho varia de acordo com as figura (3.1, 3.7, 3.14 e 3.16). Depois, quando aplicada a tabela BL#1, esta faz a correção do ganho, e a resposta deste em função da frequência se torna plano, pois o ganho deve ser constante ao longo da banda para ser ideal. Quando se coloca a fase corrigida, ao invés de a configuração ser íngreme, deve-se ter a configuração plana.

A fase e a amplitude, depois da correção, têm de serem constantes até 32 MHz. Ou seja, a primeira coisa a ser feita é escolher um bom "scan" e escolher uma antena de

referência para calcular as bandas com a tarefa BPASS.

O passo seguinte, consiste em fazer a calibração da amplitude e fase dos ganhos. Os ganhos de cada antena (B_i) e (B_j) variam com o tempo devido ao movimento das antenas, a atmosfera que atenua o sinal, e outros fatores que fazem com que os ganhos tenham problemas com a elevação, por isso a calibração dos ganhos se faz necessária. Para esta etapa da calibração, primeiramente é feita a aplicação do sinal “fase-cal” (ϕ), o qual é aplicado como se fosse um tom, sendo o mesmo comparado com um tom de referência, para verificar a variação. Ele mantém a fase sobre controle, e essa é uma correção que é feita durante o processo de correlação. Em seguida, faz-se a medida de comparação do ganho com o sinal de referência que é injetada na antena.

O VLBA tem um gerador local que manda um sinal para a antena de tempos em tempos, o qual mede o nível de ruído do sistema. Esse sinal tem a potência conhecida. Então, comparando esse resultado em todo o intervalo de tempo, tem-se uma idéia da variação desse ganho, o qual serve como padrão para comparação e é um sinal eletrônico artificial que é colocado e monitorado de tempos em tempos para ver como é que o ganho varia com a eletrônica. Fazendo essa medida, tem-se o ganho elevação, que é resultante da deformação do metal. Essa deformação faz com que o ganho mude de valor, e esse sinal é colocado nesta terceira etapa. O ganho elevação são polinomiais conhecidas dadas pela engenharia e são disponibilizados pelo observatório. Essas etapas são gravadas num arquivo de calibração produzido para cada antena, o qual é lido com a tarefa ANTAB ou ANCAL.

Nos nossos dados, se empregou a tarefa ANTAB para criar tabelas de correção. Em AIPS utiliza-se esses números que estão no arquivo e sobrepõe-se aos dados, criando, assim, a tabela SN#1, a qual contém os ganhos, que são inspecionados e interpolados com a tarefa CLCAL para todas as radiofontes e calibradores com “scans” contidos nos arquivos de dados.

Junto aos dados, vem um arquivo que informa se esses são ruins devido a condições atmosféricas e erros de apontamento. Ao rodar esse arquivo com a tarefa UVFLAG, ela apaga os dados ruins que foram identificados e cria uma tabela FG#1 que contém os dados ruins, ou seja, marca os dados que não devem ser lidos pelo AIPS quando for realizar as calibrações. Os que não foram identificados podem ser apagados visualmente. Para fazer esta detecção, tem de se fazer uma inspeção cuidadosa de cada antena. Isso foi feito

usando as tarefas UVFLAG E VBPLT.

As tabelas CL#1, SN#1e2, BL#1 e FG#1 foram geradas pelo AIPS e anexadas nos arquivos de dados.

As calibrações do correlacionador são feitas usando a tarefa ACCOR, a qual ajusta as “bias” dos amostradores digitais. Alguns pesquisadores, que dão suporte ao programa AIPS de NRAO, defendem que isso não precisa ser feito, pois, algumas vezes, a correção é de ordem tão pequena que não faz diferença alguma na hora de obter os dados. Na dúvida, para se ter maior tranqüilidade em relação aos resultados, aplica-se.

Outra correção necessária e importantíssima para se ter dados bons é a dos relógios de MASERS. Esses relógios estão em erro quando eles têm um atraso em frequência, em relação ao tempo absoluto devido a flutuações ocasionais, e então teremos uma correlação. Essa relação é feita com os relógios aos pares, ou seja, comparando atrasos de fase teóricos e experimentais, por comparação com modelos internos. Se o par de relógio não tiver um erro de frequência, se o erro é zero, tem-se o máximo valor possível da correlação.

Na medida em que os erros começam a flutuar, a intensidade do sinal cai e chega-se a um ponto, em que, se os erros ficam muito grandes, tem-se o coeficiente de correlação denominado de franja, que é a visibilidade em função dos erros dos relógios. Para compensar esses erros, observa-se novamente uma fonte de alto brilho aparente e, ao provocar mudanças nos relógios, vê-se se os dados mudam ou não. Ao fazer a comparação dos resultados obtidos encontram-se os erros. Tal procedimento é denominado ajuste da franja (“FRINGE-FITTING”), que é o efeito dos erros do relógio, ou seja, a franja em função dos erros.

Se os erros no relógio não foram removidos, o valor da amplitude das franjas estará em erro, e isso eleva a chance de uma medida inapropriada. Assim, o ideal é identificar os erros de cada relógio e corrigir para se ter o valor máximo. Esse efeito dos erros do relógio é feito com a tarefa FRING, a qual obtém soluções para os atrasos de tempo e taxas de variação dos atrasos em fases devido a erros de tempo e propagação. As melhores soluções obtidas são armazenadas em uma tabela SN#2.

Os erros que o modelo usado pelo correlacionador pode conter podem ser causados por erros na posição da fonte ou antena usada, erros no modelo em relação a Terra, erros no período medido em relação a cada antena ou erros no modelo atmosférico. A correção desses erros no modelo do correlacionador (figura 2.4) permite que os dados

sejam calculados pela média no tempo e frequência o que faz com que esses erros sejam reduzidos significativamente.

O “FRINGE-FITTING” é o processo que estima o erro e/ou erro residual. Muitos dos erros de atraso, nas fontes, no modelo do correlacionador podem ser separados das contribuições dadas por cada antena.

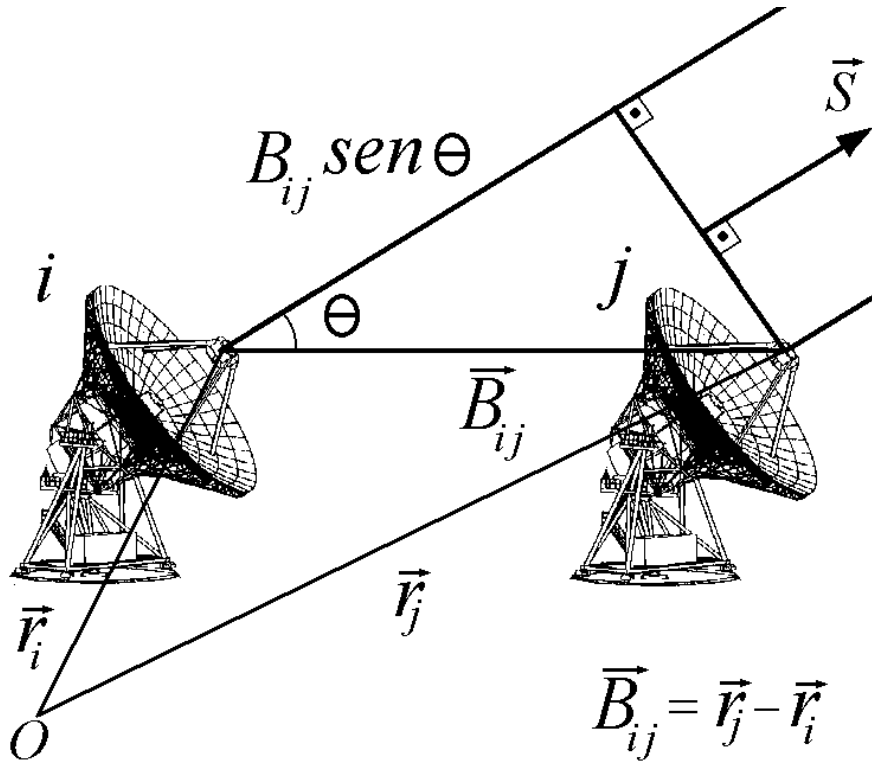


Figura 2.5: Imagem mostra o posicionamento das antenas para recepção dos dados vindos das radiofontes.

Os erros de fase para a linha de base entre as antenas i e j (figura 2.5) podem ser dados por:

$$\Delta\theta_{ij} = \theta_{i0} - \theta_{j0} + \left[\left(\frac{\partial\theta_i}{\partial\nu} - \frac{\partial\theta_j}{\partial\nu} \right) \Delta\nu + \left(\frac{\partial\theta_i}{\partial t} - \frac{\partial\theta_j}{\partial t} \right) \Delta t \right] \quad (2.1)$$

Os dados são produzidos pela transformada de Fourier no domínio da função do atraso das franjas, onde o linha de base do “FRINGE-FITTING” consiste em encontrar o ponto máximo do domínio razão-atraso, e usando a transformada de Fourier (figura 2.4 a qual mostra o funcionamento do correlacionador), obter $\partial/\partial\nu$ e $\partial/\partial t$. A aproximação dada na equação (2.1) para a fase residual como uma função da frequência é adequada para um período limitado de tempo.

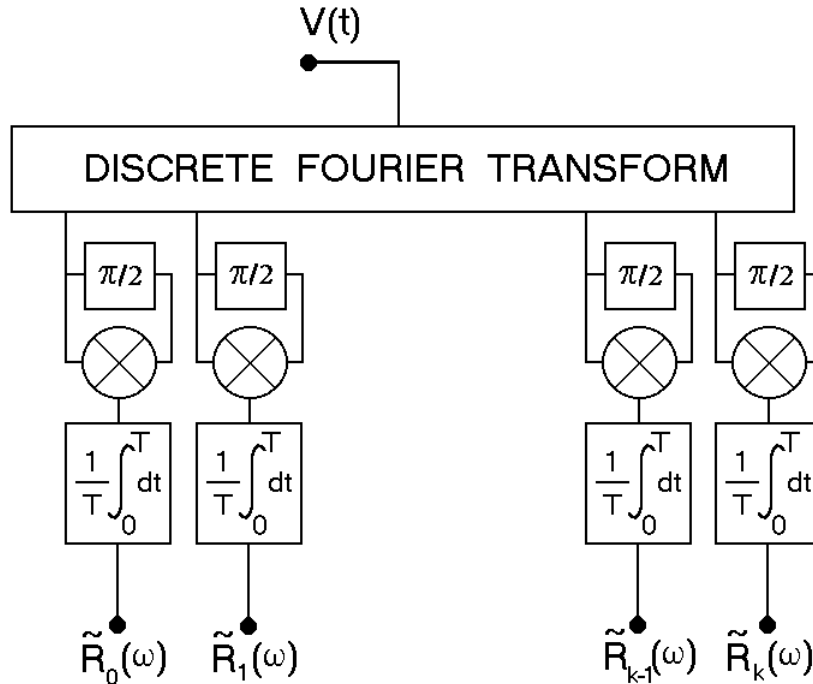


Figura 2.6: Esquema mostrando o funcionamento do correlacionador.

Depois que essas correções dos relógios forem aplicadas, a calibração dos dados está pronta. Então tem que se fazer a correção da polarização. Para isso rodamos as tarefas PCAL e PCCOR.

A tarefa PCCOR remove os ângulos paraláticos (figura 2.7). Como a fonte tem posição linear e está se movimentando no céu, tem o efeito de rodar as antenas, então se tem de corrigir os efeitos paraláticos, e o PCAL ajusta o modelo de contaminação da polarização para cada antena. Essa contaminação é devido ao fato de não se poder fazer uma separação perfeita dos campos elétricos da polarização circular direita e a circular esquerda. Como eles sempre se misturam, então se tem de separar eletronicamente. E isso se faz usando um calibrador que não tenha polarização, no caso deste trabalho o BLLAC (figura 2.8) ou DA193 (figura 2.7).

Quando se faz uma imagem da fonte que tenha polarização, vê-se um ângulo de polarização para uma fonte que é conhecida, no caso 3C119 (figura 2.9), que é uma fonte com um núcleo contendo Rotação de Faraday muito alta e bem conhecida (NAN, *et. al.*,

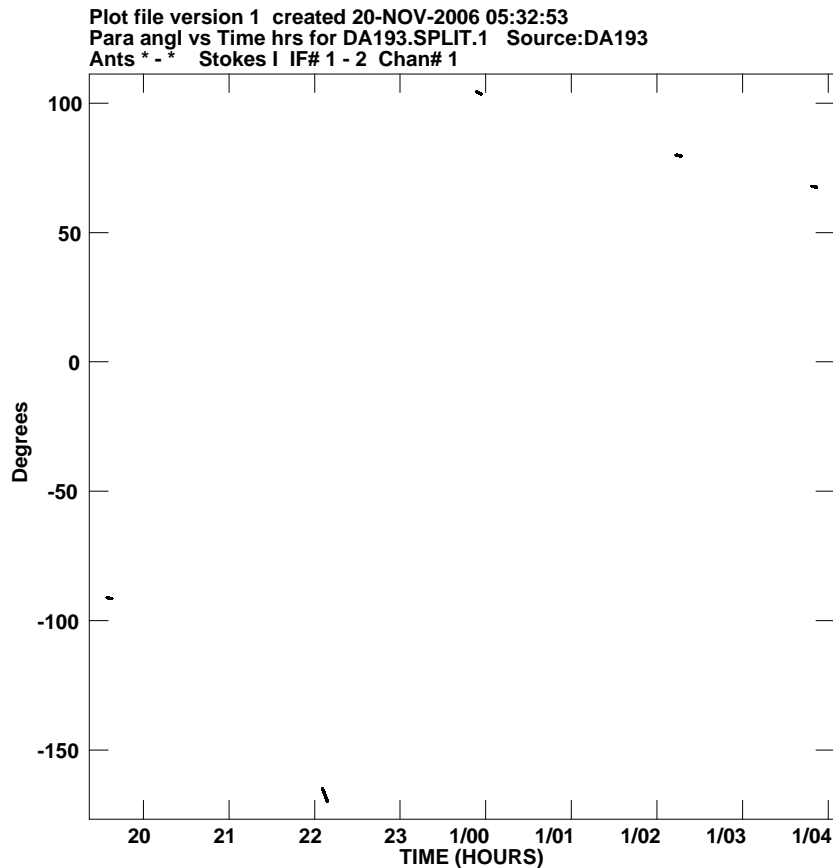


Figura 2.7: Ângulos Paraláticos medidos para o calibrador da polarização instrumental DA193, mostrando a boa cobertura obtida.

1999). Com isso obtém-se o ângulo que se esperaria e usa CLCOR. Ou seja, usa essa fonte como padrão e compara as outra com ela, aplicando uma correção de rotação de fase para as fontes.

Depois de feito isso, misturam-se todas as tabelas, SN#1, SN#2 e registra-se o resultado numa tabela CL#2. Para misturar todas estas tabelas, usa-se a tarefa CLCAL para mesclar as soluções. A tabela CL#1 vem junto com os dados e só é usada para criar a versão 2. E aqui é usada uma tarefa chamada CLCAL. No final, usa-se SPLIT para aplicar as correções e criar arquivos por fonte.

Ao usar SPLIT, pegam-se as correções e aplicam-nas para todas as fontes. Não é necessário fazer para cada fonte individualmente. Fazem-se as correções para os calibradores e depois aplicam-se, essas correções, para todas as fontes ao mesmo tempo. Ao aplicar SPLIT será criado um arquivo para cada fonte.

Depois, usam-se esses arquivos para fazer o mapa de cada uma, ou seja, para fazer a

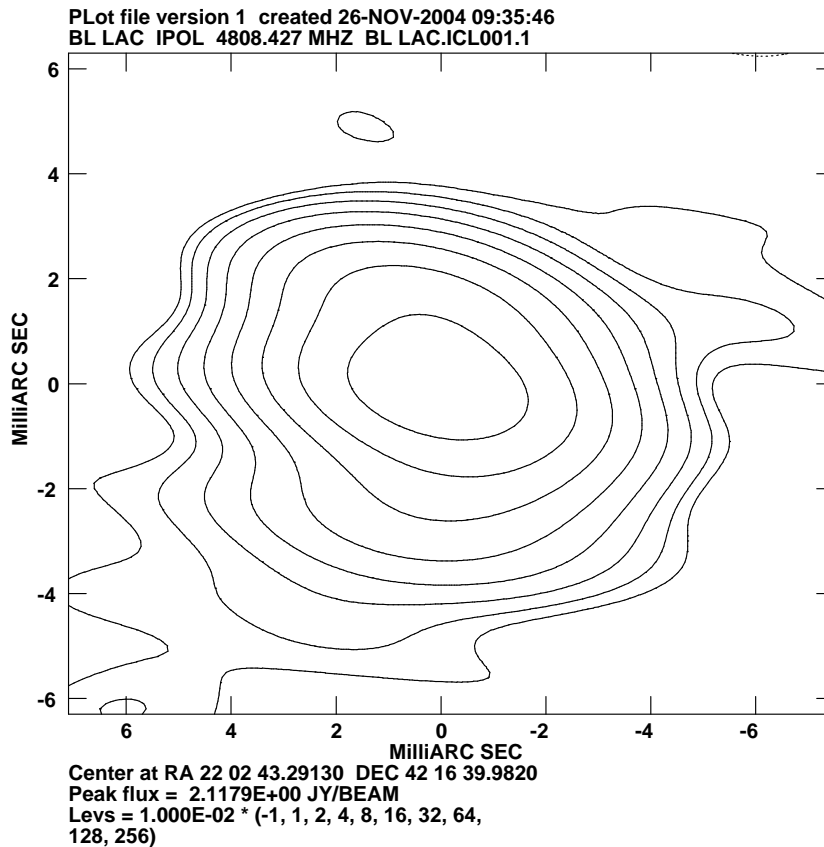


Figura 2.8: Imagem do calibrador BLLAC, calibrador de “fringe-fitting” em 5 GHz.

imagem de cada fonte com auto-calibração, que é o “SELF - CAL”, e usa-se “IMAGR” e depois interpreta as imagens. Na sequência, mede-se o fluxo, isola-se e mede-se o perfil e obtêm as informações pertinentes para o trabalho em questão.

2.5 Calibração da polarização

A razão de se fazer a calibração de fase e amplitude é remover o máximo possível os efeitos dos fatores atmosféricos e instrumentais que possam estar contidos nos dados. A calibração da polarização pode variar em magnitude e posição angular sobre a fonte e geralmente é linear e, portanto, deve ser tão precisa quanto a polarização de amplitude e de fase. (LÜDKE & ANDREOLLA, 2005)

A resposta do interferômetro à radiação polarizada incidente a partir de uma região do céu é dada em termos dos parâmetros de Stokes: I, Q, U e V, sendo que o parâmetro I mede a intensidade relativa da onda tanto na polarização circular como na polarização linear. O

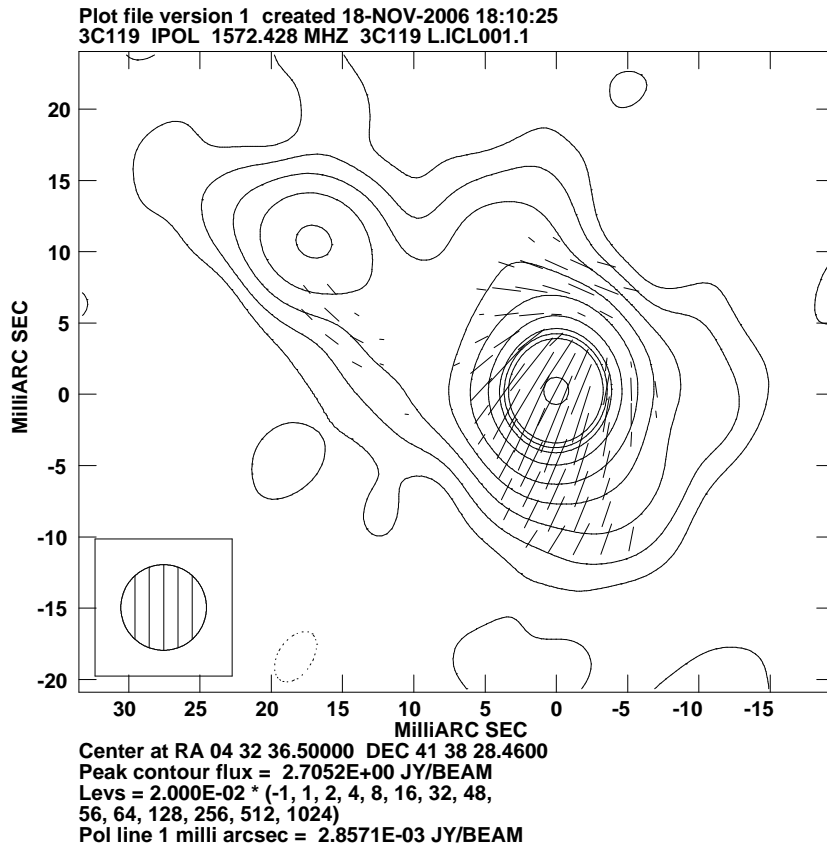


Figura 2.9: Imagen mostrando o ângulo de polarização da radiofonte 3C119.

parâmetro Q dá a preponderância da polarização linear em x sobre a polarização linear em y , enquanto U e V , na base linear, dão informações sobre a fase. V é a diferença entre as intensidades relativas das helicidades positivas (L) e negativas (R) em ondas circularmente polarizadas, enquanto que, na mesma base, Q e U referem-se às fases (JACKSON, 1975).

Os parâmetros de Stokes estão relacionados às amplitudes das componentes ortogonais do campo elétrico, \vec{E}_R e \vec{E}_L , normais à direção de propagação a partir de um ponto radiante. As componentes de polarização de uma onda eletromagnética são definidas pelas quantidades complexas

$$\vec{E}_R = \vec{E}_r e^{i(\omega t - \theta)} \quad (2.2)$$

e

$$\vec{E}_L = \vec{E}_l e^{i\omega t}, \quad (2.3)$$

onde θ é a diferença de fase entre as duas componentes polarizadas. Os caracteres maiúsculos (E_R , por exemplo) representam quantidades complexas, e os caracteres minúsculos (E_r , por exemplo) representam quantidades reais.

