

**MODELO DE ONDAS DE CHOQUE PARA
VARIABILIDADE DE QUASARES E OBJETOS
BL LACERTAE**

**Relatório Final
CNPq – PIBIC**

Aluno: Flávio Eler de Melo
Orientador: Dr. Luiz Claudio Lima Botti

Agradecimentos

Agradeço ao CNPq pela bolsa concedida que foi de fundamental importância para que este trabalho pudesse ser realizado; aos coordenadores do PIBIC pela organização e pelo gerenciamento do andamento do projeto; e ao meu orientador pelo grande apoio e aprendizado que tem me proporcionado desde o início do projeto.

Flávio Eler de Melo.

MODELO DE ONDAS DE CHOQUE PARA VARIABILIDADE DE QUASARES E OBJETOS BL LACERTAE

ÍNDICE

I. INTRODUÇÃO	2
I.1 Apresentação	2
I.2 Introdução	3
II. FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA	5
II.1 A descrição por dois estágios	5
II.1.1 Número de explosões	5
II.1.2 Parametrização	5
II.2 O modelo de ondas de choque generalizado	7
II.2.1 Evolução do choque em três estágios	7
II.2.2 As transições entre os estágios e as particularidades das explosões	11
II.2.3 O comportamento geral do espectro síncrotron	13
II.2.4 Aspectos das explosões	15
II.2.5 Contribuições das partes mais externas dos jatos e de explosões anteriores	15
III. MATERIAIS E MÉTODOS	17
III.1 Material observacional	17
III.2 O método de ajuste	17
IV. RESULTADOS E ANÁLISES	19
IV.1 Descrição por dois estágios	19
IV.2 Descrição por três estágios	22
V. CONCLUSÕES	26
VI. BIBLIOGRAFIA	27

I. INTRODUÇÃO

I.1 Apresentação

Este trabalho tem como objetivo a continuidade ao projeto de Iniciação Científica, iniciado junto ao INPE em 2001, cujas finalidades são a análise e a aplicação de um modelo generalizado de ondas de choque em jatos de plasma relativísticos (Türler et al. – 2000) para explicar a variabilidade em quasares e objetos BL Lacertae.

As explosões nestas fontes, vistas em vários comprimentos de onda, constituem o foco da física a ser tratada pelo modelo de ondas de choque. As mesmas são provocadas por emissões síncrotron oriundas de uma pequena região do interior de um jato débil e colimado de plasma, logo atrás de uma frente de choque (perturbação de pressão), a qual se propaga dentro do jato. Este jato, por sua vez, parte de um núcleo compacto da fonte e é ejetado para regiões mais afastadas do núcleo, onde a emissão de radiação é quiescente.

O modelo em questão é capaz de descrever uma onda de choque acelerada ou desacelerada, em um jato não-cônico, não-adiabático e até mesmo curvado, e é abrangente o suficiente para se adequar a quase 20 anos de explosões e reproduzir formas muito diferentes de curvas de luz. Isto dá base ao modelo de Marscher & Gear (1985) e reforça a idéia de que as explosões vistas nas curvas de luz estão fisicamente ligadas às diferentes inomogeneidades observadas que se movem dentro do jato a velocidades aparentemente superluminais.

O método de aplicação do modelo consiste em uma decomposição de curvas de luz em séries de explosões similares, baseando-se em uma evolução espectro-temporal média ($\log S$, $\log v$, $\log t$) das explosões, ajustada às curvas de luz estudadas, a partir da qual, as especificidades dos eventos são também derivadas para um ajuste fino na delineação das curvas.

Na primeira fase do projeto, o modelo foi aplicado para descrever as propriedades de explosões síncrotron, por meio de um ajuste a séries de explosões descritas por três estágios, em várias frequências. Devido à boa qualidade do ajuste obtido no trabalho anterior, pôde-se constatar a relevância da classe dos modelos de ondas de choque para a explicação de alguns fenômenos observados em núcleos ativos de galáxias, os quais não são bem explicados pelos clássicos modelos canônico e de perdas síncrotrônicas.

Entretanto, a implementação de tais ajustes foi baseada em um tratamento dos dados que exigiu uma grande interatividade do operador com o programa, provocando a necessidade de inúmeras iterações para se atingir um ajuste satisfatório, porém sem precisa quantificação de sua qualidade.

Assim, nesta nova fase do projeto, as metas principais foram a otimização do algoritmo utilizado para o ajuste das curvas de luz, visando uma maior estabilidade e convergência mais rápida; e a qualificação dos ajustes por meio de estimativas do coeficiente χ^2 . Para tanto, atendo-se à diminuição da interatividade do operador com o programa, foi escolhida uma certa disposição dos dados que simplificou o seu tratamento, requerendo um algoritmo mais simples e direto para a realização dos ajustes.

Esta nova implementação foi aplicada a uma descrição nova, com parametrização mais simples, baseada em duas fases (subida e descida) da explosão, de maneira a testar o novo algoritmo e constatar sua generalidade de aplicação a quaisquer descrições das explosões. Em seguida foi aplicada à descrição usada no trabalho anterior: a evolução do choque em três estágios, segundo a predominância do processo de perdas de energia (síncrotron, Compton e esfriamento adiabático). Isto possibilitou a verificação do comportamento do

novo algoritmo, a qualificação dos ajustes e a relevante comparação dos ajustes feitos para as duas descrições utilizadas.

As explosões analisadas são das fontes OV236, OJ287, 3C273 e BL Lac, entre 1980 e 2000, nas frequências 4.8, 8.0, 14.5, 22 e 37 GHz (rádio), utilizando-se dados do Observatório da Universidade de Michigan (UMRAO), do Observatório do Itapetinga (Atibaia – SP), do Observatório Metsähovi (Finlândia) e da literatura.