Os parâmetros de Stokes para uma onda eletromagnética são : (JACKSON, 1975)

$$I = \vec{E}_L \vec{E}_L^* + \vec{E}_R \vec{E}_R^* = \vec{E}_l^2 + \vec{E}_r^2 ; \quad (2.4)$$

$$Q = 2\vec{E}_l \vec{E}_r \cos\theta = \vec{E}_L^* \vec{E}_R + \vec{E}_L \vec{E}_R^* ; \quad (2.5)$$

$$U = 2\vec{E}_l \vec{E}_r \sin\theta = i(\vec{E}_L^* \vec{E}_R - \vec{E}_L \vec{E}_R^*) ; \quad (2.6)$$

$$V = \vec{E}_L \vec{E}_L^* - \vec{E}_R \vec{E}_R^* = \vec{E}_l^2 - \vec{E}_r^2 . \quad (2.7)$$

As equações de (2.4) a (2.7) podem ser usadas para fazer os produtos conjugados complexos $\vec{E}_R \vec{E}_R^*$, $\vec{E}_L \vec{E}_L^*$, $\vec{E}_L^* \vec{E}_R$ e $\vec{E}_L \vec{E}_R^*$ em termos de I, Q, U e V.

Os acoplamentos dos canais adjacentes são dados pelas equações

$$\vec{E}'_{jR} = \frac{\vec{E}_R + \vec{E}_L \epsilon_{jR}}{(1 + \epsilon_{jR}^2)^{1/2}} \quad (2.8)$$

e

$$\vec{E}'_{jL} = \frac{\vec{E}_L + \vec{E}_R \epsilon_{jL}}{(1 + \epsilon_{jL}^2)^{1/2}} , \quad (2.9)$$

onde $\epsilon_{jL} = \epsilon_{jL} e^{i\phi}$ e $\epsilon_{jR} = \epsilon_{jR} e^{i\phi}$ são os vetores de acoplamento dos canais adjacentes com amplitudes pequenas, na ordem de $0 \leq \epsilon_j \leq 1$.

As voltagens, (V), de saída das j antenas do arranjo são proporcionais à \vec{E}'_{jR} e \vec{E}'_{jL} e aos ganhos complexos, G_{jR} e G_{jL} , respectivamente:

$$V_{jR} = G_{jR} \vec{E}'_{jR} \quad (2.10)$$

e

$$V_{jL} = G_{jL} \vec{E}'_{jL} . \quad (2.11)$$

Escrevendo os sinais detectados em termos dos parâmetros de Stokes para as N antenas, temos:

$$RR = \frac{1}{2} \sum_j^N \sum_k^N \left\{ \frac{G_{jR} G_{kR}^*}{\sqrt{(1 + \epsilon_{jR}^2)(1 + \epsilon_{kR}^2)}} \left[I(1 + \epsilon_{jR} \epsilon_{kR}^*) - V(1 - \epsilon_{jR} \epsilon_{kR}^*) + \right. \right. \\ \left. \left. + (Q + iU) \epsilon_{jR} + (Q - iU) \epsilon_{kR}^* \right] \right\}; \quad (2.12)$$

$$LL = \frac{1}{2} \sum_j^N \sum_k^N \left\{ \frac{G_{jL} G_{kL}^*}{\sqrt{(1 + \epsilon_{jL}^2)(1 + \epsilon_{kL}^2)}} \left[I(1 + \epsilon_{jL} \epsilon_{kL}^*) + V(1 - \epsilon_{jL} \epsilon_{kL}^*) + \right. \right. \\ \left. \left. + (Q - iU) \epsilon_{jL} + (Q + iU) \epsilon_{kL}^* \right] \right\}; \quad (2.13)$$

$$RL = \frac{i}{2} \sum_j^N \sum_k^N \left\{ \frac{G_{kL} G_{jR}^*}{\sqrt{(1 + \epsilon_{kL}^2)(1 + \epsilon_{jR}^2)}} \left[Q(1 + \epsilon_{kL}^* \epsilon_{jR}) + iU(1 - \epsilon_{kL}^* \epsilon_{jR}) + \right. \right. \\ \left. \left. + I(\epsilon_{kL}^* + \epsilon_{jR}) + V(\epsilon_{jR} - \epsilon_{kL}^*) \right] \right\}; \quad (2.14)$$

$$LR = \frac{i}{2} \sum_j^N \sum_k^N \left\{ \frac{G_{jR} G_{kL}^*}{\sqrt{(1 + \epsilon_{jR}^2)(1 + \epsilon_{kL}^2)}} \left[Q(1 + \epsilon_{jR} \epsilon_{kL}^*) - iU(1 - \epsilon_{jR} \epsilon_{kL}^*) + \right. \right. \\ \left. \left. + I(\epsilon_{jR} + \epsilon_{kL}^*) + V(\epsilon_{jR} - \epsilon_{kL}^*) \right] \right\}. \quad (2.15)$$

Para separar os efeitos da fonte e da polarização instrumental usa-se o modelo da aproximação linear:

$$\frac{R_1 L_2}{R_1 R_2} \alpha \quad M_{12} e^{-2i\phi_2} + D_1 R^{2i\phi_{12}} + D_{2L}^*, \quad (2.16)$$

ond $M_{12} \equiv P_{12}/I_{12}$ é a polarização fracional na linha de base e $\phi_{12} \equiv \phi_1 - \phi_2$.

Um modelo alternativo para a resposta das antenas é assumir que cada alimentador responde à polarização elíptica, que é conceitualmente idêntico ao modelo linear. A parametrização da resposta é dada por:

$$G = \hat{e}_x \left[\cos\theta \cos(\phi + \chi) - z \sin\theta \sin(\phi + \chi) \right] + \hat{e}_y \left[\cos\theta \sin(\phi + \chi) + z \sin\theta \cos(\phi + \chi) \right], \quad (2.17)$$

onde \hat{e}_x e \hat{e}_y são vetores unitários, θ é o ângulo de elipticidade, χ é a orientação da elipse, e ϕ é o ângulo paralático. A resposta de um dado interferômetro pode ser dada pela correlação observada, F_{jk}^{obs} :

$$\begin{aligned} F_{jk}^{obs} = & g_j g_k^* \{ RR_{jk} \left[(\cos\theta_j + \sin\theta_j) e^{1(\phi_j + \chi_j)} \right] \times \left[(\cos\theta_k + \sin\theta_k) e^{1(\phi_k + \chi_k)} \right] \\ & + RL_{jk} \left[(\cos\theta_j + \sin\theta_j) e^{-1(\phi_j + \chi_j)} \right] \times \left[(\cos\theta_k - \sin\theta_k) e^{-1(\phi_k + \chi_k)} \right] \\ & + LR_{jk} \left[(\cos\theta_j - \sin\theta_j) e^{1(\phi_j + \chi_j)} \right] \times \left[(\cos\theta_k + \sin\theta_k) e^{1(\phi_k + \chi_k)} \right] \\ & + LL_{jk} \left[(\cos\theta_j - \sin\theta_j) e^{1(\phi_j + \chi_j)} \right] \times \left[(\cos\theta_k - \sin\theta_k) e^{-1(\phi_k + \chi_k)} \right] \}. \end{aligned} \quad (2.18)$$

Os efeitos de calibração da fase são dados por:

$$g_R = e^{-1(-\phi - \chi_R + \chi_R^{\tau e \rho})} \quad (2.19)$$

e

$$g_L = e^{-1(-\phi - \chi_L + \chi_L^{\tau e \rho} + \chi_{R-L})}, \quad (2.20)$$

onde χ_{R-L} é a diferença de fase.(AARON, 1997).

Utilizando o calibrador não polarizado DA193, obtive os valores da elipticidade e orientação para as antenas do VLBA, com uma margem de erro menor que 1%. Os valores integrados da rotação de Faraday de 3C119 (figura 2.9) obtidos com observações disponíveis com o Very Large Array em 21, 18, 6 e 3,6 cm foram empregados para obter os ângulos dos vetores de polarização, que foram compensados para cada radiofonte, adicionando-se um atraso de fase no canal L de cada dado, usando a tarefa CLCOR do AIPS. Desta forma, se corrige de um ângulo arbitrário para o verdadeiro ângulo médio dos vetores de polarização da radiofonte, pois diferenças constantes entre as fases dos canais direito e esquerdo de cada frequência intermediária são removidas.

2.6 Produção das imagens em polarização

Após isso, os dados foram extraídos com todas as calibrações aplicadas e imagens-modelo da distribuição do parâmetro de Stokes “I” foram obtidas, utilizando as técnicas de imageamento híbrido que emprega ciclos alternados do algoritmo “CLEAN” e auto-calibração em fase. A tarefa do AIPS denominada SCMAP foi empregada para obter as imagens da intensidade total de fluxo em cada frequência.

Após os modelos finais terem sido obtidos com um bom ajuste às visibilidades e a remoção de mais pontos de dados ruins, as imagens definitivas em polarização foram realizadas com o método CLEAN complexo para se ter a distribuição dos parâmetros de Stokes Q e U.

Em AIPS, a combinação das imagens dos parâmetros de Stokes é feita com a tarefa COMB, produzindo as imagens de m_l e χ para cada comprimento de onda de observação. A tarefa RM em AIPS interpola uma relação linear nos ângulos de polarização, produzindo a imagem final da medida de rotação ao longo da radiofonte.

Capítulo 3

As imagens

Quando uma radiofonte é observada e as dimensões angulares do feixe de antena são pequenas em comparação com as dimensões das irregularidades dos campos magnéticos do meio que produz a rotação de Faraday, não ocorre a despolarização da radiação, e a fração de polarização linear (m_l) dada pela equação (3.1), obtida pela combinação algébrica das imagens dos parâmetros de Stokes I , Q e U , é independente do comprimento de onda de observação (λ).

$$m_l = \frac{S}{S_P} = \frac{I}{P} = \frac{I}{\sqrt{Q^2 + U^2}} . \quad (3.1)$$

A fração de polarização linear (m_l) é uma quantidade que varia entre 0 (radiação não é polarizada linearmente) e 1 (radiação totalmente polarizada linearmente). Em ambos os casos, a polarização circular é desprezível por se tratar de radiação sincrotrônica produzida por um gás de elétrons relativísticos de baixa densidade.

O ângulo de rotação do vetor campo elétrico das ondas de rádio recebidas é dado por:

$$\chi = \left(\frac{1}{2}\right) \arctan \left(\frac{U}{Q}\right) . \quad (3.2)$$

Quando as irregularidades do plasma são resolvidas nas imagens de polarização, constata-se, em estudos observacionais de radiofontes estendidas, em aglomerados de galáxias, que o ângulo de posição do vetor de campo elétrico da radiação recebida (χ) obedece a uma distribuição linear:

$$\Delta\chi = \chi - \chi_0 = RM\lambda^2 . \quad (3.3)$$

Esta relação linear prevê que os ângulos de posição das imagens polarimétricas variam com o quadrado do comprimento de onda de observação e com a taxa de variação do ângulo de posição (χ). A variação do ângulo de polarização com o comprimento de onda ao quadrado e a constante de proporcionalidades é denominado medida da rotação de Faraday. Para radiofontes extragaláticas, a rotação de Faraday é produzida por um gás magnetizado e ionizado que constitui o envelope gasoso que envolve a radiofonte. Possui interação que é mais forte quando a radiação se propaga paralelamente ao campo magnético, produzindo uma diferença de velocidade entre os modos circulares e a onda eletromagnética. (ANDREOLLA & LÜDKE, 2004)

As imagens apresentadas a seguir são o resultado das observações feitas das radiofontes desta tese. Estas não mostram as estruturas do lobo e contra-lobo, uma vez que, nesta tese, visou estudar a morfologia dos jatos, ou seja, as imagens apresentadas são da região interna das radiofontes e de suas subcomponentes. Primeiramente, apresento as configurações das visibilidades indicando a qualidade dos dados obtidos e posteriormente os mapas em rádio das imagens dos jatos, produzidas a partir destes dados. As regiões que apresentam um maior número de contornos possuem maior intensidade de emissão de ondas na frequência de rádio, e em radioastronomia essa região é denominada como de maior brilho. Conseqüentemente as regiões que apresentarem menor número de contornos serão as regiões de menor brilho em rádio.

3.1 3C43

Pela configuração apresentada pelas visibilidades da 3C43 (figura 3.1), os dados obtidos são de boa qualidade para produzir imagens e, a partir disso, estudar a radiofonte, pois o sinal aumenta nas linhas de base mais curtas e decai com a distância, o que é típico de estrutura de radiofonte resolvida pelo conjunto interferométrico.

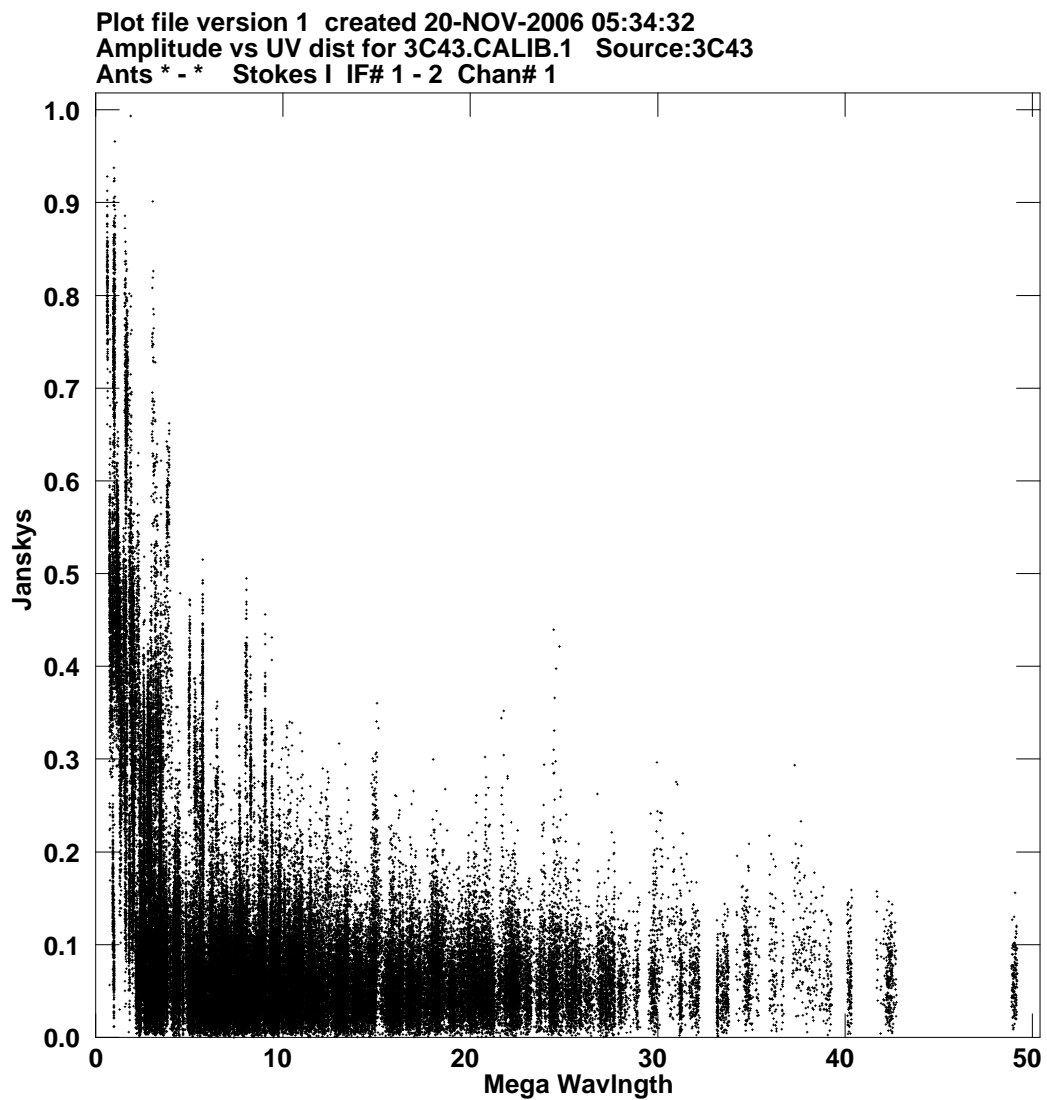


Figura 3.1: Figura mostrando a configuração das visibilidades da radiofonte 3C43.

Ao produzir as imagens da radiofonte 3C43, nota-se que sua estrutura é formada por um jato que, após percorrer a distância de aproximadamente 0,9 kpc, em relação ao núcleo, sofre uma mudança na direção de propagação de aproximadamente 90° , tornando-se um jato curvo. Essa curvatura ocorrer devido ao choque que o plasma relativístico sofre com o meio interestelar (Figura 3.2), pois o desvio na direção de propagação se dá por irregularidades do meio interestelar.

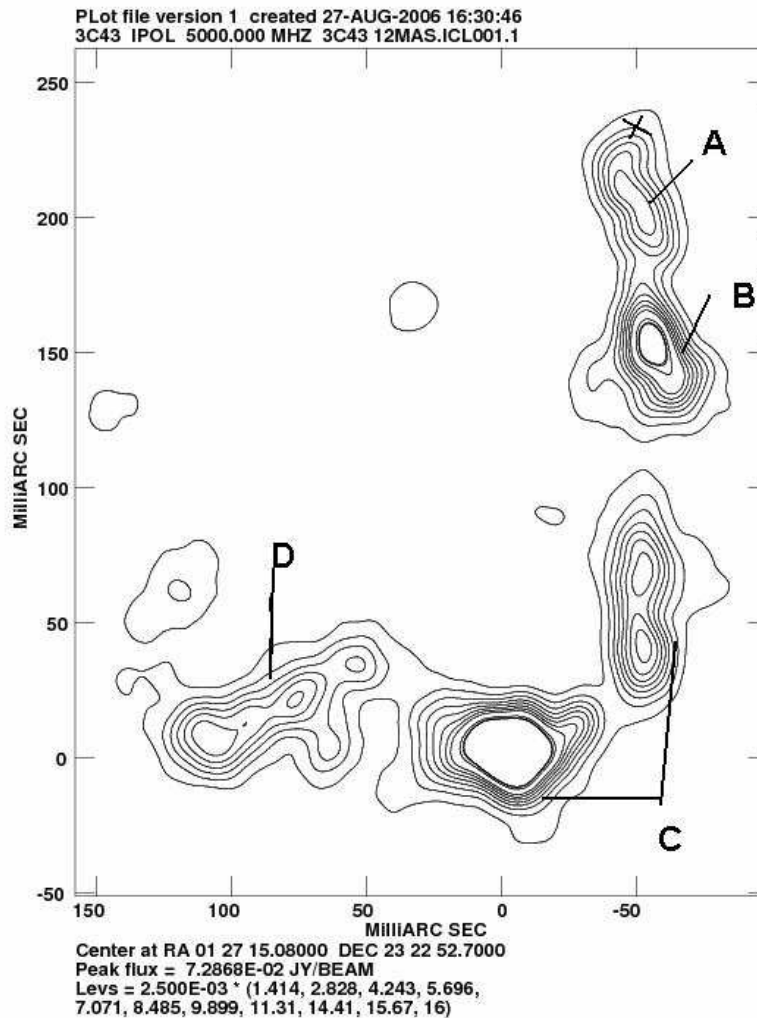


Figura 3.2: Imagem de 3C43 em 5 GHz mostrando as estruturas morfológicas do jato de 3C43, onde, as letras indicam suas subcomponentes: X - localização provável do núcleo, A - início da propagação do jato, B - Antes do início da dobra, C- Dobra e D - Região de menor brilho.

A figura (3.3) mostra que, na extremidade do jato, a intensidade de fluxo é baixa, pois são visualizados poucos contornos na imagem obtida desta estrutura. A presença de choque no fluido relativístico se evidencia pela presença de um nó de emissão visto na imagem mostrada nesta figura.

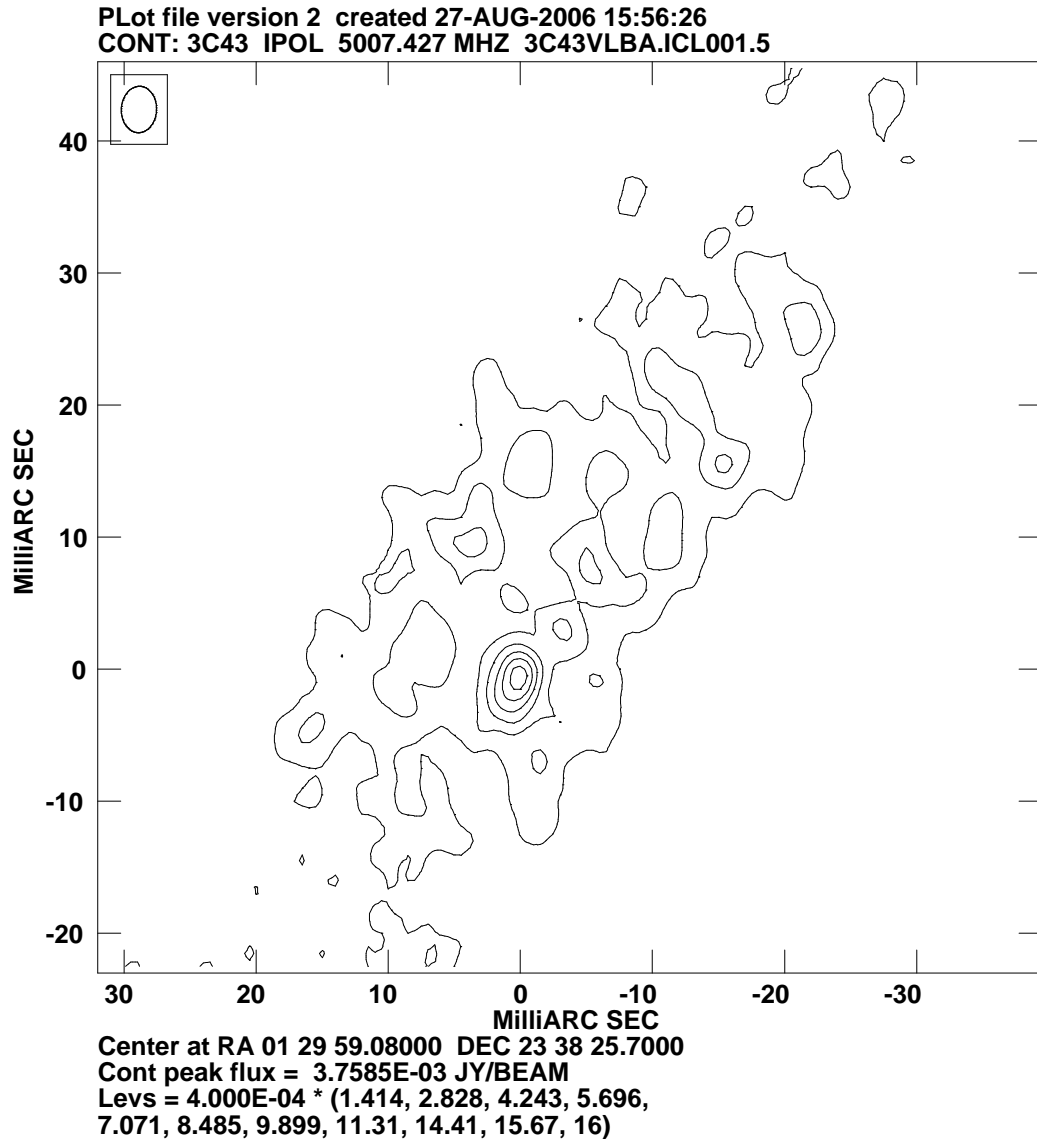


Figura 3.3: Imagem da extremidade de 3C43 (subcomponente D) feita com VLBA em 5 GHz

A figura (3.4) mostra que esta fonte apresenta polarização intensa na estrutura do jato antes de iniciar sua dobra, durante sua expansão. Nesta imagem, verifica-se que os vetores de campo elétrico (vetores de polarização) são paralelos ao eixo do jato e que, portanto, os vetores do campo magnético (B) são perpendiculares. A ausência de fluxo polarizado observada nos primeiros 800 pc h^{-1} do jato sugere forte despolarização por um meio denso com turbulência se refletindo em escalas menores que 0.1 pc h^{-1} .

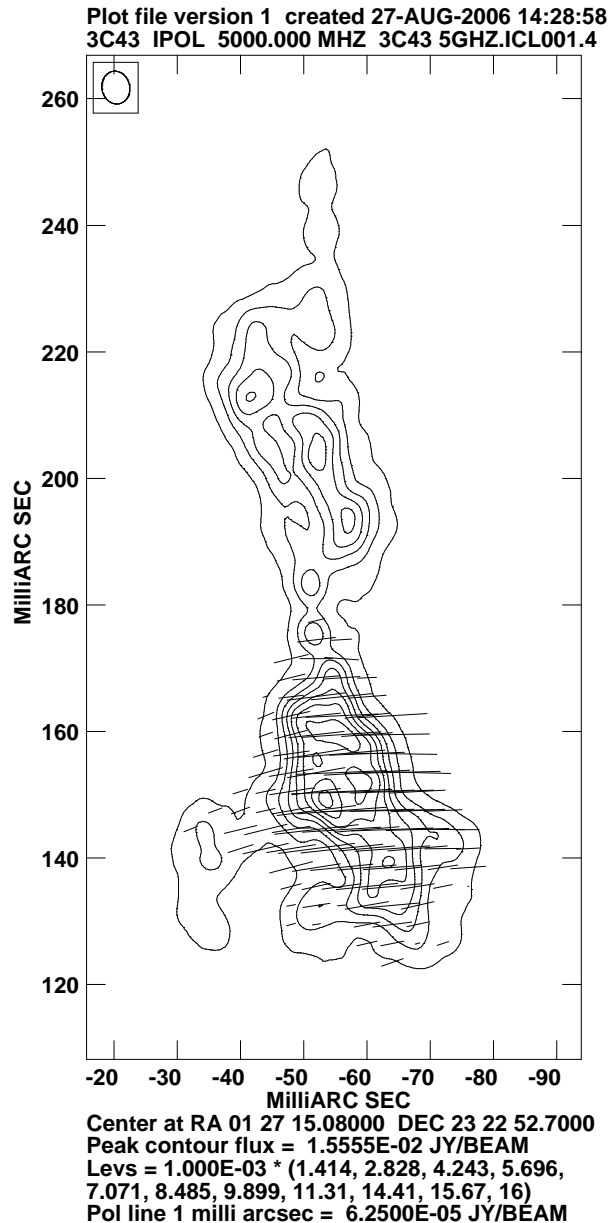


Figura 3.4: Imagem rádio da região próxima à curva do jato de 3C43 em 5 GHz, mostrando a polarização do jato antes de ocorrer a dobra (subcomponentes A e B).

Na imagem que detalha a dobra do jato, a polarização é observada na estrutura logo após ocorrer a curvatura do mesmo, como pode ser observado na figura (3.5). Nota-se que os vetores de polarização permanecem perpendicular ao eixo do jato e que a emissão polarizada aparece após a curva.

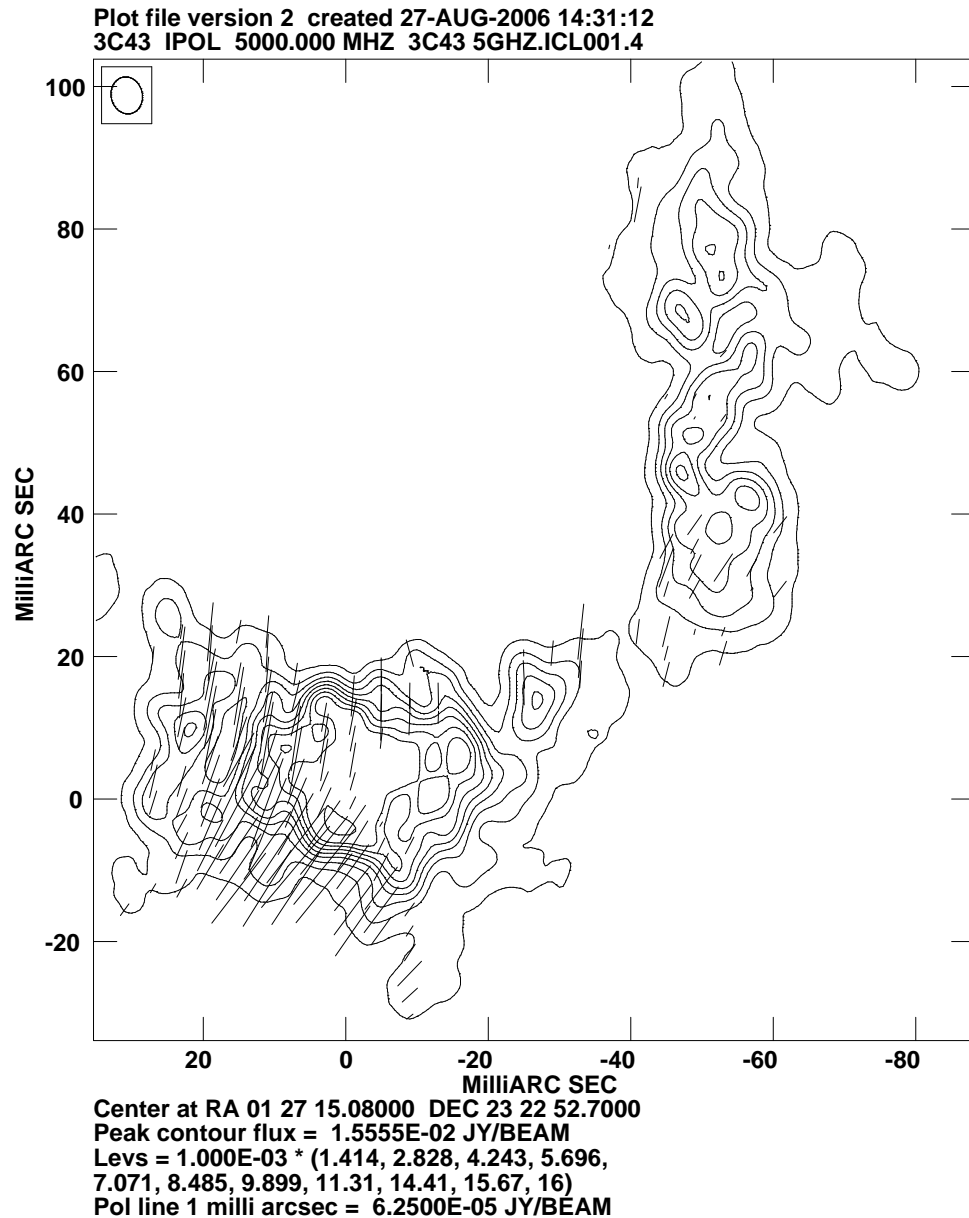


Figura 3.5: Imagem rádio de 3C43 em 5 GHz mostrando a polarização da dobra do jato (subcomponente C).

Conforme o jato vai se expandindo, sua polarização vai diminuindo, como pode ser visto na figura (3.6), a qual mostra a estrutura da extremidade do jato da 3C43 em 5 GHz, com baixa polarização. Conclui-se, então, em relação a 3C43, que, conforme o jato se expande, vai ocorrendo a despolarização devido ao meio tornar-se mais ativo para este fenômeno e que a intensidade de fluxo é máxima na dobra pois, a polarização, neste ponto, se apresenta mais intensa.

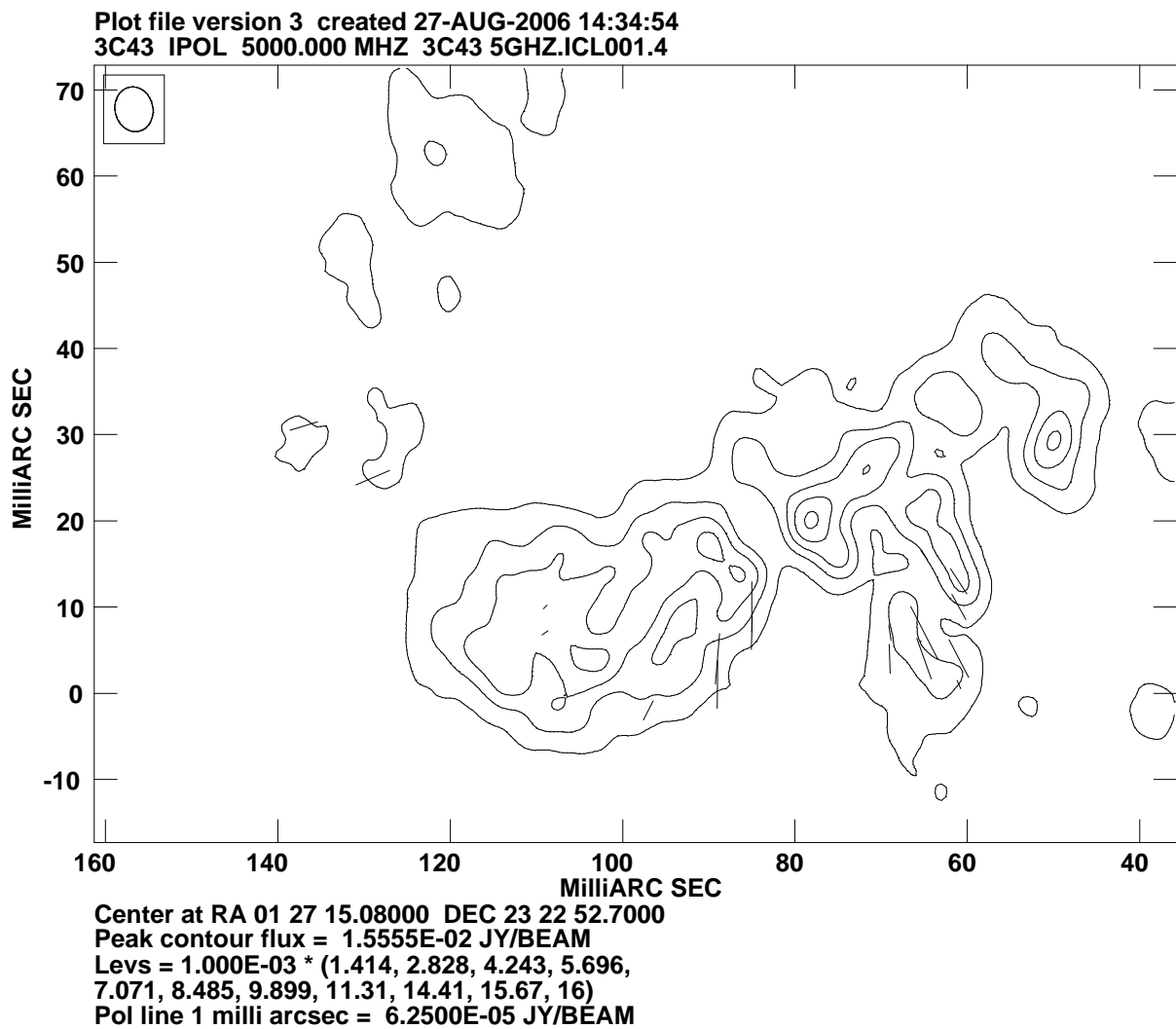


Figura 3.6: Imagem rádio da extremidade do jato de 3C43 em 5 GHz (subcomponente D).

3.2 3C119

A figura (3.7) mostra a configuração das visibilidades obtidas, pelos ganhos dos radio telescópios, nos dados proveniente das observações da radiofonte 3C119. Pela imagem, observa-se que os dados são de boa qualidade e que por isso a imagem produzida também será.

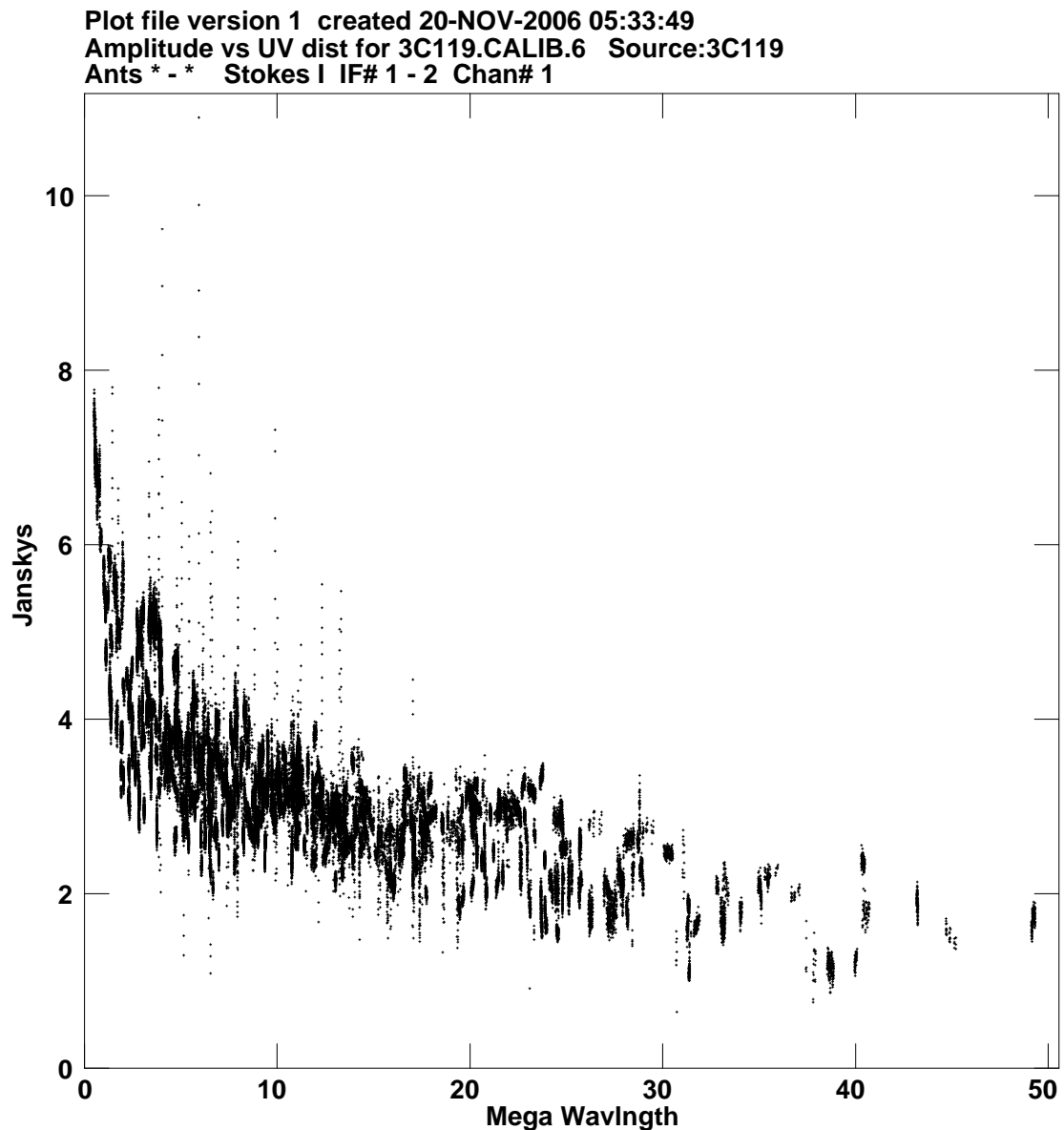


Figura 3.7: Figura mostrando as visibilidades da radiofonte 3C119.

A imagem rádio do jato da fonte compacta 3C119, em 1,5 GHz, mostra que sua emissão de radiação é baixa nesta frequência, pois sua imagem tem poucos contornos, como pode ser visualizado na figura (3.8). Esta imagem, em banda L, mostra que o mesmo torna-se curvo durante sua expansão, que seu ponto de maior intensidade de fluxo se encontra antes de iniciar a dobra e que nesta os contornos são quase invisíveis, ou seja, com pouco brilho em rádio.

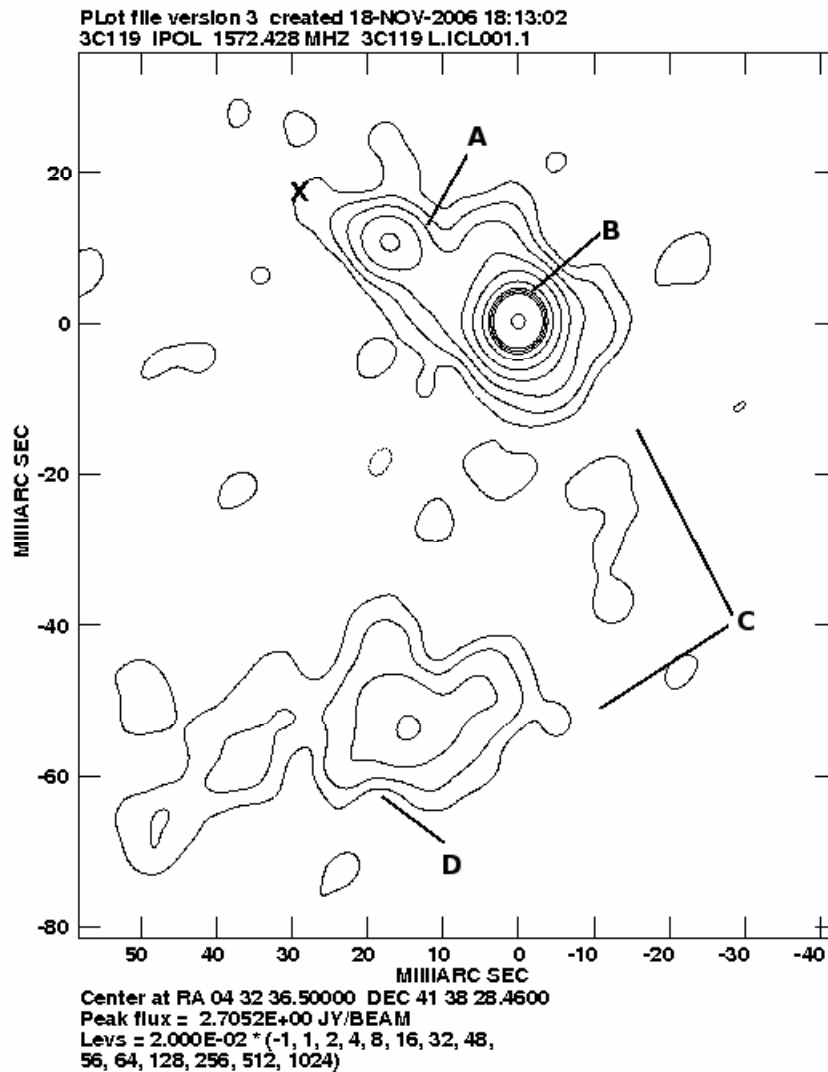


Figura 3.8: Imagem rádio do jato de 3C119 em 1,5 GHz. As letras indicam suas subcomponentes: X - localização provável do núcleo, A - início da propagação do jato, B - Antes do início da dobra, C- Dobra e D - Região de menor brilho.

Analisando a imagem da radiofonte compacta 3C119 em Banda S (figura 3.9), com frequência de 2 GHz, observa-se a base de emissão do jato (ponto onde o jato emerge do núcleo para o meio interestelar). Vê-se que, logo após, ela apresenta uma componente com fluxo intenso, visto que sua polarização é bem acentuada. Nota-se, também, que, após a dobra, a estrutura tem brilho em rádio quase imperceptível, e a dobra nem é visível nesta frequência.