Obteve-se ótimos resultados para os ajustes, e com uma maior confiabilidade do que no trabalho anterior, visto que desta vez as estimativas da qualidade dos ajustes puderam comprovar a eficiência do método, e visualmente os picos mais impulsivos foram melhor delineados. O algoritmo se apresentou: muito mais rápido para convergir, dada uma determinada tolerância de erro; direto (sem a necessidade de grande interatividade do operador com o programa) e simples de implementar.

O índice espectral opticamente fino obtido é maior durante a fase de subida dos eventos do que na fase de decaimento, como previsto pelo modelo de Marcher & Gear (1985). Este “achatamento” do espectro reforça a idéia de que as perdas radiativas (síncrotron/Compton) dominam as perdas de energia pelos elétrons durante a fase inicial da evolução do choque, correspondente à subida da explosão. Outros resultados sugerem algumas importantes propriedades para as fontes, como por exemplo, que o campo magnético atrás da frente de choque é bastante turbulento, que o raio do jato não aumenta linearmente com a distância ao longo do jato, como seria esperado para um jato cônico e que o material emissor de radiação síncrotron desacelera no trajeto ao longo do jato e/ou curva-se para fora da linha de visada.

I.2 Introdução

As curvas de luz de quasares e objetos BL Lacertae em rádio mostram a evidência de estruturas proeminentes, ou explosões, propagando-se desde altas até baixas frequências. Após o desenvolvimento da teoria da emissão síncrotron em jatos, em 1980, por Blandford & Königl (1979), Marscher (1980) e Königl (1981), um passo decisivo para a compreensão destas explosões foi dado por Marcher & Gear (1985), que propuseram um modelo para a emissão de uma onda de choque propagando-se dentro de um jato relativístico. Assumiram que o jato era confinado em um cone de abertura constante e que o fluxo do jato era adiabático.

Eles estudaram a forte explosão em 1983 do 3C273, construindo, em duas épocas, um espectro simultâneo, contendo desde os comprimentos de onda milimétricos até o infravermelho, depois de subtrair uma emissão quiescente que supostamente variava em uma escala de tempo muito grande. Eles conseguiram ajustar estes dois espectros da explosão ao espectro de absorção da emissão síncrotron e mostraram que sua evolução temporal poderia ser entendida como sendo devida a uma onda de choque se propagando por um jato relativístico. Assim, identificaram três estágios de evolução do choque de acordo com o processo dominante de resfriamento dos elétrons: 1) a fase das perdas por espalhamento Compton, 2) a fase das perdas por radiação síncrotron e 3) a fase de perdas por expansão adiabática.

Este modelo teve grande importância porque a partir dele os efeitos das perdas de energia dos elétrons por processos síncrotron e Compton inverso, que são pronunciados em frequências altas, passaram a ter significância maior nos modelos posteriores, o que provê uma explicação simples para as diferentes componentes observadas nos jatos através de interferometria com grande linha de base (VLBI). O maior problema do modelo de Marscher & Gear era que o mesmo não conseguia explicar bem as medições de fluxo total,

uma vez que as emissões de todas as componentes no jato se sobrepunham para compor um espectro global quase plano.

Outro modelo de choque foi desenvolvido por Hughes et al. (1985) simultaneamente ao de Marscher & Gear (1985). Em seu modelo, o choque se propagaria no jato de maneira semelhante a uma onda de pressão empurrada por um pistão, e com ele, as observações de fluxo e polarização no BL Lacertae em baixas frequências foram bastante bem reproduzidas, apesar de em comprimentos de onda milimétricos o comportamento observado não ter sido bem descrito.

Uma generalização do modelo de choque em três estágios de Marscher & Gear foi apresentado por Valtaoja et al. (1992), originando um modelo que, baseado em observações, descreve qualitativamente os três estágios do modelo de Marscher & Gear, sem detalhar a física do choque. Por fim, Qian et al. (1996) propôs um modelo de explosões causadas por injeções de plasma nos jatos, para estudar a evolução espectral de inomogeneidades superluminais resolvidas em rádio. Este cálculo teórico reproduz bem a evolução espectral observada da componente C4 no 3C345 (Qian 1996).

Para compatibilizar estes modelos de choque, Türler et al. (1999) extraíram as propriedades das explosões a partir das observações. Isto foi difícil tanto em altas quanto em baixas frequências, porque em altas frequências as explosões são muito breves e chegam durar apenas alguns dias, requerendo amostras de observações em comprimentos de onda submilimétricos não tão facilmente acessíveis; enquanto que em baixas frequências as explosões se sobrepõem devido à sua longa duração, dificultando a sua discriminação.

A melhor delimitação de dados observacionais pelo modelo de Marscher & Gear foi conseguida por Litchfield et al. (1995) para o blazar 3C279 e por Stevens et al. (1996, 1998) para 3C345 e 3C273, respectivamente, sendo tais estudos baseados em explosões isoladas. O método usado consiste em construir espectros de multi-frequência simultâneos para o maior número de épocas possíveis, após a subtração de um espectro quiescente, suposto constante em relação ao tempo. No 3C273, houve um período de fluxo aproximadamente constante em frequências milimétricas, durando um pouco mais que um ano em 1989-1990, o que foi interpretado como seu estado quiescente (Robson et al. 1993). Em frequências de rádio, entretanto, nenhum período de fluxo constante foi observado e não há evidência alguma de que tal estado existe em nível significativo, além da contribuição da região quente 3C273A.

O tratamento apresentado neste trabalho para inferir as propriedades observadas das explosões segue o modelo de Türler et al. (1999 e 2000) e tem a vantagem de não se apoiar na suposição de uma emissão quiescente. A idéia é decompor um conjunto de curvas de luz cobrindo um vasto intervalo de tempo em uma série de explosões. A primeira tentativa de tal decomposição foi realizada por Legg (1984), que ajustou uma curva de luz em rádio do 3C120, de um período de dez anos, a uma série de doze explosões similares. Valtaoja et al. (1999) decompôs as curvas de luz em 22 e 37 GHz, de vários núcleos ativos de galáxias, em várias explosões com ascensões e decaimentos exponenciais.