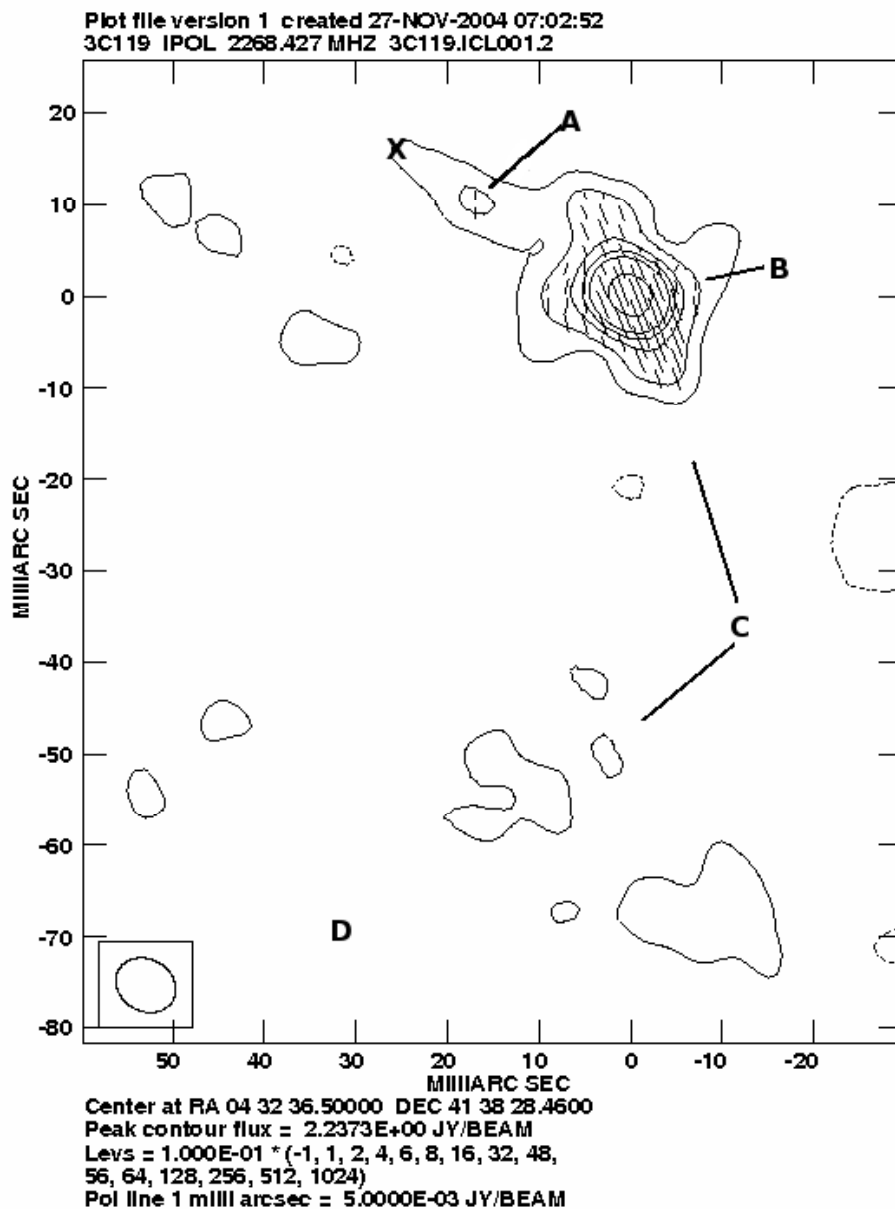


Figura 3.9: Imagem rádio do jato de 3C119 mostrando suas subcomponentes em 2 GHz.

A parte do jato da 3C119, antes de ocorrer a dobra, é mostrada em detalhe na imagem desta subcomponente em 1,4 GHz (figura 3.10). Ela mostra que, antes da dobra, o jato é polarizado, confirmando o que se vê na figura (3.9).

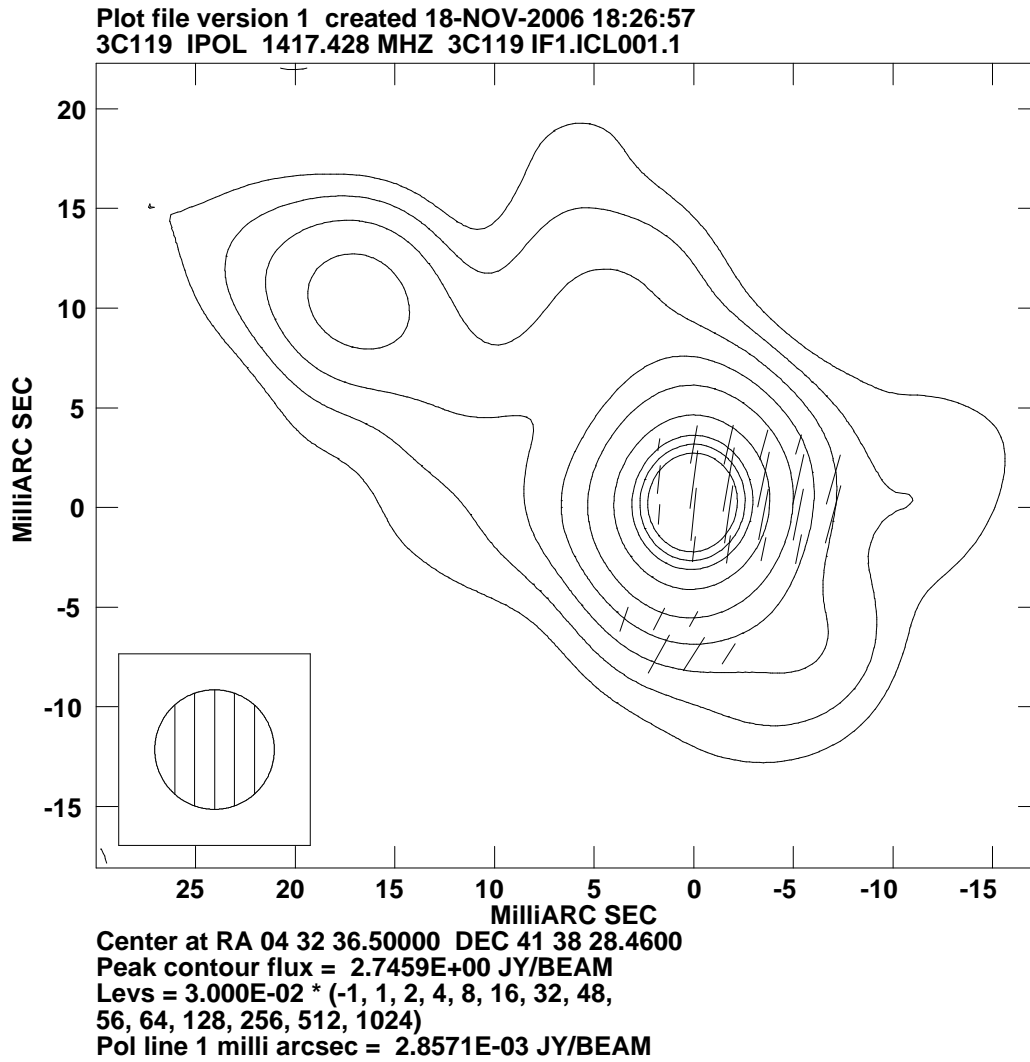


Figura 3.10: Imagem rádio mostrando a polarização das subcomponentes A e B, pouco antes de ocorrer a dobra do jato de 3C119, em 1.4 GHz.

A mesma estrutura, vista na figura (3.10), em 1.7 GHz, mostra que a polarização na dobra é bem intensa (figura 3.11). Comparando as figuras (3.10) e (3.11), vê-se que há variação na direção dos vetores de polarização, mostrando assim que esta componente sofreu rotação de Faraday e que a despolarização é evidente em uma região à $80h^{-1}$ pc do núcleo.

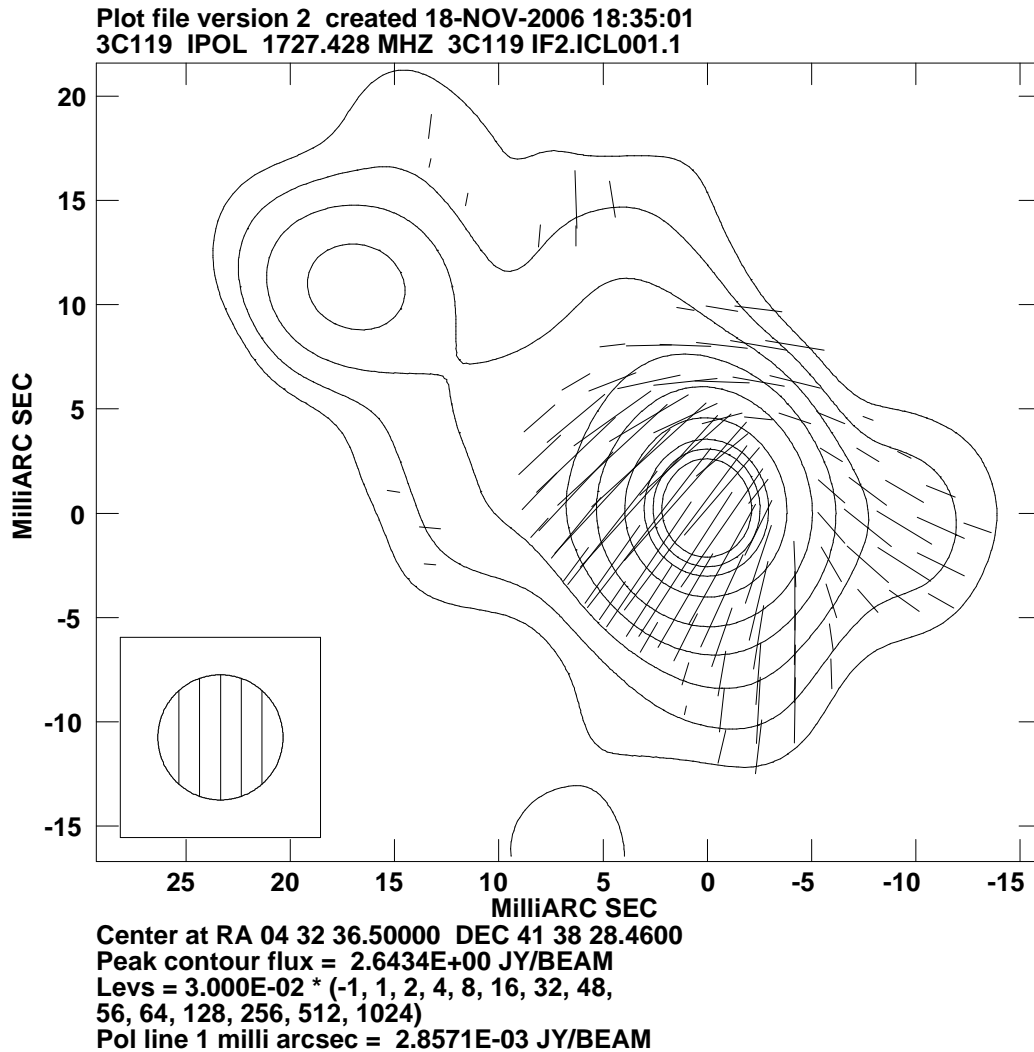


Figura 3.11: Imagem rádio mostrando a polarização das subcomponentes A e B do jato de 3C119 em 1.7 GHz.

A extremidade do jato da 3C119 (figura 3.12), em 1.4 GHz, apresenta polarização menos intensa que antes de ocorrer a dobra no jato, nesta mesma frequência (figura 3.10). Isso é indicativo de que o jato sofreu despolarização durante sua expansão e que a intensidade de fluxo é menor que a subcomponente antes de ocorrer a dobra, pois o número de contornos que se vê, nesta imagem, é menor. Nota-se também que os vetores de polarização mudam de direção durante a propagação do jato. Portanto, os vetores de campo magnético se alternam entre perpendiculares e paralelos em relação ao eixo do jato cuja estrutura se torna bastante distorcida.

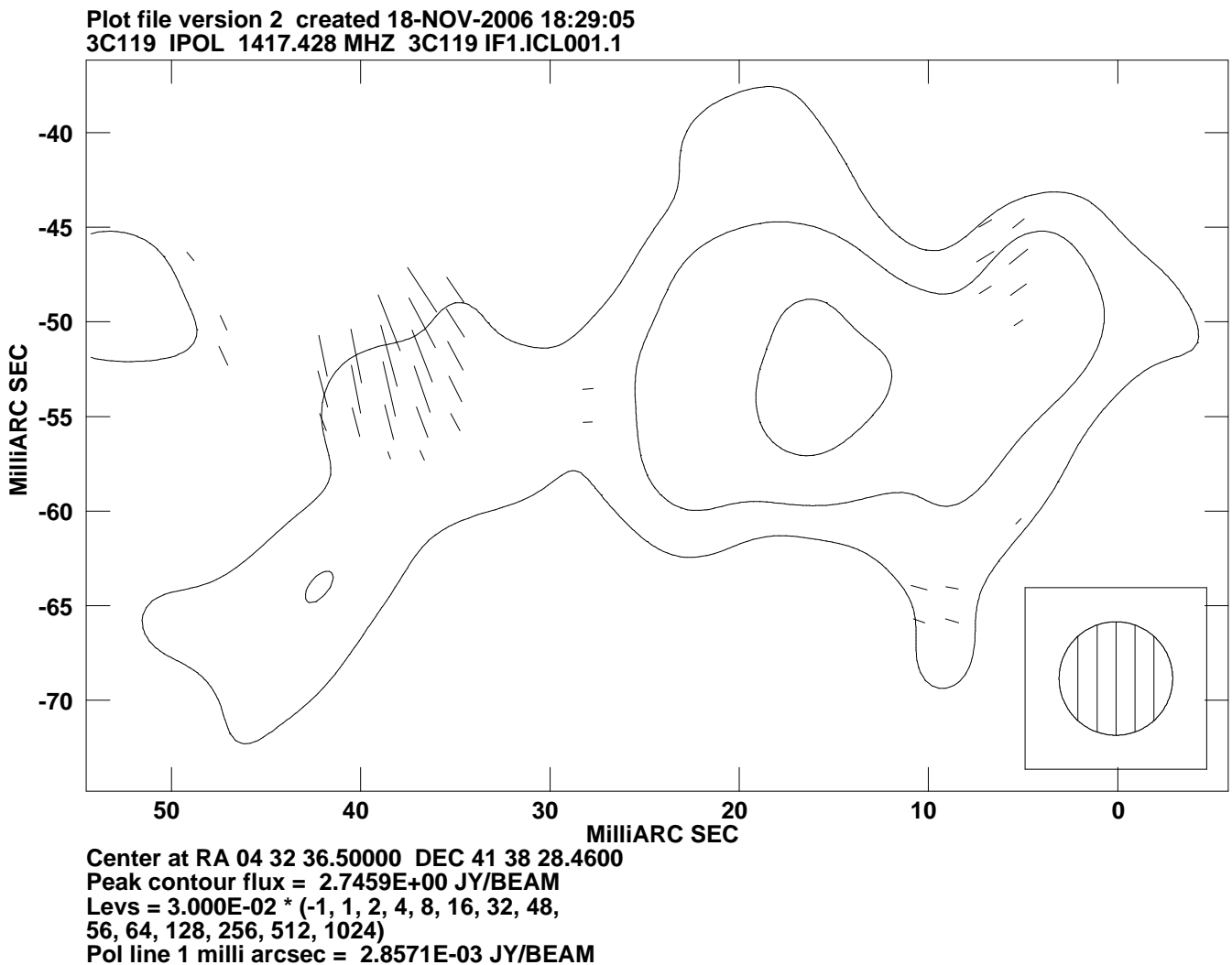


Figura 3.12: Imagem rádio mostrando a polarização da subcomponente D do jato de 3C119, em 1.4 GHz.

Comparando a imagem da 3C119 em 1.4 GHz (figura 3.12) com a imagem da mesma estrutura em 1.7 GHz (figura 3.13), observa-se que houve variação na direção dos vetores de polarização, mostrando que também esta componente do jato sofreu rotação de Faraday e, comprova-se, que o jato é despolarizado pois nesta mesma frequência, 1.7 GHz, a parte mais interna do jato (figura 3.11) tem maior fluxo integrado.

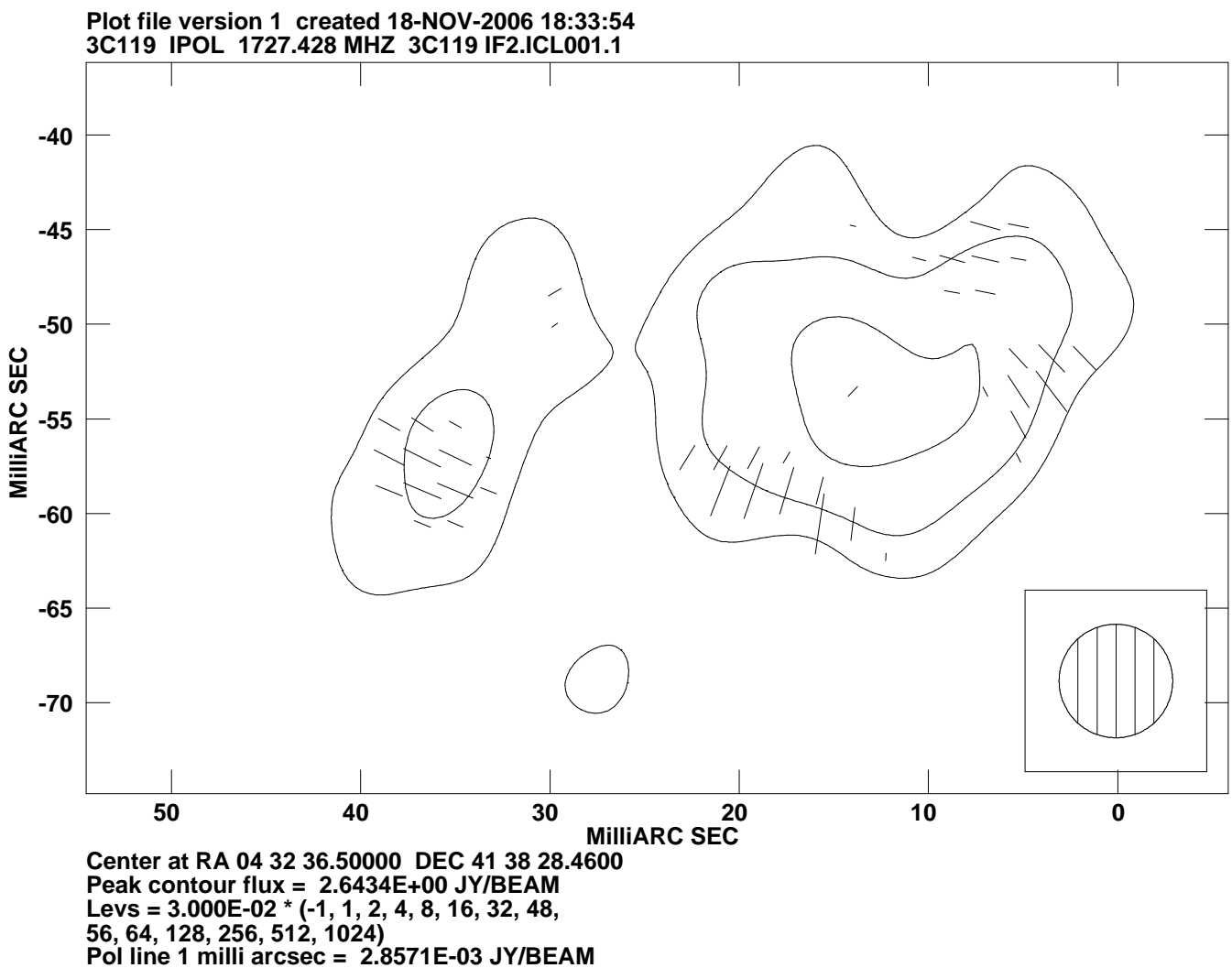


Figura 3.13: Imagem rádio mostrando a polarização da subcomponente D do jato de 3C119, em 1.7 GHz.

3.3 3C147

Os dados obtidos através das observações da CSS 3C147 são de boa qualidade, como pode-se ver na configuração das visibilidades apresentadas na figura (3.14).

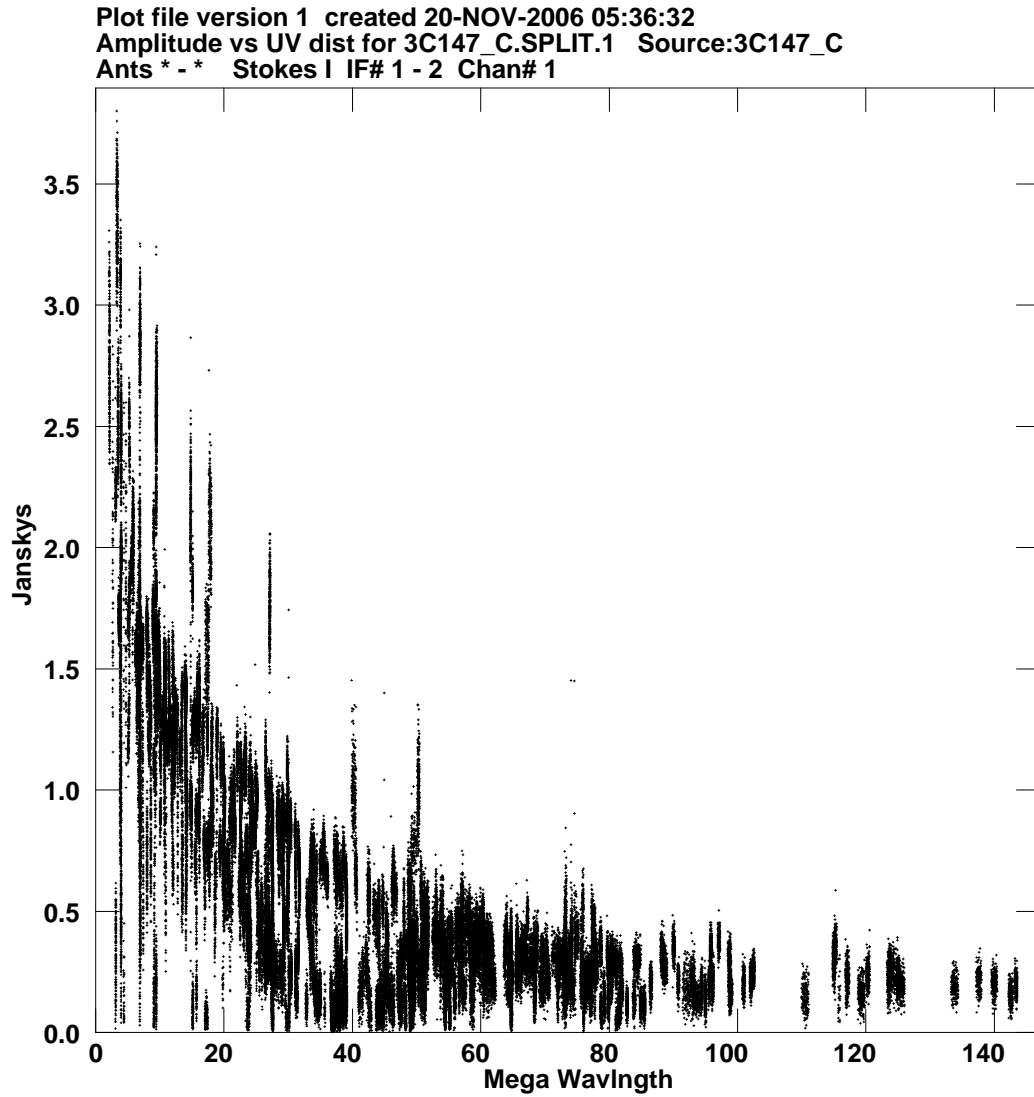


Figura 3.14: A figura mostra a qualidade dos dados da radiofonte 3C147.