O que é único no tratamento do presente trabalho é que se ajustaram séries de explosões, simultaneamente, a cinco curvas de luz com duração de duas décadas, cobrindo uma determinada faixa de rádio. Isto acrescenta uma dimensão à decomposição: a evolução do evento é agora função da frequência e do tempo. O objetivo é obter as propriedades temporais e espectrais de uma explosão típica, da qual as várias explosões diferem apenas por alguns parâmetros. Com isso delineamos as curvas de luz do 3C273, OV236, OJ287 e BLLac, que são fontes bem representativas dos fenômenos os quais pretende-se estudar.

A seguir são expostas duas descrições diferentes da explosão típica. Na primeira, a curva de luz de uma explosão é modelada por uma função analítica que pode evoluir continuamente com a frequência; enquanto que na segunda descrição, a explosão é

modelada por um espectro de absorção síncrotron que evolui passando por três estágios temporais. A segunda abordagem possui significado físico e possibilita melhores ajustes por modelos de choque. Os resultados são discutidos na seção IV e resumidos na seção V.

II. FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA

II.1 A descrição por dois estágios

Esta seção expõe uma abordagem em que o número de condições de ajuste do modelo é minimizado. A curva de luz de cada explosão é, em uma dada frequência, descrita por uma função analítica simples definida diferentemente em dois estágios: ascensão e decaimento. A escolha desta função é puramente empírica e não é embasada por nenhum modelo físico. A evolução da explosão típica com a frequência é deixada o mais livre possível para variar. Portanto, desta maneira, este modelo possui muitos parâmetros livres, os quais podem se adaptar a uma vasta gama de situações distintas.

II.1.1 Número de explosões

Um parâmetro fundamental da decomposição é o número de explosões. Desejando-se reproduzir os minuciosos aspectos vistos nas curvas de luz, seria natural tentar-se adicionar o maior número de explosões possível, entretanto, no presente trabalho, tentou-se minimizar ao máximo o número de explosões para melhor adequar sua evolução espectral e temporal ao modelo. Foi escolhido então, para esta descrição, um número de treze explosões, as quais são absolutamente necessárias para descrever as principais características das curvas de luz.

O objetivo da decomposição não é reproduzir a estrutura detalhada das curvas de luz, mas obter as características principais das explosões. Conseqüentemente, o coeficiente χ^2 que se poderia obter seria completamente inaceitável, mas não teria significado em termos de que o modelo corresponde de fato ao que foi observado. Entretanto, serão referidos os valores obtidos do χ^2 reduzido, uma vez que esta é a forma usual de expressar a qualidade de um ajuste.

II.1.2 Parametrização

Em uma dada frequência ν , modelou-se uma curva de luz $S_\nu(t)$ de uma explosão simples, com amplitude $A(\nu)$, começando no instante $t = t_0$ e atingindo seu pico em $t = t_0 + t_{\text{sub}}(\nu)$, dada por:

$$S_\nu(t) = \frac{A(\nu)}{2} \left[1 - \cos \left(\pi \left(\frac{t - t_0}{t_{\text{sub}}(\nu)} \right)^{\rho(\nu)} \right) \right] \quad \text{para } t_0 \leq t < t_0 + t_{\text{sub}}(\nu) \quad (1)$$

e por

$$S_\nu(t) = A(\nu) \cdot \exp \left(- \left(\frac{t - t_0 - t_{\text{sub}}(\nu)}{t_{\text{desc}}(\nu)} \right)^{\phi(\nu)} \right) \quad \text{para } t \geq t_0 + t_{\text{sub}}(\nu) \quad (2)$$

Os expoentes $\rho(\nu)$ e $\phi(\nu)$ definem a forma da curva de luz em uma frequência ν e $t_{\text{desc}}(\nu)$ é o tempo de decaimento da explosão na frequência ν . Diferentes perfis de uma explosão definida pelas equações (1) e (2) são mostradas na figura 1.

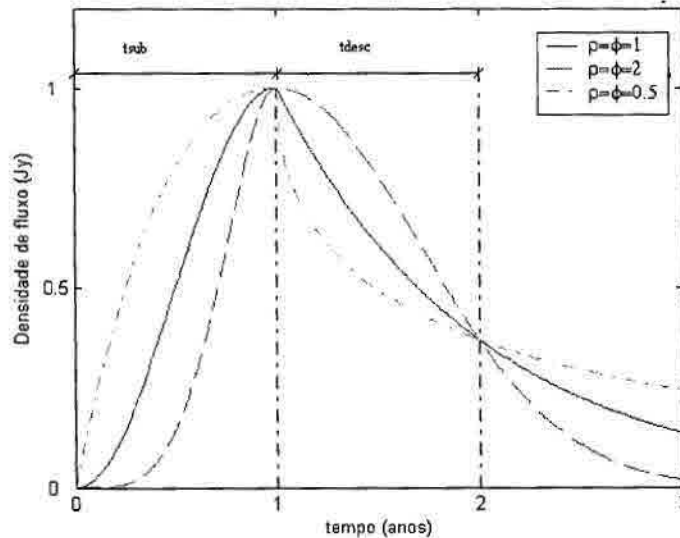


Figura 1 – explosão em dois estágios

Em vez de adequar os parâmetros da explosão ($A(\nu)$, $t_{\text{sub}}(\nu)$, $t_{\text{desc}}(\nu)$, $\rho(\nu)$ e $\phi(\nu)$) a cada uma das cinco frequências das curvas de luz, optou-se por descrever o logaritmo destes parâmetros por uma interpolação cúbica (“cubic spline”) que foi parametrizado em apenas quatro frequências espaçadas por 0,75 dex e cobrindo o intervalo 3-600 GHz. Isto reduz o número de parâmetros de cinco para quatro, ao passo que deixa a parametrização completamente independente do modelo. Assim, são necessários 5×4 parâmetros para caracterizar totalmente a evolução espectral e temporal de uma explosão, ou seja, a superfície no espaço ($\log S$, $\log \nu$, $\log t$).

Impõe-se, desta maneira, que todas as explosões são similares, no sentido de que todas possuem o mesmo padrão de evolução, ou seja, a mesma forma da superfície no espaço ($\log S$, $\log \nu$, $\log t$). O que muda, então, de uma explosão em relação a outra, é a normalização em densidade de fluxo S , frequência ν e tempo t , que muda, respectivamente, a amplitude de uma explosão (forte ou fraca), a frequência em que ocorre o máximo de emissão do espectro (pico em altas ou baixas frequências) e a escala de tempo da evolução (longa ou curta duração). Uma mudança na normalização corresponde ao desvio da posição da superfície característica da explosão, posição tal que é definida a partir do ponto de máximo fluxo como um ponto arbitrário de referência na superfície. Em média, dentre todas as explosões, este ponto está localizado em $(\langle \log S \rangle, \langle \log \nu \rangle, \langle \log t \rangle)$ e esta normalização média define a explosão típica. Os desvios logarítmicos deste ponto em relação à explosão típica são denotados por $\Delta \log S$, $\Delta \log \nu$ e $\Delta \log t$, tal que $\Delta \log k = \log k - \langle \log k \rangle$, $\forall k = S, \nu, t$. Estes 17×3 desvios logarítmicos mais 17 instantes de início t_0 das explosões resultam em um total de 69 parâmetros usados para definir as especificidades de todas as explosões.

Os decaimentos superpostos das explosões que se iniciaram antes de 1979 são simplesmente modelados por um evento hipotético de amplitude $A_0(\nu)$ com pico em 1979 ($t = t_0 + t_{\text{sub}}(\nu) = 1979$) e decaindo com o tempo $t_{\text{desc}}(\nu)$ da explosão típica na frequência ν . A variação da amplitude $A_0(\nu)$ é apenas modelada por uma expressão cúbica (“cubic

spline”), assim como os as outras cinco variáveis, porém parametrizada em quatro frequências um pouco mais baixas ($\log(\nu/\text{GHz}) = 0.5, 1.0, 1.5$ e 2.0), uma vez que $A_0(\nu)$ é apenas bem ajustado para curvas de luz em rádio. Por fim, é assumida uma contribuição constante das curvas de luz devidas a uma emissão quiescente de uma região quente, parte mais externa do jato, para estas fontes. Para o 3C273, esta região tem existência constatada (3C273A) e sua contribuição constante às curvas de luz é modelada por uma lei de potência proposta por Conway et al. (1993). É uma lei de potência contínua por partes com índice espectral de 0.67 abaixo de 735 MHz (29.0 Jy) e de 0.85 em frequências mais altas. Para as demais fontes, esta contribuição contínua não é bem conhecida, de forma que adicionalmente modelamos o espectro da parte mais externa dos jatos segundo funções cúbicas interpoladas para os parâmetros $S_0(\nu)$ nas frequências ($\log(\nu/\text{GHz}) = 0.5, 1.0, 1.5$ e 2.0). Resumindo, esta primeira abordagem usa um total de 93 (20 + 69 + 4) parâmetros para o 3C273 e 97 para as demais fontes. O ajuste simultâneo das cinco curvas de luz é realizado por ajustes iterativos de pequenos grupos de quatro parâmetros dentre todos.

II.2 O modelo de ondas de choque generalizado

II.2.1 Evolução do choque em três estágios

Segundo o modelo de ondas de choque original de Marscher & Gear (1985), a radiação síncrotron é emitida de uma região logo atrás de uma frente de choque, em uma porção cilíndrica de um jato que possui seção transversal circular de raio R e comprimento x ao longo do eixo longitudinal. Neste volume o campo magnético é assumido uniforme em magnitude e quase aleatório em direção e os elétrons relativísticos possuem a habitual distribuição de energia em lei de potência $N(E)=K.E^{-s}$, com $N(E)dE$ sendo a densidade numérica de elétrons.

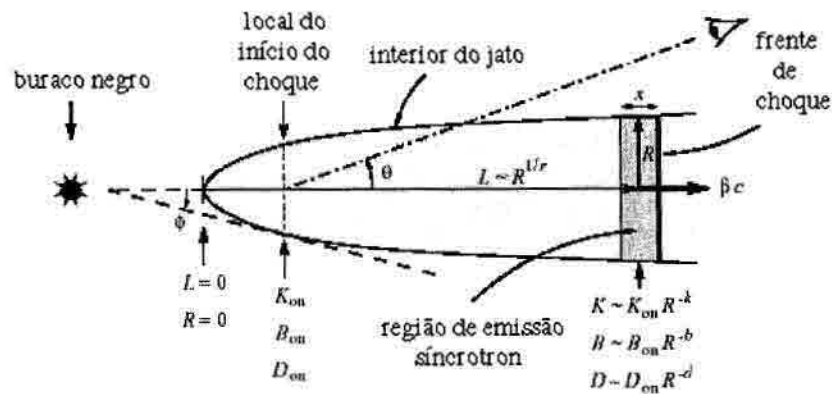


Figura 2 - Ondas de choque em um jato não-cônico (Türler et. al., 2000)

Os elétrons possuem velocidade relativística principal $\beta=v/c$, em que c é a velocidade da luz, e um fator de Lorentz correspondente $\Gamma = (1-\beta^2)^{-1/2}$, assim, a emissão síncrotron observada com um ângulo θ do eixo do jato, sofre um efeito de feixe Doppler com um fator Doppler principal $\mathcal{D} = \Gamma^{-1}(1-\beta\cos\theta)^{-1}$. O semi-ângulo ϕ de abertura do jato é assumido como menor do que θ em qualquer instante depois do início do choque e o próprio θ é pequeno o suficiente para validar a relação $\sin(\theta+\phi) < 1/\Gamma$, tal que a profundidade da linha de visada da região emissora é diretamente proporcional à sua espessura x .