A imagem em rádio da CSS 3C147 em 5 GHz (figura 3.15) revela uma fonte extremamente distorcida. Seu jato se expande lateralmente, conforme vai se afastando do “nozzle” (ponto de onde o jato emerge), se mantém pouco confinado por um casulo, indicando que o mesmo é formado pelo entranhamento de matéria do meio interestelar. Isso indica que as perdas de radiação não são eficientemente equilibradas pelo processo de aceleração e assim resfriam os elétrons relativísticos mais rapidamente. Nesta frequência, observa-se que o interior do jato é mais polarizado que as estruturas que ficam mais próximas do meio interestelar, indicando, assim, a despolarização do jato durante sua propagação.

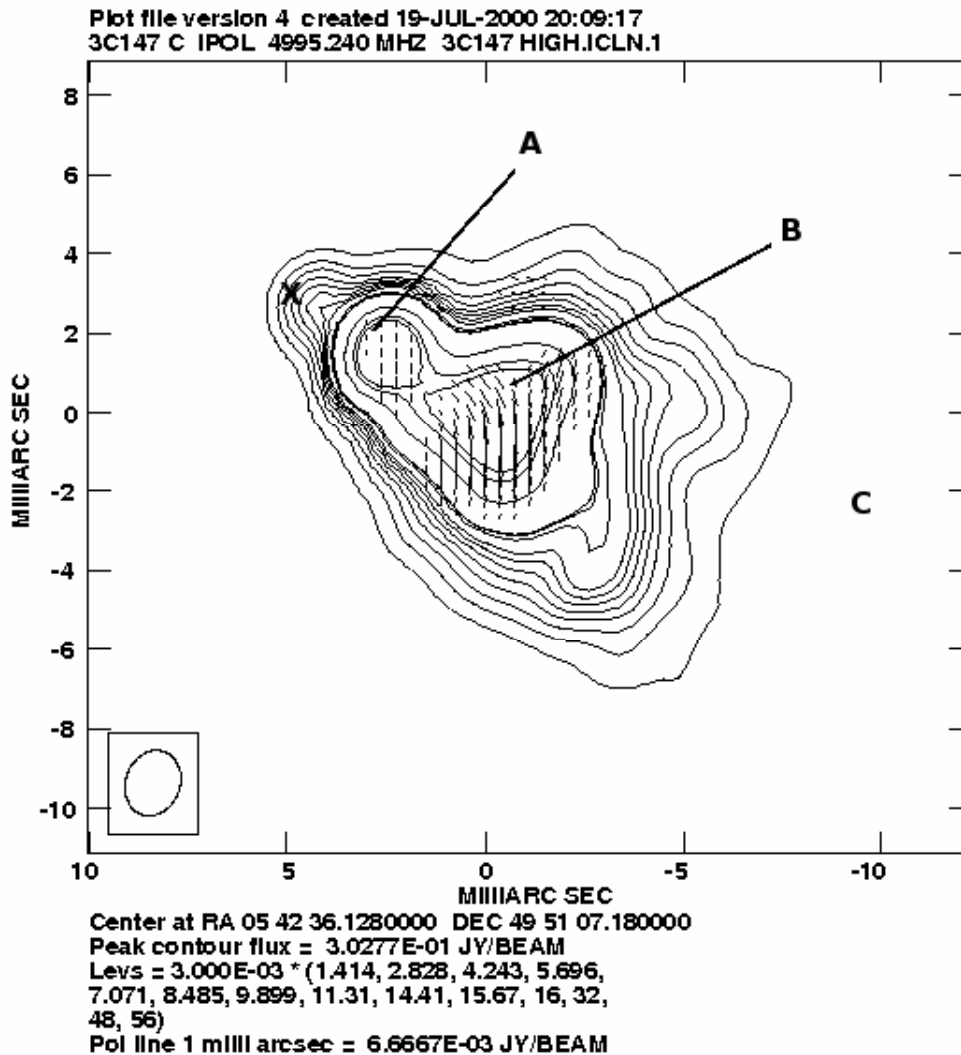


Figura 3.15: Imagem rádio do jato de 3C147 em 5 GHz.

3.4 3C216

A configuração das visibilidades determinadas pelos ganhos das antenas que observaram a CSS 3C116, mostrada na figura (3.16), mostra o fluxo decaindo com a distância, indicando, portanto, que os dados são de boa qualidade para obter as imagens desta radiofonte.

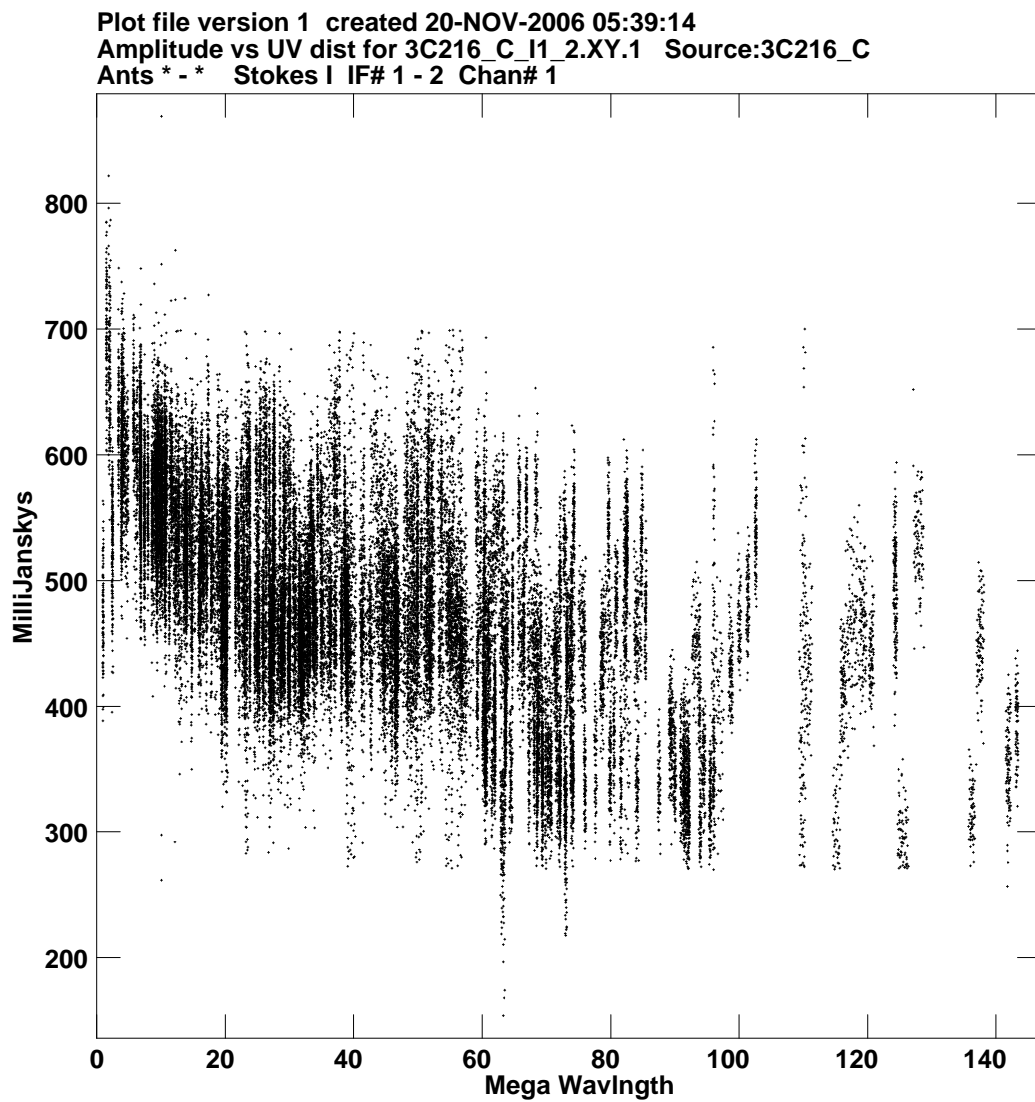


Figura 3.16: Figura mostrando a qualidade dos dados da radiofonte 3C216.

A CSS 3C216 é uma radiofonte cujo jato se propaga em linha reta por uma determinada distância ao se afastar do “nozzle”, sofrendo uma curvatura na sua extremidade mais afastada do núcleo, conforme visto na imagem rádio em 2 GHz, obtida a partir de observações feitas o VLBA (figura 3.17). Esta imagem mostra que o número de contornos é maior logo após o “nozzle” e vai diminuindo durante a propagação do jato e volta a aumentar na parte mais distante do núcleo, indicando que a intensidade de fluxo é mais alta nos dois extremos. Porém, as imagens mostram polarização próximo à base do jato (figura 3.18); na extremidade (figura 3.19), a qual já não é mais detectada nesta frequência.

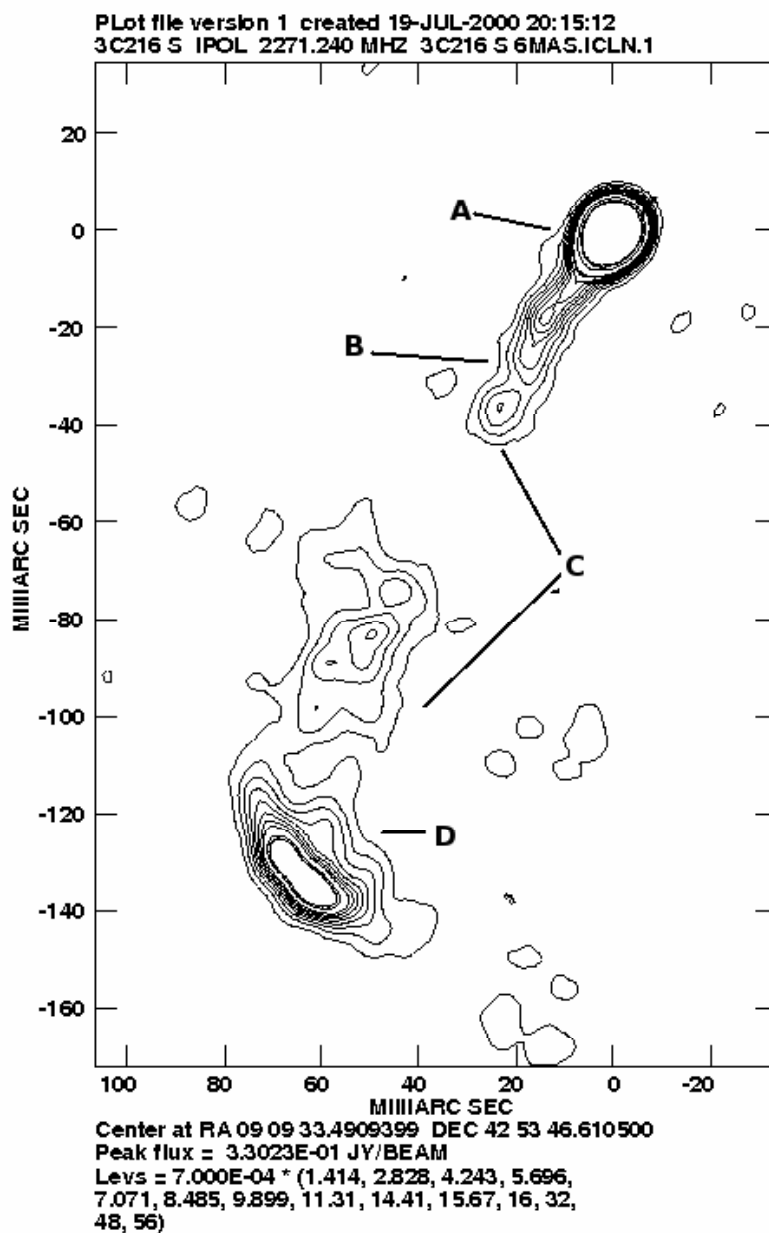


Figura 3.17: Imagem mostrando o jato da radiofonte 3C216 em 2 GHz.

A imagem em 2 GHz da estrutura da CSS 3C216 (figura 3.18) mostra que, próximo do “nozzle”, a polarização é intensa. Isto se justifica, pois, para estruturas de larga escala desenvolverem um jato, é coerente que a força perturbadora seja coerente para tempos maiores que o período da estrutura, uma vez que as perturbações dominantes são mais prováveis de serem aquelas encontradas pelo jato enquanto ele deixa o “nozzle” e é lançado para o meio circunvizinho.

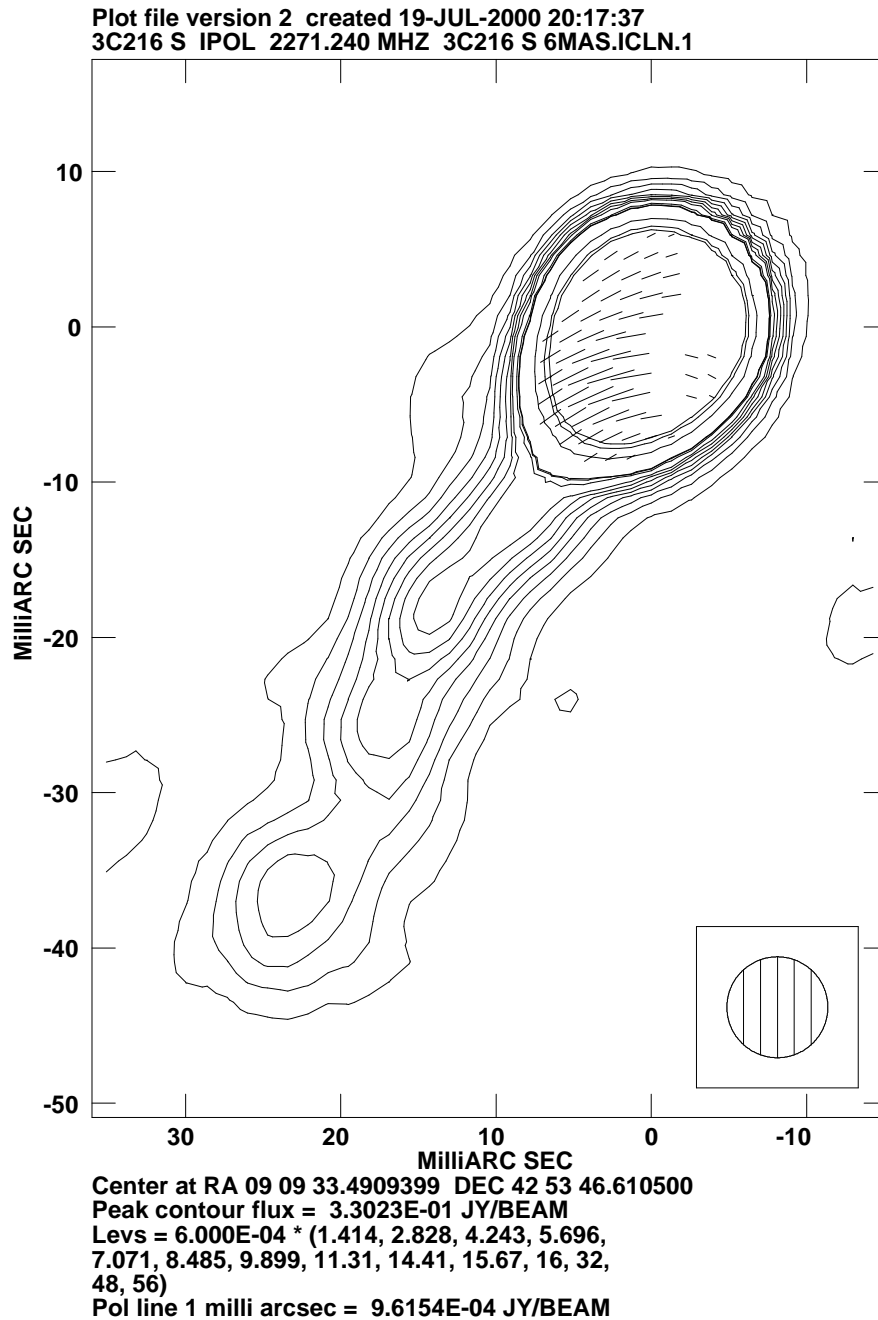


Figura 3.18: Figura mostrando a polarização das subcomponentes A e B do jato de 3C216, em 2.2 GHz.

A imagem apresentada pela figura (3.19) mostra que o jato da CSS 3C216 muda sua direção de propagação em sua extremidade devido ao resfriamento sofrido ao se chocar com o meio circunvizinho. Esta parte do jato, com frequência de 2 GHz, não apresenta polarização. Portanto o Jato da CSS 3C216 sofre despolarização durante sua propagação.

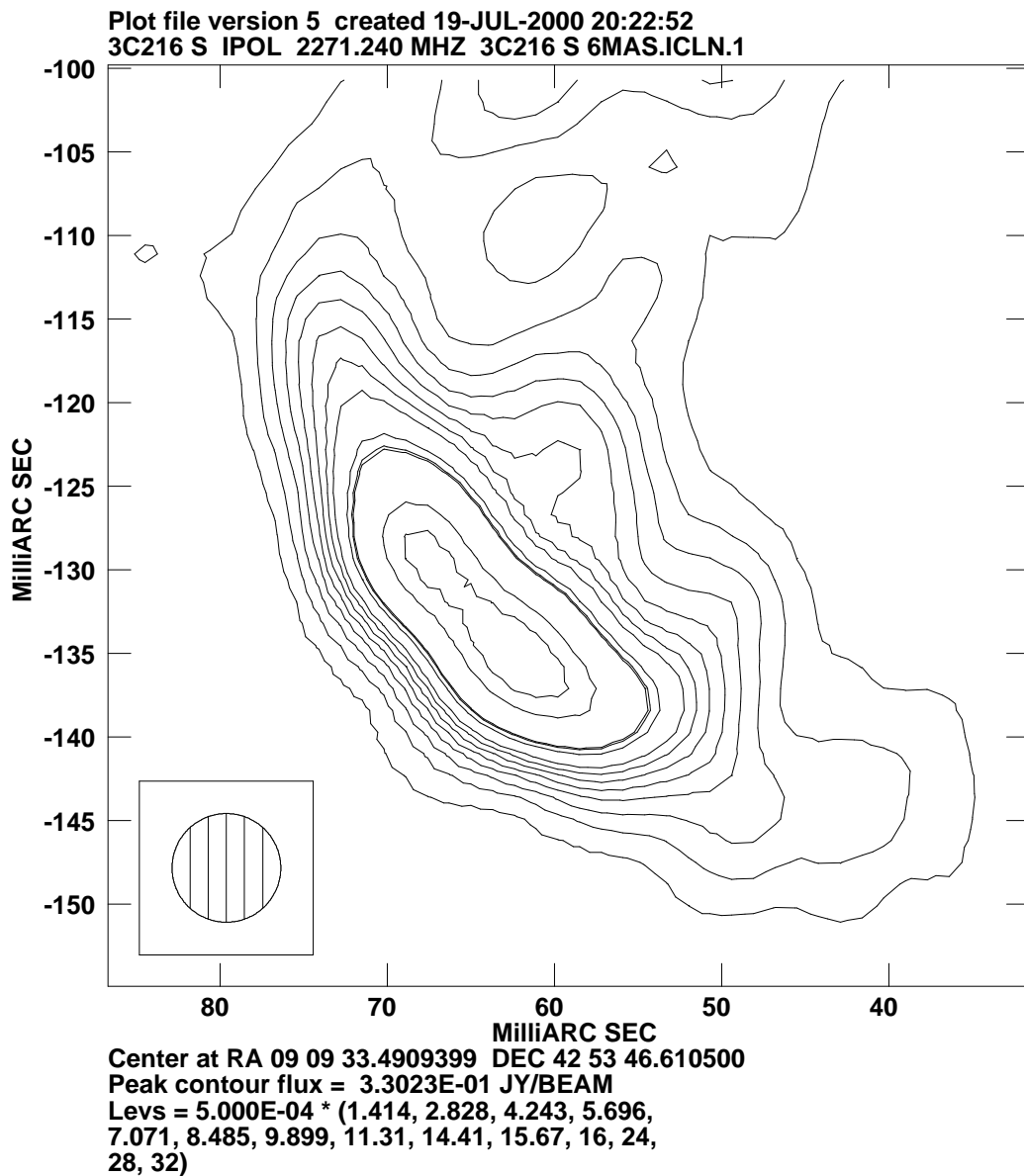


Figura 3.19: Imagem rádio da extremidade do jato, subcomponente D, de 3C216, em 2 GHz.