O fluxo opticamente fino observado S_v e a frequência do máximo de emissão ν_m do espectro de reabsorção síncrotron são:

$$S_v \propto R^2 xKB^{(s+1)/2} D^{(s+3)/2} \nu^{-(s-1)/2} \quad (3)$$

$$\nu_m \propto (xKB^{(s+2)/2} D^{(s+2)/2})^{2/(s+4)} \quad (4)$$

onde K e B são medidos no referencial do plasma emissor e S_v , ν , ν_m , R , x e \mathcal{D} são medidos no referencial do observador.

A espessura x da região emissora é fundamental nas transições da evolução da explosão de um estágio para outro. Se os elétrons acelerados na frente de choque sofrem resfriamento primordialmente devido a perdas radiativas, x pode ser estimado por $2 \cdot v_{\text{rel}} \cdot t_{\text{resf}}$ em que v_{rel} é o excesso de velocidade da frente de choque em relação ao plasma emissor e t_{resf} é o tempo de resfriamento típico dos elétrons. Isto se deve ao fato de que o centro da região emissora é dado pela distância típica $v_{\text{rel}} \cdot t_{\text{resf}}$ pela qual os elétrons passam para atingir o centro, a partir da frente de choque, antes de perder substancialmente sua energia. A largura total x da região emissora é, portanto, duas vezes esta distância.

O espalhamento Compton é o processo de resfriamento dos elétrons predominante em um primeiro estágio da evolução do choque e como o efeito Compton é controlado pela densidade de energia dos fótons síncrotrônicos (u_f), o limite de espessura Compton da região emissora é dado pela expressão $x_1 \propto u_f^{-1} B^{1/2} \mathcal{D}^{1/2} \nu^{-1/2}$ (no referencial da fonte). Como a densidade de energia dos fótons pode ser escrita $u_f \propto K(B^{3s+7} R^{s+5})^{1/8}$, obtemos:

$$x_1 \propto R^{-(s+5)/8} K^{-1} B^{-3(s+1)/8} D^{1/2} \nu^{-1/2} \quad (5)$$

Assim que a densidade de energia dos fótons u_f torna-se igual à densidade de energia do campo magnético $u_B = B^2/(8\pi)$, a evolução do choque passa à fase síncrotron, durante a qual o processo predominante de perda de energia pelos elétrons é a radiação síncrotron. Já que os tempos típicos de resfriamento dos elétrons por processo síncrotron e por Compton são similares, a espessura limite x_2 da região emissora no segundo estágio é obtida apenas substituindo-se u_f por u_B na expressão de x_1 :

$$x_2 \propto B^{-3/2} D^{1/2} \nu^{-1/2} \quad (6)$$

No estágio final da evolução do choque, as perdas síncrotron tornam-se menos significativas e as perdas por expansão adiabática passam a controlar as perdas de energia, quando então o jato passa a manter a forma segundo a relação $x_3 \propto R$.

Para cada um dos três estágios i (para $i = 1, 2, 3$), se substituirmos x nas equações (3) e (4) pelas expressões correspondentes de x_i , obtemos as expressões para $S_{v,i}$ e $\nu_{m,i}$:

$$S_{v,1} \propto R^{(11-s)/8} B^{(s+1)/8} D^{(s+4)/2} \nu^{-s/2} \quad (7)$$

$$S_{v,2} \propto R^2 KB^{(s-2)/2} D^{(s+4)/2} \nu^{-s/2} \quad (8)$$

$$S_{v,3} \propto R^3 KB^{(s+1)/2} D^{(s+3)/2} \nu^{-(s-1)/2} \quad (9)$$

$$v_{m,1} \propto R^{-1/4} B^{1/4} D^{(s+3)/(s+5)} \quad (10)$$

$$v_{m,2} \propto [K^2 B^{s-1} D^{s+3}]^{1/(s+5)} \quad (11)$$

$$v_{m,3} \propto [RKB^{(s+2)/2} D^{(s+2)/2}]^{2/(s+4)} \quad (12)$$

Substituindo $v_{m,i}$ em $S_{v,i}$, para as três fases de evolução do choque, obtém-se $S_{m,i} = S_{v,i}(v_{m,i})$:

$$S_{m,1} \propto R^{11/8} B^{1/8} D^{(3s+10)/(s+5)} \quad (13)$$

$$S_{m,2} \propto R^2 [K^5 B^{2s-5} D^{3s+10}]^{1/(s+5)} \quad (14)$$

$$S_{m,3} \propto [R^{2s+13} K^5 B^{2s+3} D^{3s+7}]^{1/(s+4)} \quad (15)$$

Assume-se então que K , B e D evoluem segundo potências do raio R da secção transversal do jato:

$$K \propto R^{-k} \quad B \propto R^{-b} \quad D \propto R^{-d} \quad (16)$$

Introduzindo as relações acima nas proporções de (10) a (15) (para $v_{m,i}$ e $S_{m,i}$), o ponto de máxima emissão (v_m , S_m) do espectro síncrotron também é dado como função de potências do raio R do jato:

$$v_{m,i} \propto R^{n_i} \text{ e } S_{m,i} \propto R^{f_i} \Rightarrow S_{m,i} \propto v_{m,i}^{f_i/n_i} \quad (17)$$

em que os expoentes n_i e f_i são:

$$n_1 = -(b+1)/4 - d(s+3)/(s+5) \quad (18)$$

$$n_2 = -[2k + b(s-1) + d(s+3)]/(s+5) \quad (19)$$

$$n_3 = -[2(k-1) + (b+d)(s+2)]/(s+4) \quad (20)$$

$$f_1 = (11-b)/8 - d(3s+10)/(s+5) \quad (21)$$

$$f_2 = 2 - [5k + b(2s-5) + d(3s+10)]/(s+5) \quad (22)$$

$$f_3 = [2s+13 - 5k - b(2s+3) - d(3s+7)]/(s+4) \quad (23)$$

Mesmo uma fonte fina morfologicamente em um jato mostra-se inhomogênea quando vista sob um pequeno ângulo de visada θ (Marscher – 1987), portanto a profundidade óptica depende da frequência, o que acaba por alargar e achatar o ponto de máxima emissão do espectro e o índice espectral opticamente espesso α_{esp} fica menor do que o valor típico de

+5/2 para fontes homogêneas. Assim, para chegar ao índice espectral correto, abaixo da frequência de máximo de emissão ν_m , corta-se a fonte em porções cilíndricas do jato iguais, com comprimentos $l \ll x$ proporcionais aos seus raios R e pequenos o suficiente para garantir que a emissão de cada “fatia” da fonte seja homogênea. Cada “fatia” da fonte mostra o espectro homogêneo com o ponto de máxima emissão (ν_m, S_m) dependente do raio R , conforme (17), mas com $i = 3$ devido ao fato de l ser diretamente proporcional a R^1 e poder substituir x nas proporções (3) e (4) para o estágio 3 quando $x_3 \propto R^1$. A superposição de todas estas “fatias” causa um índice espectral opticamente espesso observado de caráter inhomogêneo tal que $\alpha_{esp} = f_3/n_3$. Entretanto, a finitude do tamanho da fonte, restringe o intervalo de frequências para o qual este índice espectral inhomogêneo vale, de forma que há um ponto de quebra inferior ($\nu_h < \nu_m$) no espectro, abaixo do qual o índice espectral passa a ter o valor típico de fonte homogênea +5/2.

Uma quebra superior do espectro também é esperada, devida à mudança na distribuição de energia dos elétrons induzida pelas perdas radiativas. Para contínua re-aceleração e injeção dos elétrons sofrendo perdas radiativas, o índice espectral opticamente fino α_{fino} tende a se acentuar de $-1/2$ em frequências acima da frequência de quebra superior ($\nu > \nu_b > \nu_m$). A frequência de quebra superior ν_b no referencial do observador está ligada à energia de quebra E_b da distribuição de energia dos elétrons segundo $\nu_b \propto B \mathcal{D} E_b^2$ (Marscher - 1980), mas neste modelo a evolução de ν_b com o raio do jato R só é importante no último estágio da evolução do choque. Para expansão adiabática em duas dimensões, a energia dos elétrons E diminui com R segundo $E \propto R^{-2/3}$ (Gear - 1988), logo, substituindo as relações (16) e $E \propto R^{-2/3}$ em $\nu_b \propto B \mathcal{D} E_b^2$, temos:

$$\nu_b \propto B D E_b^2 \Rightarrow \nu_b \propto R^{-b} R^{-d} \left(R^{-2/3} \right)^2 \therefore \nu_{b,3} \propto R^{n_b} \text{ com } n_b = -(4/3 + b + d) \quad (24)$$

Para inferir as relações que descrevem a evolução temporal do espectro e do expoente de quebra espectral n_b , é necessário obter a relação entre o raio R e o tempo t após o início da explosão. Segundo os princípios básicos do movimento superluminal (Pearson & Zensus 1987):

$$t = \frac{(1+z)\text{sen}\theta}{\beta_{ap}c} (L - L_{in}) = \frac{(1+z)}{\beta_{ap}\Gamma D} (L - L_{in}) \quad (25)$$

onde β_{ap} é a velocidade transversal aparente da fonte em unidades de c e L mede a distância ao longo do eixo longitudinal do jato no referencial de repouso da fonte. Como L_{in} é muito pequeno em relação a L durante a maior parte da evolução do choque no jato, é factível dizer que $L - L_{in}$ converge rapidamente para L a partir do estágio Compton. Como $\beta_{ap}\Gamma \mathcal{D}$ é proporcional a \mathcal{D}^2 para $\Gamma \gg 1$ e $\theta \leq 1/\Gamma$ (Marscher 1980) pode-se afirmar que $t \propto \mathcal{D}^2 L$. Além disso, uma vez que se pode parametrizar o raio R em relação à distância L conforme $R \propto L^r$; e lembrando que $\mathcal{D} \propto R^{-d}$, obtém-se:

$$t \propto D^{-2} R^{1/r} \propto R^\rho \text{ com } \rho = (2rd + 1)/r \quad (26)$$

B_{in} mais forte no início do choque tem o efeito de prolongar o estágio síncrotron, fazendo com que comece um pouco antes do usual ao longo do jato e termine muito depois. Os valores de K_{in} , B_{in} e \mathcal{D}_{in} também têm efeito nos tempos $t_{1|2}$ e $t_{2|3}$ após o início do choque, em que as transições são observadas, bem como nas frequências $\nu_{1|2}$ e $\nu_{2|3}$ e nas densidades de fluxo $S_{1|2}$ e $S_{2|3}$ da máxima emissão (ν_m, S_m) nos tempos $t_{1|2}$ e $t_{2|3}$, respectivamente. Introduzindo a relação $\mathcal{D} \propto \mathcal{D}_{in} R^{-d}$ das proporções (30) na relação (26), consegue-se o tempo observado para a primeira transição:

$$t_{1/2} \propto D_{in}^{-2} R_{1/2}^{\rho} \quad (34)$$

Pondo as relações (30) nas proporções (11) e (14), vêm a frequência $\nu_{m,2}$ e a densidade de fluxo $S_{m,2}$ de máxima emissão para a primeira transição:

$$\nu_{1/2} \propto \left(D_{in}^{s+3} K_{in}^2 B_{in}^{s-1} \right)^{1/(s+5)} R_{1/2}^{n_2} \quad (35)$$

$$S_{1/2} \propto \left(D_{in}^{3s+10} K_{in}^5 B_{in}^{2s-5} \right)^{1/(s+5)} R_{1/2}^{f_2} \quad (36)$$

As mesmas expressões acima são aplicáveis à transição 2|3, já que as duas transições estão relacionadas ao segundo estágio (síncrotron) cujo equacionamento permite atribuir valores aos extremos 1|2 e 2|3.