As imagens das radiofontes pesquisadas apresentam uma estrutura detalhada dos jatos, os quais são claramente vistos nas frequências observadas.

O jato da 3C43 mostra que os vetores de polarização são perpendiculares as paredes do jato (figuras 3.4 e 3.5) e, portanto, as linhas de campo magnético (B) são paralelas ao eixo deste, uma vez que se admite que os campos magnéticos são perpendiculares aos vetores de polarização (vetores de campo elétrico). Jatos que apresentam vetores de campo magnético predominantemente paralelo (B_{\parallel}) têm grau de polarização linear (m_l), dado pela equação (3.1), menor no centro do jato. Isso pode ser visto nas imagens da 3C43 em 5 GHz mostradas nas figuras (3.5) e (3.6). Campo magnético paralelo dominante indica que o jato saiu se propagando lentamente, pois, se o jato se expande lentamente, fica fácil se manter B_{\parallel} . Eles desenvolvem padrões celulares de choques internos que podem se manifestar nas distribuições de brilho observadas, por reaceleração de partículas e ampliação de campo eletromagnético através dos choques (LÜDKE & ANDREOLLA, 2003). Este fenômeno deve ter dado origem à pluma que aparece na base do jato (figura 3.5), da extremidade do jato (figura 3.6) da 3C43 e na extremidade do jato da 3C119, o que pode indicar perda de material por difusão para o meio interestelar.

Jatos com B_{\parallel} dominante, segundo Laing (1981), são laminares, então, classificamos assim o jato da 3C43.

Jatos curvados, como o da 3C43 (figura 3.2), 3C119 (figura 3.8) e 3C216 (figura 3.17), frequentemente, desenvolvem um B_{\parallel} fortemente polarizado na curva (figuras 3.4 e 3.5), mas podem ser exemplo da configuração $B_{\parallel\perp}$ (linhas de campo magnético variando de paralelo a perpendicular ao eixo do jato), como aparece nas imagens dos jatos da 3C119 (figura 3.10 e 3.11), que ocorre devido ao resultado da interação com o meio interestelar.

As imagens do jato da 3C119, em 1,4 GHz, 1,5 GHz e 1,7 GHz, mostram que o campo magnético B tem configuração $B_{\parallel\perp}$, sendo predominantemente perpendicular no centro do jato, mas fica paralelo ao eixo perto de uma ou ambas as extremidades (figuras 3.10, 3.11, 3.12 e 3.13). Em tais casos, a polarização linear (m_l) é, normalmente, máxima no centro do jato, como pode ser visto nas figuras (3.10) e (3.11) (LÜDKE & ANDREOLLA, 2003).

Já as imagens obtidas dos jatos das CSSs 3C147 em 5 GHz (figura 3.15) e 3C216 em 2 GHz (figura 3.10) permitem concluir que os vetores do campo magnético são predominantemente perpendiculares ao eixo do jato (B_{\perp}). Nestes casos, a polarização linear é

máxima no centro do jato, como pode ser visto nas figuras apresentadas.

3.5 Escala de distância e fluxos rádio

Para classificar as referidas radiofontes dentro do esquema de unificação de radiogaláxias e quasares, é necessário encontrar a luminosidade (intensidade de fluxo) total das radiofontes em 1,4 GHz e a luminosidade do núcleo em 5 GHz para fazer a relação entre essas luminosidades e comparar o resultado encontrado, com a relação entre as luminosidades monocromáticas totais e do núcleo de quasares e radiogaláxias próximas estabelecidas por Bridle (1986).

Conforme previsto pela teoria da radiação sincrotrônica opticamente fina (PACHOLCZIK, 1970; JACKSON, 1975), a densidade de fluxo (Luminosidade), em rádio com a frequência, S_ν , é dada pela equação (1.1), onde α é o índice espectral da radiofonte. Sendo S_j a densidade de fluxo da componente medida na frequência ν_j ($j = 1, 2$), os índices espectrais são calculados por

$$\alpha = \frac{\log S_1/S_2}{\log \nu_1/\nu_2} \quad . \quad (3.4)$$

A luminosidade total integrada das radiofontes é dada pela expressão :

$$L = 4\pi D_r^2 \int_{\nu_1}^{\nu_2} S_\nu d\nu \quad , \quad (3.5)$$

que se torna

$$L = 4\pi D_r^2 S_\nu \nu_t^\alpha \left(\frac{\nu_2^{1-\alpha_t} - \nu_1^{1-\alpha_t}}{1 - \alpha_t} \right) \quad , \quad (3.6)$$

quando conhecido o fluxo, S_ν , na frequência de observação, ν e o índice espectral total, α_t .

Os fluxos, total e do núcleo, das radiofontes 3C43, 3C147, 3C216 (LÜDKE, 1994) e 3C119 (FANTI, *et. al.*, 1986), estão relacionados na tabela 3.2

A distância até a radiofonte (D_r) é dada por

$$D_r = \frac{cZ_q}{H_0} \quad , \quad (3.7)$$

e os resultados estão apresentados na tabela (3.1) coluna 5, sendo $c = 3 \times 10^8$ m/s, $H_0 = 100 \text{ kms}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, $q_0 = 1/2$ e Z_q , o redshift efetivo dado por

$$Z_q = z \left(1 - \frac{1}{\sqrt{1+z}} \right) . \quad (3.8)$$

O redshift das radiofontes (VAN BREUGEL, *et. al.*, 1992) estão relacionados na tabela (3.1), coluna 2, juntamente com os índices espectrais (FANTI *et. al.*, 1989) coluna 4, os quais são utilizados para encontrar os “redshifts” efetivos (Z_q) dessas radiofontes, indicados na coluna 3.

O fator de conversão (D) é determinado pela a máxima distância entre dois pontos em relação à fonte (HUGHES, *et. al.*, 1991). Os resultados encontrados por mim estão apresentados na tabela (3.1), coluna 6, onde

$$D = \frac{D_r \Theta}{(1+z)} , \quad (3.9)$$

a equação (3.9) resulta em

$$D = 14.53 h^{-1} \left(\frac{Z_q}{1+z} \right) \left(\frac{\Theta}{\text{arcsec}} \right) \text{Kpc} , \quad (3.10)$$

onde $h = H_0/100 \text{ kms}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$.

| Fonte | z | Z_q | α | D_r [Gpc] | D [pc mas ⁻¹] |
|------------------|-------|-------|----------|-------------|-----------------------------|
| 3C43 (0127+233) | 1.459 | 0.725 | 0.71 | 2.175 | $4.3 h^{-1}$ |
| 3C119 (0429+185) | 1.023 | 0.594 | 0.65 | 1.587 | $4.7 h^{-1}$ |
| 3C147 (0538+498) | 0.545 | 0.393 | 0.83 | 0.118 | $3.7 h^{-1}$ |
| 3C216 (0906+430) | 0.670 | 0.454 | 0.78 | 1.362 | $3.95 h^{-1}$ |

Tabela 3.1: Tabela com redshift (z), redshift efetivo (Z_q), índice espectral (α), distância até a fonte (D_r) e fator de conversão D das radiofontes 3C43, 3C119, 3C147 e 3C216.

Estes dados são necessários para determinar as luminosidades das componentes estudadas cujos resultados apresento na tabela 3.2.

As luminosidades monocromáticas do núcleo (L_c) para frequência $\nu_0 \sim \nu_{obs} \sim 5$ GHz, estão relacionadas na tabela 3.2, coluna 6, são dadas por

$$L_{c,5GHz} = 4\pi D_r^2 S_{5GHz} . \quad (3.11)$$

| Fonte | | S_{5GHz} [Jy] | $S_{1.5GHz}$ [Jy] | $S_{1.4GHz}$ [Jy] | $L_{c,5GHz}$ [W Hz ⁻¹] | $L_{T,1.4GHz}$ [W Hz ⁻¹] |
|-------|--------|--------------------|----------------------|----------------------|---------------------------------------|---|
| 3C43 | Total | 1.164 | 2.857 | 3 | | 1.699×10^{27} |
| | Núcleo | 0.127 | | | 7.192×10^{25} | |
| 3C119 | Total | 3.810 | 8.545 | 8.937 | | 2.692×10^{27} |
| | Núcleo | 1.930 | | | 5.814×10^{26} | |
| 3C147 | Total | 7.456 | 21.165 | 22.412 | | 3.727×10^{27} |
| | Núcleo | 2.50 | | | 4.160×10^{26} | |
| 3C216 | Total | 0.913 | 3.745 | 3.952 | | 8.777×10^{26} |
| | Núcleo | 0.736 | | | 1.634×10^{26} | |

Tabela 3.2: Tabela mostrando os fluxos (S), as luminosidades total (L_T) e do núcleo (L_c) das radiofontes 3C43, 3C119, 3C147 e 3C216 .

As luminosidades monocromáticas (S) das radiofontes são dadas através do fluxo em 1.4 GHz, pela equação

$$S_{1.4GHz} = S_{1.5GHz} \left(\frac{1.4}{1.5} \right)^{-\alpha} , \quad (3.12)$$

e relacionadas na tabela 3.2, coluna 5, são utilizadas para determinar a luminosidade total (L_T), a qual é definida pela equação

$$L_{T,1.4GHz} = 4\pi D_r^2 S_{1.4GHz} , \quad (3.13)$$

cujos valores, para cada radiofonte, estão expressos na tabela 3.2, coluna 7.

Nossas observações com VLBA em 1,5 GHz possibilitaram encontrar os fluxos do núcleo e, em 5 GHz, o fluxo total das radiofontes 3C43, 3C119, 3C147 e 3C216 mostrados na tabela 3.2, coluna 3.

Já os fluxos do núcleo em 5 GHz, mostrados na coluna 3 da tabela 3.2, foram obtidos através de observações com VLBI devido às fontes serem compactas demais para se detectar os fluxos do núcleo com frequências menores.

A figura (3.20) mostra a relação entre as luminosidades monocromáticas totais e nucleares das radiofontes estabelecidas por Bridle (1986). Através disso, é possível concluir que estes objetos possuem características de emissão energética medianas em comparação

às propriedades similares a quasares tipo FR II, os quais apresentam um único jato visível.

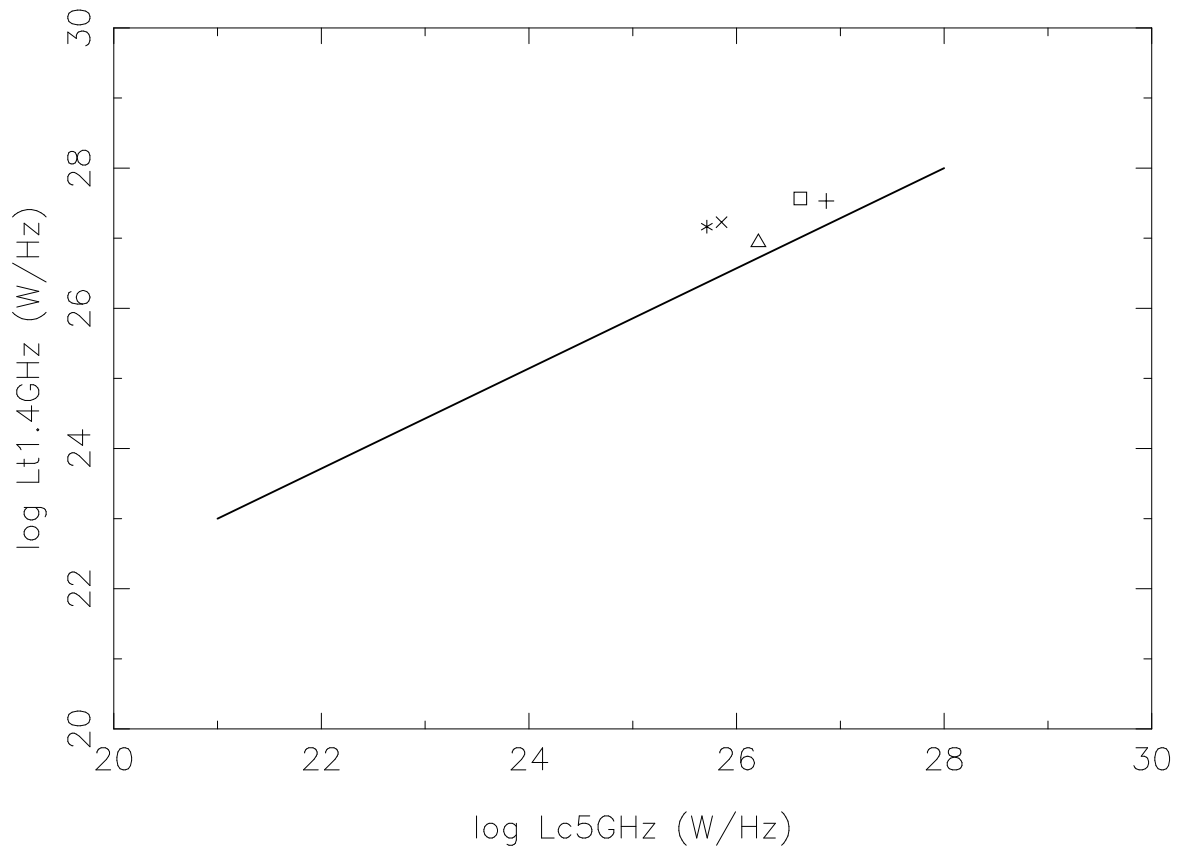


Figura 3.20: A posição de cada radiofonte está representada pelos símbolos × para 3C43, + para 3C119, * para 3C147, Δ para 3C216, ★ para 3C287 e □ 3C454

A linha que aparece na figura separa os quasares em relação a suas luminosidades (PADMAN, *et. al.*, 1991). Acima da linha temos quasares de alta luminosidade e, abaixo dela, baixa luminosidade. Pelas luminosidades encontradas nas radiofontes pesquisadas, vemos que todas são FR II de alta luminosidade e que são confinadas em uma distância menor que 2 Kpc, que é o tamanho da região central de uma galáxia (“bojo”).

Capítulo 4

Interpretação das Imagens

As imagens obtidas no capítulo anterior são inéditas e devem ser analisadas sob o ponto de vista da teoria padrão da teoria de emissão de ondas eletromagnéticas em radiofontes extragalácticas.

Este capítulo está organizado em três partes:

- Estudo da emissão polarizada na banda C (6 cm) para obter informações sobre as propriedades dos campos magnéticos intrínsecos;
- Obtenção de informações sobre a rotação de Faraday e a despolarização da radiação sincrotrônica a fim de inferir algumas propriedades do meio no qual os jatos da amostra se propagam;
- Obtenção de informações sobre os nós com picos de intensidade de emissão em todas as bandas de rádio observadas, para inferir as propriedades de aceleração por ondas de choque magneto-hidrodinâmicas.

4.1 A polarização da radiação sincrotrônica

Antes de discutir as propriedades da polarização fracional dos quasares CSS observados, faço a interpretação padrão da teoria de emissão de radiofontes extragalácticas apresentada por Pacholczyk (1970).

Resolvendo o problema de um ensemble de partículas relativísticas que espiralam em um campo magnético homogêneo, Pacholczyk (1970) mostrou que o grau de polarização linear para radiação sincrotrônica opticamente fina é:

$$m_l = \left| \frac{I_{\perp} - I_{\parallel}}{I_{\perp} + I_{\parallel}} \right| = \left| \frac{\epsilon_{\perp} - \epsilon_{\parallel}}{\epsilon_{\perp} + \epsilon_{\parallel}} \right| = \frac{\delta + 1}{\delta + 7/3} = \frac{3 - 3\alpha}{5 - 3\alpha} \quad (4.1)$$

onde \perp denota as quantidades relacionadas à componente transversal de polarização para o campo magnético projetado na direção do observador.

Similarmente para a radiação opticamente espessa:

$$m_l = \left| \frac{\epsilon_{\parallel}\kappa_{\perp} - \epsilon_{\perp}\kappa_{\parallel}}{\epsilon_{\parallel}\kappa_{\perp} + \epsilon_{\perp}\kappa_{\parallel}} \right| = \frac{3}{6\delta + 13} = \frac{3}{19 - 12\alpha} \quad (4.2)$$

Essas equações prevêm que o grau de polarização linear ao longo de um jato, com índice espectral $\alpha = 0.7$, deve ser maior que 65%. Como isso não se verifica em nenhuma região dos objetos observados, constato a presença de despolarização.

Uma rápida análise mostra que o índice espectral da emissão rádio total apresenta valores $S_{\nu} \propto \nu^{-\alpha}$, com $\alpha > 0.4$ para os quasares, enquanto que, na direção dos núcleos, a radiação sincrotrônica se torna auto-absorvida pela alta densidade de partículas de modo que $\alpha < 0.2$, o que me permitiu estimar a localização dos núcleos dos jatos distorcidos, o que nem sempre é uma tarefa fácil. Assim, com a identificação dos núcleos rádio que estão associados com os buracos negros supermassivos que produzem os feixes de plasma que formam os jatos, temos ainda que a polarização fracional é muito mais reduzida que no ambiente da radiação sincrotrônica opticamente fina, se desprezarmos os efeitos de repolarização devido ao meio circunvizinho ao núcleo, ou até a própria despolarização por turbulência do meio externo, que possui propriedades magneto-hidrodinâmicas. (LÜDKE & ANDREOLLA, 2005)

Os graus de polarização são independentes da frequência em ambos os casos e do ângulo ϑ . A radiação opticamente espessa tem polarização fracional menor, porque sua absorção sincrotrônica é polarizada. A componente de polarização principal é mais absorvida que a componente paralela. O índice espectral típico de uma emissão óptica fina em fontes extragalácticas é -0.7 e corresponde a uma significativa quantidade de polarização linear de 72% da radiação emitida. Este é o caso ideal de um campo magnético homogêneo. Na realidade, linhas de campo magnéticos emaranhados dentro da radiofonte provocam uma grande redução na fração de polarização linear, que se observa nas nossas imagens, em particular a componente Sul de 3C119, o jato de 3C216 e a componente Oeste de 3C147.

4.2 A Rotação de Faraday e despolarização

Observando as imagens nos canais de frequência intermediária na banda L, nota-se que todas as radiofontes exibem rotação de Faraday e despolarização da radiação sincrotrônica. Notavelmente, podemos classificar as radiofontes em regiões que incluem uma ou várias componentes, com nenhum fluxo polarizado detectável dentro do limite de 3 mJy/feixe. Os dados desta tese mostram que esse limite de detecção é adequado, pois representa níveis de contorno na ordem de 3σ de nível r.m.s. do ruído térmico esperado dentro do tempo total de observação de cada quasar (LÜDKE, ANDREOLLA, COELHO & FELIX NETO, 2004). Em comparação com outros arranjos interferométricos como MERLIN e o EVN, a qualidade dos sistemas de aquisição de dados do VLBA é bem superior, mostrando que nossas imagens são as de maior gama dinâmica já obtida para as radiofontes-alvo observadas.

Considerando o meio interestelar que envolve esses quasares que possuem dimensões galácticas, as ondas eletromagnéticas que atravessam um meio não relativístico ou térmico em um campo magnético está sujeito à rotação de Faraday, tanto para quasares compactos quanto para radiofontes extensas (figura 4.1) (ANDREOLLA, 2002 e LÜDKE, ANDREOLLA, COELHO & FELIX NETO, 2004).

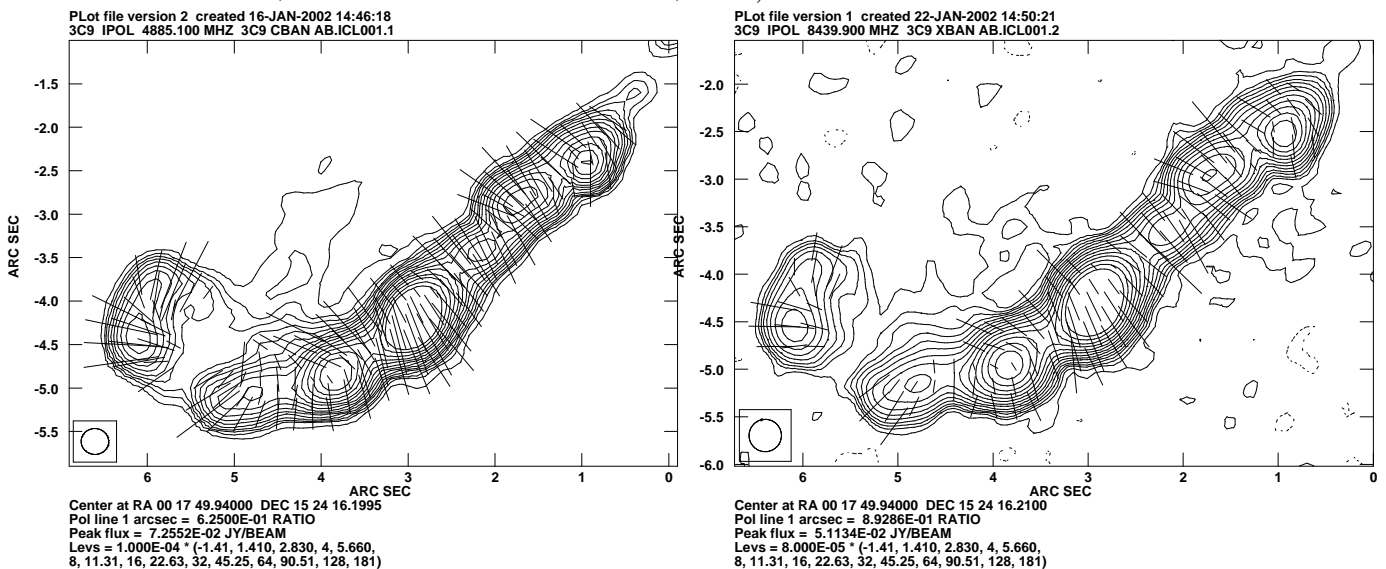


Figura 4.1: As figuras mostram a variação na direção do vetor campo magnético mostrando a rotação de Faraday no Lado do Jato da Radiofonte 3C9.(ANDREOLLA,2002)

Um aspecto interessante dos dados utilizados para esta pesquisa é que através deles fui capaz de detectar variações nos ângulos de polarização dentro de uma mesma banda. As

imagens dos ângulos podem ser analisadas com base na interação entre as componentes circularmente polarizadas de uma onda linearmente polarizada e os elétrons que giram no campo magnético. Essa interação, que é mais forte quando a radiação se propaga paralelamente ao campo magnético, causa duas ondas circularmente polarizadas que tem velocidades de fases diferentes, então gira em um plano de polarização da onda linearmente polarizada. A quantidade dessa rotação produzida, em radianos, é conforme a seguinte equação (KRAUS, 1986) :

$$\chi - \chi_0 = 8.1.10^5 \lambda^2 \int_0^s NB_{\parallel} ds = RM\lambda^2, \quad (4.3)$$

onde $\chi - \chi_0$ é o desvio angular nos vetores de polarização com respeito ao valor inicial χ_0 , λ é o comprimento de onda [m], N é a densidade de elétrons térmicos [cm^{-3}], B_{\parallel} é a componente de campo magnético paralelo à propagação da onda [$gauss$], e s é a distância à fonte em parsecs. A rotação de Faraday é proporcional ao comprimento de onda observado e se verifica melhor nas bandas de 18 e 21 cm que nas bandas de 6 cm. A constante de proporcionalidade, RM , é chamada de medida de rotação (“rotation measure”) e normalmente é dada em unidades de $rad\ m^2$.