Substituindo-se as relações (31) nas expressões (34) a (36) para $R_{1|2}$ e $R_{2|3}$, obtêm-se as proporções que definem o lugar no espaço (S, ν, t) onde as transições entre estágios ocorrem, de acordo com os valores de K_{in} , B_{in} e \mathcal{D}_{in} . Tais proporções podem ser expressas como desvios logarítmicos $\Delta \log P = \log P - \langle \log P \rangle$ de um valor médio temporal $\langle \log P \rangle$ de um parâmetro P , o qual pode representar K_{in} , B_{in} e \mathcal{D}_{in} ou S, ν e t . Para a primeira transição, as equações que definem o lugar no espaço (S, ν, t) onde as transições entre estágios ocorrem, em termos de desvios logarítmicos são:

$$\Delta \log t_{1/2} = U_{t_{1/2}} \Delta \log K_{in} + V_{t_{1/2}} \Delta \log B_{in} + W_{t_{1/2}} \Delta \log D_{in} \quad (37)$$

$$\Delta \log \nu_{1/2} = U_{\nu_{1/2}} \Delta \log K_{in} + V_{\nu_{1/2}} \Delta \log B_{in} + W_{\nu_{1/2}} \Delta \log D_{in} \quad (38)$$

$$\Delta \log S_{1/2} = U_{S_{1/2}} \Delta \log K_{in} + V_{S_{1/2}} \Delta \log B_{in} + W_{S_{1/2}} \Delta \log D_{in} \quad (39)$$

As equações para a segunda transição são similares às equações acima, apenas mudando o subscrito 1|2 para 2|3. Todos os parâmetros U, V e W para as duas transições e para os desvios logarítmicos de S, ν e t são mostrados na Tabela 1 mais adiante.

De acordo com as relações (27), e observando a grande simetria entre os parâmetros U, V e W , é possível notar que:

$$\Delta \log \nu_{2/3} - \Delta \log \nu_{1/2} = \beta_2 (\Delta \log t_{2/3} - \Delta \log t_{1/2}) \quad (40)$$

$$\Delta \log S_{2/3} - \Delta \log S_{1/2} = \gamma_2 (\Delta \log t_{2/3} - \Delta \log t_{1/2}) \quad (41)$$

É evidente que também é interessante inferir a influência de K_{in} , B_{in} e \mathcal{D}_{in} na frequência de corte superior $\nu_{b,2|3} = \nu_b(t_{2|3})$, dada por $\nu_{b,2|3} \propto \mathcal{D}_{in} \cdot B_{in} \cdot R_{2|3}^{nb}$, conforme a expressão (24), o que corresponde ao desvio logarítmico:

$$\Delta \log \nu_{b,2|3} = U_{\nu_b} \Delta \log K_{in} + V_{\nu_b} \Delta \log B_{in} + W_{\nu_b} \Delta \log D_{in} \quad (42)$$

	U	V	W
$t_{1 2}$	$\frac{8\rho}{\zeta_{1/2}}$	$\frac{3(s-3)\rho}{\zeta_{1/2}}$	-2
$t_{2 3}$	$\frac{\rho}{\zeta_{2/3}}$	$\frac{(2s+7)\rho}{\zeta_{2/3}}$	$-2 - \frac{\rho}{\zeta_{2/3}}$
$\nu_{1 2}$	$\frac{2}{s+5} + \frac{8n_2}{\zeta_{1/2}}$	$\frac{s-1}{s+5} + \frac{3(s-3)n_2}{\zeta_{1/2}}$	$\frac{s+3}{s+5}$
$\nu_{2 3}$	$\frac{2}{s+5} + \frac{n_2}{\zeta_{2/3}}$	$\frac{s-1}{s+5} + \frac{(2s+7)n_2}{\zeta_{2/3}}$	$\frac{s+3}{s+5} - \frac{n_2}{\zeta_{2/3}}$
$S_{1 2}$	$\frac{5}{s+5} + \frac{8f_2}{\zeta_{1/2}}$	$\frac{2s-5}{s+5} + \frac{3(s-3)f_2}{\zeta_{1/2}}$	$\frac{3s+10}{s+5}$
$S_{2 3}$	$\frac{5}{s+5} + \frac{f_2}{\zeta_{2/3}}$	$\frac{2s-5}{s+5} + \frac{(2s+7)f_2}{\zeta_{2/3}}$	$\frac{3s+10}{s+5} - \frac{f_2}{\zeta_{2/3}}$
$\nu_{b,2 3}$	$\frac{n_b}{\zeta_{2/3}}$	$1 + \frac{(2s+7)n_b}{\zeta_{2/3}}$	$1 - \frac{n_b}{\zeta_{2/3}}$

Tabela 1

II.2.3 O comportamento geral do espectro síncrotron

A evolução de uma onda de choque dentro de um jato ocorre em três fases distintas, as quais determinam diferentes comportamentos do máximo de emissão do espectro síncrotron em cada uma das respectivas fases. Estes comportamentos do máximo de emissão (ν_m , S_m) são descritos pela expressão (27) (para $i=1, 2, 3$) e portanto são determinados por cinco índices: k , b , d das relações (16), índice s da distribuição de energia dos elétrons e r da relação $R \propto L^r$ que mostra quão rápido o jato se abre com a distância L do núcleo compacto.