As medidas de rotação de Faraday aparente obtidas de um ajuste linear de mínimos quadrados aos ângulos de polarização e calculados pela equação (4.7) possibilitaram obter valores de medidas de rotação de $-1480\ rad\ m^2$ para 3C147, $-1220\ rad\ m^2$ para 3C119, $-1612\ rad\ m^2$ para 3C216, e $830\ rad\ m^2$ para 3C43, nas regiões mais próximas ao núcleo, onde o índice espectral α é menor que 0.2, sugerindo a ocorrência de plasma denso e auto-absorvido recém-emitido pela máquina central (núcleo da radiofonte). Deve-se ter em mente que essas medidas de RM são aparentes. Levando-se em conta o efeito Doppler em comprimento de onda, devem ser multiplicados por um fator $(1 + z)^2$, que pode levar a rotações que superem $3500\ rad\ m^2$, fazendo com que os jatos das radiofontes aqui pesquisadas sejam dentre as com RM mais altos já detectados. Esses valores são bem mais elevados que os valores disponíveis na literatura em catálogos de imagens de polarização, indicando que na resolução de 4 milissegundos de arco, já ocorre a separação das irregularidades de turbulência do meio interestelar ou as células de Faraday (TABARA & IONUE, 1980 e TAYLOR, IONUE & TABARA, 1992a e b) para as regiões mais externas dos jatos.

Outra interpretação proveniente destes dados decorre do fato de que a rotação de

Faraday produzida pelo gás ionizado de densidade n_e é devida a uma componente de campo magnético alinhada paralelamente a direção da linha de visada da radiofonte $B_{//}$. Se o campo magnético for medido em μG , a densidade de número de elétrons livres não-relativísticos for expressa em cm^{-3} e o tamanho linear desta nuvem de gás L for medido em kiloparsecs, a medida de rotação RM é dada por:

$$RM = 812 \int_0^L n_e B_{//} dl , \quad (4.4)$$

onde dl é o diferencial de comprimento medido ao longo da linha de visada. Se a distribuição de densidade e a topologia do campo magnético são conhecidos, é possível obter a intensidade do campo magnético no ambiente que circunda a radiofonte ou o meio interestelar. Como a unidade de medida de rotação é rad m^2 , temos que valores médios de $n_e B_{//}$ com L , constituindo o tamanho da esfera do meio interestelar centrado no núcleo da radiofonte, assumem valores entre 4×10^6 e $4 \times 10^7 \text{ cm}^{-3} \mu\text{G}$. Tais valores são aproximadamente de três a cinco ordens de magnitude maiores que aqueles esperados em casos de rotação de Faraday vistas em jatos de quasares com dimensões maiores que o limite galáctico de 25 kpc.

Infelizmente, os dados não permitem obter um resultado ideal de determinar o perfil de distribuição de $n_e B_{//}$ ao longo do jato, o que daria uma idéia das densidades dos meios nos quais os quasares estão inseridos, para julgar se eles seriam densos o suficiente para aprisionar as estruturas em rádio. Essa impossibilidade se deu, devido ao fato de que não foi possível verificar emissão polarizada ao longo de toda a extensão dos jatos. Esse problema observacional consiste no maior impedimento do estabelecimento de modelos teóricos e computacionais de propagação de jatos provindos de buracos negros no meio interestelar e seu confronto com as observações VLBI. A solução desse problema, apesar da grande tecnologia possibilitada pelo VLBA, está muito longe de ser resolvida satisfatoriamente, porque o fenômeno ocorre nestas fontes de uma maneira extremamente intensa, o que faz com que a emissão polarizada fique abaixo das linhas de detecção do VLBA, como mostram as imagens.

Não sendo possível a determinação direta do meio invisível que confina a radiofonte, podemos lançar mão de argumentos puramente teóricos. Assim, na literatura, encontram-se dois modelos gerais que são normalmente utilizados para a interpretação dos dados, que foram adotados como hipóteses de trabalho na presente tese:

- Densidade constante e campo magnético uniforme com dimensões similares às da componente rádio mais extensa. Essa análise permite obter um valor médio de $n_e B_{\parallel}$ integradas apenas na extensão da radiofonte. Informações sobre a turbulência do gás do meio interestelar não são levadas em conta nesta análise (TRIBBLE, 1989, FERETTI, *et al.*, 1999).
- Distribuição de células de mesmo valor de $n_e B_{\parallel}$, mas com distribuição aleatória de valor médio nulo para as direções possíveis dos campos magnéticos. A rotação de Faraday ocorrerá com um valor médio nulo, mas com uma dispersão na distribuição de RM, σ_{RM} , que é proporcional à raiz quadrada do número de células ao longo da linha de visada que passa pelo ambiente gasoso externo à radiofonte. Para uma distribuição exponencial com expoente \aleph , a dispersão pode seguir a fórmula de Felten (1996) (equação 4.5), segundo seu modelo 1, a qual se verifica para alguns jatos de galáxias gigantes

$$\sigma_{RM}^2 = \frac{(811.9)^2 l}{3} \int B^2(x) n_e^2(x) dx , \quad (4.5)$$

sendo x a distância em relação à linha de visada e onde um perfil esferossimétrico de King dado por

$$n_e(r) = n_0 \left(1 + \frac{r^2}{r_c^2} \right)^{-3\aleph/2} , \quad (4.6)$$

sendo que $\aleph \approx 0.8$ e a densidade do elétron n_e é dada em cm^{-3} e, para a densidade de elétrons livres do meio despolarizante, é adotada:

$$\sigma_{RM} = \frac{441 B n_0 (r_c l)^{1/2}}{(1 + (r/r_c)^2)^{(6\aleph-1)/4}} \sqrt{\frac{\Gamma(3\aleph - 1/2)}{\Gamma(3\aleph)}} . \quad (4.7)$$

Nesta expressão, r é a distância da radiofonte ao centro da atmosfera, onde o máximo de densidade ocorre em n_0 , r_c é a dimensão da nuvem, Γ é a função gama, l é a dimensão das células. \aleph , r_c e n_0 são obtidos diretamente das imagens da medida de rotação ao longo da estrutura da radiofonte medida em rádio frequências. σ_{RM} é obtido de análise estatística da medida de rotação obtida em cada pixel de imagem, assim obtendo o campo magnético médio do meio interestelar B .

Convém salientar que estes dois métodos são muito simplificados quando se interpretam imagens de rotação de Faraday de radiofonte compactas, pois o gás pode apresentar densidades muito elevadas e possui um grau acentuado de turbulência dos campos magnéticos pelo aquecimento do gás devido ao campo de radiação ionizante do buraco negro supermassivo que produz os jatos relativísticos. Em radiofontes estendidas, o gás quente que constitui o meio interestelar ($T_e \sim 10^7$ K), sofre resfriamento natural pela emissão de raios X por interação livre-livre dos elétrons. O gás perde energia e é atraído pelo potencial gravitacional formado pela componente estelar do gás e pelo halo de matéria escura, conforme já definido na seção 1.3, provocando um fluxo de gás subsônico para dentro das galáxias que compõem o aglomerado.

Este fluxo de gás resfriado provoca um alinhamento dos campos magnéticos ao longo da direção de fluxo de matéria e a presença de elétrons livres e também pode provocar rotação de Faraday na radiação vista em radiofontes presentes neste meio. Fluxos de resfriamento (“cooling flows”) podem ocorrer dentro de galáxias e entre galáxias que compõem um aglomerado que contém os quasares. Fluxos de resfriamento galácticos e extragalácticos são diferentes somente na origem cósmica do gás que os constitui, pois os processos físicos de resfriamento são essencialmente os mesmos (KRITSUK, PLEWA & MÜLLER, 2001 e referências internas).

Nos aglomerados de galáxias, o meio intergaláctico é quase primordial, esfriando a partir da temperatura virial inicial, sendo acretados pelas galáxias massivas que constituem o vórtice do fluxo hidrodinâmico. Em contraste, o meio interestelar dentro das galáxias é constantemente alimentado pelo gás ejetado pelas estrelas evoluídas, necessitando ser termalizado no campo gravitacional da galáxia e aquecido a altas temperaturas de forma que sejam resfriados novamente, induzindo um fluxo de partículas em escalas de distâncias na ordem de algumas dezenas de parsecs. Os processos de aquecimento do gás em fluxos de resfriamento do meio interestelar ainda permanecem assunto de controvérsia. Em ambos os casos, a emissão térmica de raios X deve estar presente, como é normalmente visto em observações em rádio e raios X de radiofontes em aglomerados de galáxias (TAYLOR, *et. al.*, 2001).

Posso comentar, portanto, que tais efeitos dinâmicos podem levar a cenários bem mais complexos que os dados permitem analisar. Praticamente não encontrei modelos alternativos que melhorem as previsões teóricas de despolarização da radiação sincrotrônica do

meio interestelar para possíveis comparações com as imagens obtidas com o VLBA.

A rotação de Faraday pode afetar o grau de polarização de 3 modos: 1)rotação diferencial ao longo da linha de visada dentro da região de emissão; 2)rotação diferencial pelo elemento de resolução angular; e 3)variação da rotação dos ângulos de polarização $\chi - \chi_0$ em relação à largura de banda observada. Os três casos diminuem o grau de polarização observado. Vamos considerar primeiramente o caso (1), a rotação de Faraday dentro da fonte. É possível que a fonte sincrotrônica contenha uma população de energia de elétrons relativísticos que pode contribuir para a rotação de Faraday.

Em um primeiro momento, não tenho como distinguir rotação de Faraday interna da externa e assume-se que, como a despolarização da radiação sincrotrônica é forte nos quasares compactos como 3C119 e 3C147, as dimensões das células poderiam ser até mesmo 1/100 do tamanho do feixe de antena, ou até mesmo um parsec. As altas densidades do meio sugerem que entranhamento do gás interestelar ao plasma possa estar ocorrendo e crescimento de perturbações de película, que separa o material do jato do meio interestelar, pelo efeito de instabilidades de Kelvin-Helmholtz, podem absorver uma componente fria do ISM, o que provocaria uma rotação de Faraday interna (ANDREOLLA, 2006). Esse cenário, por mais tentativo que seja, não pode ser comprovado pelas presentes observações.

Em altas frequências, ou acima de 1 GHz, a população de elétrons térmicos em um campo magnético homogêneo determina características espectrais diferentes, que, para a equação (4.8) resultar na equação (4.10) para m_l , tem que ser modificada (PACHOLCZYK, 1970):

$$m_0 = \left| \frac{\epsilon_{\perp} - \epsilon_{\parallel}}{\epsilon_{\perp} + \epsilon_{\parallel} \left(\frac{\sin \tilde{\beta}s}{\tilde{\beta}s} \right)} \right| \quad (4.8)$$

onde $\tilde{\beta} = d_{\chi_F} ds$. As regiões dentro do plano de polarização que experimentam uma rotação de π não contribuem para a emissão polarizada. Note que $\tilde{\beta}$ impõe uma dependência de frequência em m_0 . Se a fonte é opticamente espessa e a rotação de Faraday é pequena, comparada à distância percorrida pelo fóton livre ($\tilde{\beta} \ll \kappa$), e a equação m_l é consistente. Se $\tilde{\beta} \gg \kappa$, a polarização quase desaparece (PACHOLCZYK, 1970):

$$m_0 = \left| \frac{\epsilon_{\parallel} \kappa_{\perp} - \epsilon_{\perp} \kappa_{\parallel}}{2\tilde{\beta}(\epsilon_{\perp} + \epsilon_{\parallel})} \right|. \quad (4.9)$$

A densidade do número de elétrons térmicos ou do campo magnético pode ser não homogênea espacialmente. Neste caso, a despolarização pode acontecer dentro da fonte ou na frente, em um primeiro plano; em ambos os casos, a medida da rotação varia pelo elemento de resolução angular do instrumento observado. Burn (1966) considerou o caso onde a medida angular de flutuação na medida de rotação é muito pequena comparada à resolução angular. Ele mostrou que, nesse caso, se prevê uma alta dependência de frequência na despolarização instrumental:

$$m_l = m_0 e^{-2\sigma^2\lambda^4}, \quad (4.10)$$

onde m_0 é o grau de polarização sem despolarização e σ é o desvio padrão acima das flutuações RM (assumido por ser uma gaussiana). Assumindo uma dependência λ^4 e o fato de que a medida de pequenas flutuações de RM predizem um zero, que a medida da rotação está em contradição com observações, é mais realista assumir que as flutuações de RM têm uma medida finita comparável com a resolução do instrumento. Tribble (1991) considerou que, se a medida angular das flutuações de RM (s_0) e a resolução angular são comparáveis, a despolarização segue a seguinte expressão:

$$m_l = m_0 \frac{s_0/t}{2\sqrt{2}\sigma\lambda^2}. \quad (4.11)$$

O importante resultado é que tanto os fluxos de resfriamento do meio intergaláctico quanto aqueles do meio interestelar podem propiciar valores de $n_e B_{||}$ necessários para que a rotação de Faraday da radiação emitida pelas radiofontes seja apreciável em observações rádio em comprimentos de onda centimétricos. Percebe-se também que algumas propriedades magneto-hidrodinâmicas deste meio podem ser obtidas via observações interferométricas e polarimétricas de radiofontes extragalácticas (TRIBBLE, 1989 e referências internas).

Assim, observações da rotação de Faraday em radiofontes compactas obtidas com técnicas VLBI, seja com o VLBA ou com VLBI transcontinental, são bem mais difíceis de serem interpretadas que imagens de radiofontes mais estendidas, pois, neste segundo caso, as configurações de densidade e campos magnéticos são bem mais simples devido à baixa turbulência do meio intergaláctico, a grandes distâncias do buraco negro central, possibilitando um entendimento mais claro dos processos de interação entre os jatos relativísticos e o meio intergaláctico.

Na presente tese, limito-me, apenas, a uma discussão qualitativa dos possíveis efeitos e os limites para as dimensões das células que são derivados com um modelo atmosférico para o ISM.

4.3 Modelo de choque relativístico

Nas imagens aqui obtidas, nota-se regiões compactas de emissão à medida que os jatos se propagam, e que a radiação é amplificada em relação aos perfis de brilho superficial das regiões próximas aos núcleos.

Observações com o VLBA de quasares como 3C345 e 3C120 em 22 e 43 GHz mostram jatos unilaterais com características luminosas, ou nós, normalmente movendo-se para longe em uma componente central. Movimentos superluminais sugerem a hipótese principal de que os nós são choques que se propagam no jato de plasma (BLANDFORD & KÖNIGL, 1979). A compressão pelo choque provoca a aceleração da partícula, e o perfil da distribuição de energia das partículas relativísticas possuirá uma curtose na direção das energias cinéticas mais altas. Assim, como a taxa de perda de radiação é proporcional à energia total relativística das partículas, a emissão rádio também será aumentada em relação ao plasma em repouso em comparado ao sistema de referência da frente de choque (figura 4.2).

O modelo de choque faz uma distinção entre a velocidade do fluido emitido através do efeito Doppler (“Doppler Boosting”), aumentando a velocidade com que ocorrem os choques que constituem os nós de emissão rádio que são observados nas imagens desta tese. Esta distinção diminui algumas dificuldades que surgem da suposição de que a velocidade padrão e a velocidade do fluido é a mesma (CAWTHORNE & WARDLE, 1988). Estritamente, a velocidade de escoamento do jato difere da velocidade de choque, desde que o aumento da emissão aconteça atrás do choque e o tamanho da região de emissão amplificada varie (PEACOCK, 1987). A variação do brilho observada na superfície de uma nuvem de partículas que imite um espectro de potência $[I(\nu)\alpha\nu^\alpha]$ e move-se com velocidade β_c relativa ao observador (RYBICKI & LIGHTMAN, 1979) é dada por:

$$I(\nu) = I_0(\nu/d)d^2 = I_0(\nu) d^{2-\alpha}, \quad (4.12)$$

onde I_0 é o brilho na superfície da região, na qual o restante do fluido é emitido. d é o

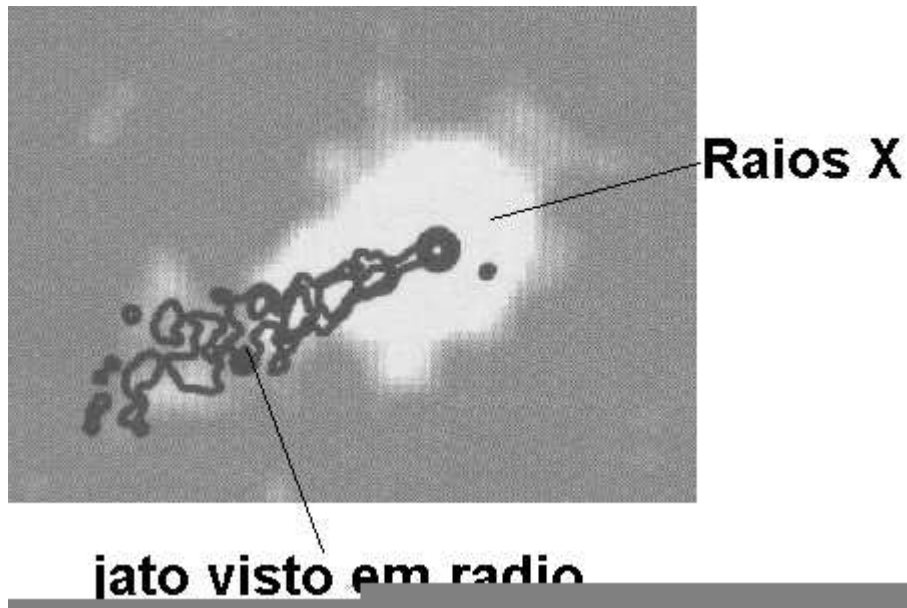


Figura 4.2: Observações do núcleo rádio da radiogaláxia B20755+37 por Worrall, Birkinshaw & Hardcastle (2001), mostrando emissão de raios X vista por CHANDRA, que é coincidente com a estrutura do jato vista em imagens rádio.

efeito Doppler, e a relação das frequências emitidas e observadas é dada por:

$$d = \gamma^{-1}(1 - \beta \cos \theta)^{-1}, \quad (4.13)$$

onde γ é o fator de Lorentz e θ é a inclinação angular da trajetória da onda de choque com respeito à linha de visada.

Isso difere da transformação habitual de densidade de fluxo de uma fonte móvel que é proporcional a d^3 porque o número de partículas visto pelo observador é diminuído por d devido ao tempo de viagem da luz (CAWTHORNE, 1991). A velocidade transversal observada (a taxa aparente de separação do centro estacionário) de um choque que viaja à velocidade β_s na região observada é determinada por (RYBICKI & LIGHTMAN, 1979):

$$\beta_{app} = \frac{\beta_s \sin \theta}{1 - \beta_s \cos \theta}. \quad (4.14)$$

Para uma determinada velocidade de choque, β_s é a velocidade máxima aparente, atingida quando $\sin \theta = 1/\gamma_s$, é $\gamma_s \beta_s \approx \gamma_s$. Este movimento superlumínico pode ser observado além do ângulo de alcance quando $\gamma_s \beta_s$ excede a unidade.

Outra relação importante é a lei de aberração, que relaciona os ângulos vistos em regiões diferentes. Por exemplo, o ângulo no qual é vista a região do restante do fluido

emitido é determinado por

$$\text{sen } \theta_f = d_f \text{ sen } \theta \quad (4.15)$$

A relação de aberração relativística é fácil de entender: Valores altos de d_f próximos da radiação são observados sobre ângulos muito pequenos.

A direção do jato é tal que um choque atinge sua velocidade máxima aparente, $\theta_s = \pi/2$, e o observador vê de frente a extremidade do choque (figura 4.3). Para ângulos maiores, o observador vê o choque por detrás. Na prática, a situação é mais complicada que isto: até mesmo quando a aberração faz com que o observador veja a extremidade do choque, a emissão da extremidade exterior do jato emitido é próxima da origem do jato, na extremidade interna (MARSCHER, 1987). As conseqüências potenciais deste efeito são quase sempre ignoradas na literatura e observações que forneçam mais informações são necessárias.

Hughes *et. al.* (1985) derivou o grau de polarização do plasma do jato relativístico mais externo quando comprimido por um choque. Eles assumiram que o campo magnético ocorre devido à turbulência do material que antes do choque teria polarização zero. A compressão, axial aumenta a componente perpendicular do campo que é visto lateralmente. O grau de ordem no campo magnético é proporcional ao grau de compressão e a radiação é polarizada linearmente, paralela ao vetor campo elétrico. Quando o plano de compressão é visto de frente, o campo magnético permanece forte, e nenhuma polarização líquida pode ser observada. Uma região com tais geometrias de campo magnético é chamado de “Laing Sheet” (LAING, 1980). Wardle *et. al.* (1994) recalculou a polarização esperada em um “Laing Sheet”, somando um campo magnético longitudinal uniforme para observar a predominância da geometria do campo paralelo ao jato visto em quasares (CAWTHORNE, *et. al.*, 1993b). A solução está baseada no cálculo total da polarização da intensidade de um elemento de volume com um campo magnético arbitrário, que é então integrado sobre todas as orientações do campo magnético, levando em conta a transformação do campo magnético na compressão. Uma suposição simplificada ($\kappa = -1$) permitiu a integração analítica, mas seu efeito é pequeno. Desta derivação, o grau de polarização linear é dado por:

$$m_l = m_0 \left(\frac{[(1 - \kappa^2) - 3\xi^2\kappa^2] \text{sen}^2\theta_f}{2 - [(1 - \kappa^2) - 3\xi^2\kappa^2] \text{sen}^2\theta_f} \right) \quad (4.16)$$

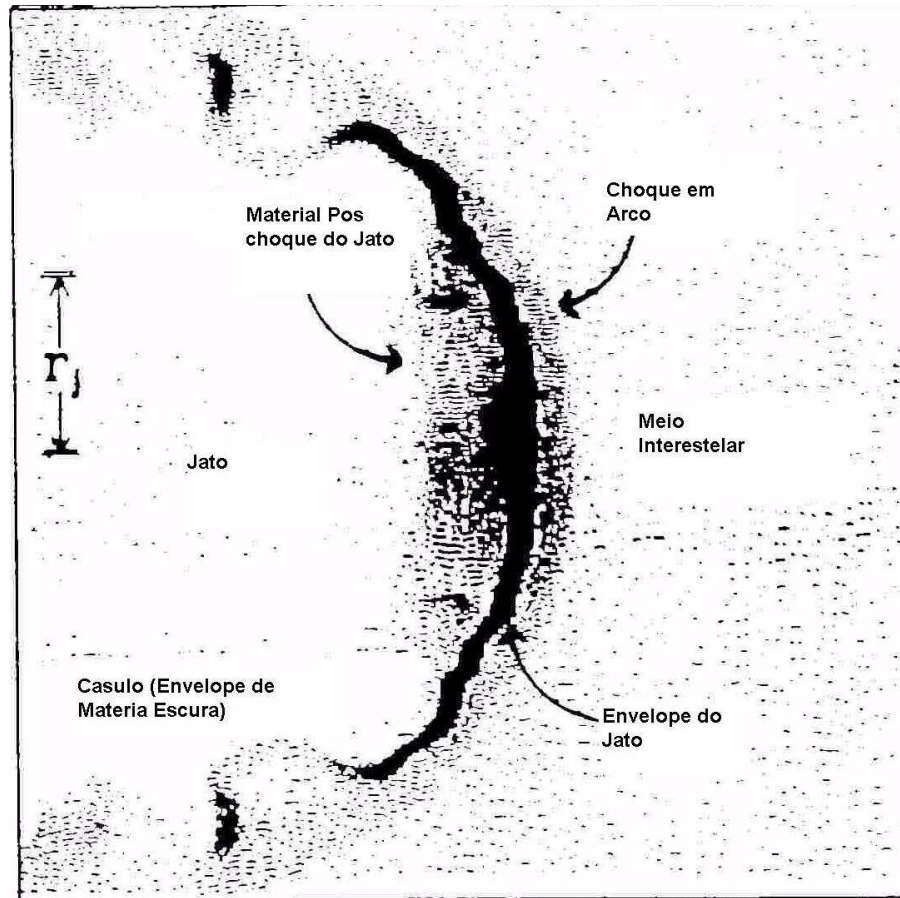


Figura 4.3: Alteração do meio interestelar provocado pela expansão do jato relativístico da Radiofonte (adaptado de REIPURTH, 1991).

onde κ é o grau final de compressão, $\xi = B_u/B_r$ é a relação do campo forte no início do choque e m_0 a polarização fracionária intrínseca de emissão sincrotrônica em campo magnético homogêneo, dado pela equação que define m_l . É assumido que o jato óptico é estreito quando visto lateralmente. Sinal negativo para m_l indica que o vetor campo elétrico é perpendicular ao jato (campo magnético longitudinal dominante).

A emissão observada mostra o fluido aproximadamente perpendicular ao jato ($\theta_f \approx \pi/2 \leftrightarrow \text{sen}\theta \approx 1/\gamma_f$), com obtenção de resultados muito próximos do real com polarizações em muitos casos, muito altas. Uma compressão infinita ($\kappa = 0$) tem $m_l \approx m_0$, como esperado; um choque moderadamente forte com $\kappa = 0.25$ e ($B_u = 0$) tem $m_l \approx 0.88m_0$. Se um campo longitudinal adjacente está presente, a condição do campo magnético transversal é $\kappa < 1/\sqrt{3\xi^2 + 1}$. Para choques mais fracos que isto, as regiões

comprimidas têm grau de polarização mais baixo que o do jato.

Assim, mesmo modelos analíticos simplificados mostram que existe uma relação entre os mecanismos de ondas de choque relativísticos (LUDKE, REICHERT & ANDREOLLA, 2005). As propriedades da radiação sincrotrônica e a emissão de partículas relativísticas são quantidades intimamente associadas, mas estudos detalhados com técnicas de interferometria de muito longa linha de base (VLBI) para o estudo da polarização é a ferramenta ideal para entender estes mecanismos com mais detalhe.

Uma aplicação das equações descritas nessa seção ao fluxo polarizado obtido nos primeiros 100 parsecs de cada jato mostra que a polarização fracional em 5 GHz varia entre 0,08 e 0,18, com forte despolarização, ocorrendo em distâncias maiores do núcleo. Se assumirmos ângulos de inclinação com respeito à linha de visada de 2° , um fator de Lorentz $\gamma = 50$ e uma razão de brilho superficial do nó com a componente não perturbada do jato por um fator de 600, e um índice espectral $\alpha \sim 0.7$ para a componente, temos que o grau de compressão κ dos campos magnéticos ocorrerá em 30-60 % da componente randômica inicial dos campos. Assim, choques relativísticos modestos, com número de Mach maior que 5, podem reproduzir os perfis de brilho observados nas imagens obtidas com o VLBA na presente tese.

Capítulo 5

Conclusões

5.1 Considerações Finais

Nesta tese, utilizei o Very Long Baseline Array para observar uma amostra de quasares pertencente ao grupo de CSS, que são objetos de grande interesse astrofísico.

Imagens em rádio foram produzidas nas frequências de 1,41049 e 1,72049 GHz na banda L, 2,11049 e 2,41049 na banda S e 4,60049 e 5,00049 GHz na banda C.

Esses valores de frequências não são padrões em radioastronomia, e os experimentos foram bem-sucedidos para determinar uma rotina de calibração dos dados em modo de polarização, empregando o modelo de orientação da elipticidade para calibração e redução dos dados.

Um resultado técnico importante e que pode ser de grande interesse para a comunidade científica internacional é que as limitações de imagem da rede VLBA passam a ser conhecidas com melhor precisão, pois o campo de visão é limitado pelo número finito de antenas e seu grande espaçamento. De fato, em 5 GHz, o VLBA fornece visibilidades entre $8 \text{ M}\lambda$ e $160 \text{ M}\lambda$, o que o descaracteriza para estudos de jatos de quasares compactos que excedem 100 milissegundos de arco de extensão, pois muita informação é desprezada. A imagem inédita de 3C43 que foi discutida aqui somente apresentou essa qualidade pelo emprego de uma técnica de combinação de dados do VLBA e MERLIN desenvolvida especialmente para este projeto. O emprego de tal técnica, certamente, auxiliará no estudo de jatos curvos em inúmeras classes de objetos compactos de interesse astrofísico.

5.2 Sumário dos resultados

Dos objetivos propostos, no início desta tese, alguns não foram possíveis de serem discutivos, conforme proposto, partindo dos resultados encontrados.

Para estabelecer o cenário astrofísico da produção de energia dos quasares estudados, se fazem necessárias, observações em épocas diferentes, com intervalos de tempos regulares, o que está sendo feito e portanto, não foi possível concluir os trabalhos até a finalização desta tese.

Quanto à distribuição da densidade eletrônica e campos magnéticos $n_e B_{//}$ no envelope interestelar que envolve os quasares os dados não permitem obter um resultado ideal de determinar o perfil de distribuição de $n_e B_{//}$ ao longo do jato, o que daria uma idéia das densidades dos meios nos quais os quasares estão inseridos, para julgar se eles seriam densos o suficiente para aprisionar as estruturas em rádio. Isso não foi possível pois as imagens não mostraram emissão polarizada ao longo de todo o jato, como pode ser visto nas figuras desta tese. Os instrumentos existentes não possuem sensibilidade suficiente para resolver essas irregularidades de Faraday.

Não foi possível determinar a conexão entre a variabilidade em raios X e rádio, pois, durante a execução do projeto, as pesquisas que tinham o intuito de detecção de emissão em raios X não tiveram êxito, e, portanto, os grupos que estavam embuídos nesta pesquisa, não obtiveram resultados satisfatórios para publicação ..

Assim sendo, meus resultados inéditos foram os seguintes:

- Valores das medidas de rotação para os quasares 3C43, 3C119, 3C147 e 3C216 foram obtidos ao longo das microestruturas, em frequências inéditas, pela primeira vez;
- Uma análise da rotação de Faraday permite estimar que os valores médios do produto da densidade de elétrons livres no meio circundante ao núcleo desses quasares é pelo menos de 4 a 7 ordens de magnitude mais elevados que o meio intergalático que provoca efeitos de Faraday em jatos e lobos de quasares com dimensões projetadas que excedem 40 kpc;
- Para uma resolução de 2 *mas* é possível perceber que a rotação de Faraday decresce com a distância em relação ao núcleo mas que o valor máximo excede a $10^3 \text{ rad } m^2$.

- Uma análise da despolarização permite concluir que esse efeito se deve ao meio interestelar, com uma pequena contribuição intrínseca do jato, que não pode ser isolada com observações VLBA. Limites de resolução e despolarização devido ao feixe permitem estabelecer um limite de um parsec para as células despolarizadoras da radiação sincrotrônica, para todos os objetos observados. Esse número também possibilita impor limites para a escala de turbulência do meio magneto-hidrodinâmico que compõe o ISM;
- Modelos analíticos simples de choques relativísticos foram empregados para explicar as grandes variações internas da distribuição de brilho do jato nos nós e nas regiões não-perturbadas. Os perfis de brilho podem ser explicados com frentes de choque de amplitude relativística média, se os jatos estiverem em um ângulo de visada pequeno e com fatores de Lorentz na ordem de 40-60.

5.3 Futuros trabalhos

Os questionamentos mais relevantes dentro da teoria moderna de fluxos de fluidos magnéticos relativísticos ainda permanecem para estudar a estrutura dos jatos relativísticos compactos e são os seguintes:

- Como o formalismo descritivo de tais jatos compactos difere daqueles encontrados em quasares de dimensões maiores que 40 kpc, onde os jatos são mais estáveis e colimados?
- Quais são as propriedades microscópicas de fluidos relativísticos que ocorrem frequentemente na forma gasosa?
- Como modificar as equações da teoria de jatos de plasma para descrever casos de propagação em ambientes densos?
- Como elaborar novos testes astrofísicos para comparar as previsões teóricas com os aspectos experimentais e observacionais?
- Como obter informações sobre as estruturas compactas e como melhorar a tecnologia instrumental disponível para isso?

O presente trabalho, embora tenha tentado inicialmente discutir essas questões, mostrou que pesquisas futuras envolvendo temas como a formulação hidrodinâmica de jatos relativísticos, os efeitos de ondas de choque nas propriedades mensuráveis para descrever alterações nas formas morfológicas das imagens VLBI, além de estudos dos mecanismos de aceleração de partículas e amplificação dos campos magnéticos por meio da aceleração de Fermi que ainda não são bem compreendidos, seriam indispensáveis para um bom progresso nessa área.

Possíveis pistas para tais pesquisas certamente envolverão campanhas de monitoramento de jatos altamente variáveis que não são os objetos observados nesta tese, na qual o monitoramento das frentes de choque e os movimentos superluminais permitem obter informações sobre a natureza dos campos magnéticos intrínsecos e o confinamento dos jatos de quasares compactos.

Referências Bibliográficas

- AARON, Scott E. **Calibration of VLBI Polarization Data**, 1997
- AKUJOR, C. E., SPENCER, R. E., SAIKIA, D.J., 1991 , A&A, 249, 337
- ANDREOLLA, T., 2002, **Análise das Morfologias dos Quasares 3C9 e 3C14 Realizada com o VLA**, In: Dissertação de Mestrado, UFSM, Brasil
- ANDREOLLA, T., 2006, **Dinâmica de Plasmas Relativísticos**, In: Exame de Doutorado, UFSM, Brasil
- ANDREOLLA, T., LÜDKE, E. **Structures of magnetic fields in compact steep-spectrum jets from VLBA multifrequency observations**. In: IAU Symposium 222 The Interplay Among Black Holes, Stars and ISM in Galactic Nuclei, 2004, Gramado, RS, Brazil. Proceedings of the IAU Symposium 222 The Interplay Among Black Holes, Stars and ISM in Galactic Nuclei. Cambridge, Reino Unido : Cambridge University Press, 2004. v. 222. p. 122-123.
- BARTHEL, P. D., *et. al.*, 1988, ApJ, 329, L51
- BEASLEY, A.J., *et. al.*, 2002, ApJS, 141, 13
- BEST P.N., LONGAIR, M.S., RÖTTGERING, H.J.A., 1997, MNRAS, 286, 785
- BLANDFORD, R. D. , KÖNIGL, A., 1979, Astrophys. J., 232, 34
- BRIDLE, A. H., 1986, Can. J. Phys., 64, 353
- BURN, B. J., 1966, MNRAS. 133, 67
- CARILLI, C.L., PERLEY, R.A., HARRIS, D.E., 1994, MNRAS, 270, 173
- CARVALHO, J. C., O'DEA, P. C., 2002, ApJS, 141, 371
- CAWTHORNE, T. V., HUGHES, P. A.(ed), **Beans and jets in Astrophysics**. 1991, Cambridge Astrophysics Series. 19, 187
- CAWTHORNE, T. V., WARDLE, J. F. C., 1988, Astrophys. J., 332, 696
- CAWTHORNE, T. V., WARDLE, J. F. C., ROBERTS, D. H., GABUZDA, D. C., 1993b. Astrophys. J., 416, 519.
- FANTI, C. *et. al.*, 1986, A&A, 170, 10
- FANTI, C. *et. al.*, 1989, A&A, 217, 44
- FANTI, C., FANTI, R., **Compact Steep-Spectrum Radio Sources**, 1993.
- FELTEN, J.B., 1996, in Trimble V., Reisenegger A., eds., ASP Conf. Ser. Vol. 88, Clusters, Lensing and the Future of the Universe, Astron. Soc. Pac., San Francisco, p. 271

- FERETTI, L., DALLACASA, D., GOVONI, F., GIOVANINNI, G., TAYLOR, G.B., KLEIN, U, 1999, A&A, 344, 472
- GÓMEZ j.L.,*et. al.*, 1998, IAU Coll 164: Radio emission from galactic and extragalactic compact sources, Eds. J.A. Zensus, G.B. Taylor, J.M. Wrobel, PASP press, San Francisco, p. 119
- GOULD, R. J., 1979, Astron. Astrophys., 76, 306
- HARDCASTLE, M.J., BIRKINSHAU, M., WORRALL, D.M., 2001, MNRAS, 323, L17
- HARRIS, D.E., *et. al.*, 1999, ApJ, 518, 123
- HUGHES, P. A., Aller, H. D., Aller, M. F., 1995. ApJ., 298, 301
- HUGHES, P. A., *et. al.*, 1991,ApJ., 374, 57
- JACKSON, J. D., **Classical Eletrodynamics**,1975, Wiley e Sons,Inc.
- KELLERMANN, K. I., PAULINY-TOTH, I. I. K., 1969, ApJ., 155, L71
- KELLERMANN, K. I., *et. al.*, 1998, AJ, 115, 1295
- KENNETH J. J. & Alan L. F.,AJ, 1995, 110, 880
- KRITSUK, A., Plewa T., Müller E., 2001, MNRAS, 326, 11
- LAING, R. A., 1980, MNRAS, 193, 439
- LAING, R. A., 1981, Apj, 248, 87
- LÜDKE, E., 1994, *Polariztion Studies of Extragalatic Radio sources With MERLIN*, Ph.D. Thesis, University of Manchester, USA
- LÜDKE, E.*et. al.*, 1998, MNRAS, 299 , 478
- LÜDKE, E., COTTON, W.D., SANGHERA, H.S., DALLACAS, D., 1998a, IAU Coll 164: Radio emission from galactic and extragalactic compact sources, Eds. J.A. Zensus, G.B. Taylor, J.M. Wrobel, PASP press, San Francisco, p. 183
- LÜDKE, E., COTTON, W.D., SANGHERA, H.S., DALLACAS, D., 1998b, IAU Coll 164: Radio emission from galactic and extragalactic compact sources, Eds. J.A. Zensus, G.B. Taylor, J.M. Wrobel, PASP press, San Francisco, p. 185
- LÜDKE, E., ANDREOLLA, T., **Magnetic Fields in Jets of Extended Quasars: Model-fitting to VLA images**. In: International Workshop Physics of Active Galatic Nuclei at all Scales, 2003, Santiago, Chile
- LÜDKE, E., ANDREOLLA, T., COELHO, S. X., NETO, O. F. L., 2004, IAUS, 222, 333
- LÜDKE, E., ANDREOLLA, T., COELHO, S. X., NETO, O. F. L., **Intrinsic jet parameters from multifrequency VLA polarization observations of archetypical**

- FR-II quasars and radio galaxies.** In: IAU Symposium 222 The Interplay Among Black Holes, Stars and ISM in Galactic Nuclei, 2004, Gramado, RS, Brazil. Proceedings of the IAU Symposium 222 The Interplay Among Black Holes, Stars and ISM in Galactic Nuclei. Cambridge, Reino Unido : Cambridge University Press, 2004. p. 189-190.
- LÜDKE, E., ANDREOLLA, T., **Core magnetic fields in ultracompact radio sources.** In: Magnetic Fields in the Universe: from laboratory and stars to the primordial structures, 2005, Angra dos Reis. Proceedings of the Conference Magnetic Fields in the Universe: from laboratory and stars to the primordial structures, 2005. v. 784. p. 2-3.
- MARSCHER, A. P., 1983, ApJ., 264, 296.
- LÜDKE, E., REICHERT, D., ANDREOLLA, T., **Magnetic fields in the hotspotless jet of 3C200.** In: Magnetic Fields in the Universe: from laboratory and stars to the primordial structures, 2005, Angra dos Reis. Proceedings of the Conference 'Magnetic Fields in the Universe: from laboratory and stars to the primordial structures', 2005. v. 784. p. 1-2.
- LÜDKE, E.; ANDREOLLA, T., 2005 aspc, 340,107
- MARSCHER, A. P., ZENSUS, J. A., PEARSON, T.J.(eds), **Superluminal Radio Sources.** Cambridge. 1987, p.280
- MENDOZA S., LONGAIR M.S., 2001, MNRAS, 324, 149
- MEISENHEIMER, K., *et. al.*, 2001, A&A, 372, 719
- MOFFET, A. T., *et. al.*, (eds), **Stars and Stellar Systems**, 1975, vol.9, p.211
- MURGIA, M., *et. al.*, 1999, A&A, 345, 769
- NAN, R. D., *et. al.*, 1999, A&A, 344, 402
- NAN, R. D., *et. al.*, 2000, A&A, 357, 891
- PACHOLCZYK, A. G., 1970, **Radio Astrophysics.** San Francisco:Freeman
- PADMAN, R., *et. al.*, **Beans and Jets in Astrophysics**, 1991, vol. 19, p. 484
- PARKER, R. A. R., 1978. ApJ., 224, 873
- PEACOCK, J. A., KUNDT, W. (ed), **Astrophysical Jets and Their Engines.** Dordrecht. 1987, p.185
- PRIETO M.A., 1997, MNRAS, 284, 627
- REIPURTH, B., 1991, **The Physics of Star Formation and Early Stellar Formation**, 342, 497
- REID, A., *et. al.*, 1995, A&A, 110, 213

- RENDONG N. *et. al.*, 1991, A& A, 245, 449
- RYBICKI, G B., LIGHTMAN, A. P., 1979, **Radiative Processes in Astrophysics.**
New York
- SPENCER R.E., *et. al.*, 1991, MNRAS, 250, 225
- TABARA, H., INOUE, M., 1980, A& AS, 39, 379
- TAYLOR, G.B., GOVONO, F., ALLEN, S.W., FABIAN, A.C., 2001, MNRAS, 326, 2
- TAYLOR, G.B., INOUE, M., TABARA, H., 1992a, A& A, 264, 415
- TAYLOR, G.B., INOUE, M., TABARA, H., 1992b, A& A, 264, 421
- TRIBLEE, P.C., 1989, MNRAS, 238, 1247
- TRIBLEE, P. C., 1991, MNRAS, 250, 726
- UNWIN, S. C., *et. al.*, 1983, ApJ., 271, 536
- UNWIN, S. C., *et. al.*, 1994, ApJ.. 432, 103
- VENTURI, T., *et. al.*, 1993, A&A, 271, 65
- VAN BREUGEL, W. J. M., *et. al.*, 1992, A&A, 256, 56
- XU, W., *et.al.*, 1995, ApJs, 99, 297
- WARDLE, J. F. C., ROBERTS, D. H., 1994, NRAO, 217
- WILSON, A.S., YOUNG, A.J., SHOPBELL, P.L., 2001, ApJ, 547, 740
- WORRALL, D.M., BIRKINSHAW, M., HARDCASTLE, M.J., 2001, MNRAS, 326, L7