É uma ótima aproximação impor que d seja zero, uma vez que para este tipo de modelo a ser aplicado, os valores típicos para d ficam em torno de 0,1 e variam muito pouco (Türler 2000). Os outros quatro parâmetros ficam livres para variar e são controlados pelos índices β_i e γ_i da evolução da explosão no espaço ($\log S$, $\log \nu$, $\log t$), além de serem os parâmetros mais interessantes em estudo porque descrevem propriedades físicas do jato.

Os pontos $(t_{1|2}, \nu_{1|2}, S_{1|2})$ e $(t_{2|3}, \nu_{2|3}, S_{2|3})$ do espaço onde as transições 1|2 e 2|3 ocorrem, são definidos por apenas quatro dos seis parâmetros originais, pois os índices β_2 e γ_2 podem ser usados para determinar $\nu_{2|3}$ e $S_{2|3}$ a partir dos outros quatro parâmetros, via equações (40) e (41).

A forma do espectro de reabsorção síncrotron é definida pela expressão geral (Türler 1999a):

$$S_\nu = S_m \left(\frac{\nu}{\nu_m} \right)^{\alpha_{esp}} \frac{1 - \exp\left(-\tau_m \left(\frac{\nu}{\nu_m}\right)^{\alpha_{fino} - \alpha_{esp}}\right)}{1 - \exp(-\tau_m)} \quad (43)$$

em que τ_m é a profundidade óptica τ_ν na frequência de máxima emissão ν_m e S_m é a densidade de fluxo real do espectro. É importante ressaltar que no desenvolvimento teórico do modelo de ondas de choque generalizado, S_m não é a densidade de fluxo máxima real, mas sim a extrapolação $S_m^{fino} = S_\nu^{fino}(\nu_m)$ do espectro opticamente fino para a frequência de máxima emissão. O máximo real S_m é relacionado a S_m^{fino} conforme a seguinte expressão: $S_m = S_m^{fino} \cdot (1 - \exp(-\tau_m)) / \tau_m$, mas como o desenvolvimento teórico é baseado em proporcionalidades, esta distinção não é fundamental.

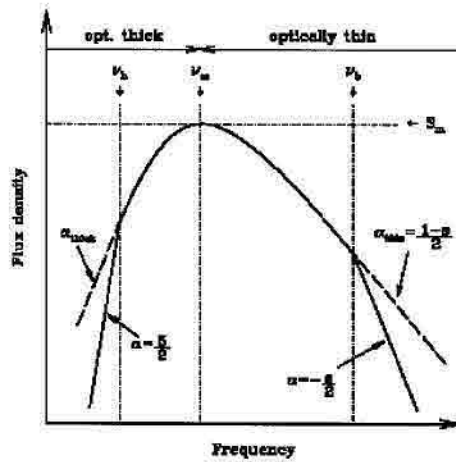


Figura 3 - espectro típico de reabsorção síncrotron

Uma boa aproximação para τ_m (Türler, 1999) é:

$$\tau_m \approx \frac{3}{2} \left(\sqrt{1 - \frac{8\alpha_{fino}}{3\alpha_{esp}}} - 1 \right) \quad (44)$$

Conforme a discussão a respeito da superposição das “fatias” da fonte no espectro opticamente espesso, no desenvolvimento do modelo teórico, o índice espectral opticamente espesso α_{esp} foi suposto como f_3/n_3 . O modelo também explica o índice espectral opticamente fino α_{fino} , conferindo ao mesmo o valor $-s/2$ nos primeiros dois estágios de evolução do choque, antes da declividade do espectro ser amenizada para um índice $\alpha_{fino} = -(s-1)/2$ na transição $2|3$ (síncrotron para expansão adiabática) de acordo com as relações de (7) a (9). Este achatamento do espectro termina no instante $t_{2|3}$, mas não é instantâneo, logo foi adicionado mais um parâmetro, t_f , tempo para o qual o achatamento do espectro se inicia durante a fase síncrotron (segunda). Este achatamento é descrito por uma expressão logarítmica do tempo t :

$$\alpha_{fino}(t) = -\frac{s}{2} + \frac{1}{2} \frac{\log(t/t_f)}{\log(t_{2|3}/t_f)} \quad \text{para } t_f \leq t \leq t_{2|3} \quad (45)$$

**MODELO DE ONDAS DE CHOQUE PARA
VARIABILIDADE DE QUASARES E OBJETOS
BL LACERTAE**

**Relatório Final
CNPq – PIBIC**

Aluno: Flávio Eler de Melo
Orientador: Dr. Luiz Claudio Lima Botti

Agradecimentos

Agradeço ao CNPq pela bolsa concedida que foi de fundamental importância para que este trabalho pudesse ser realizado; aos coordenadores do PIBIC pela organização e pelo gerenciamento do andamento do projeto; e ao meu orientador pelo grande apoio e aprendizado que tem me proporcionado desde o início do projeto.

Flávio Eler de Melo.

MODELO DE ONDAS DE CHOQUE PARA VARIABILIDADE DE QUASARES E OBJETOS BL LACERTAE

ÍNDICE

I. INTRODUÇÃO	2
I.1 Apresentação	2
I.2 Introdução	3
II. FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA	5
II.1 A descrição por dois estágios	5
II.1.1 Número de explosões	5
II.1.2 Parametrização	5
II.2 O modelo de ondas de choque generalizado	7
II.2.1 Evolução do choque em três estágios	7
II.2.2 As transições entre os estágios e as particularidades das explosões	11
II.2.3 O comportamento geral do espectro síncrotron	13
II.2.4 Aspectos das explosões	15
II.2.5 Contribuições das partes mais externas dos jatos e de explosões anteriores	15
III. MATERIAIS E MÉTODOS	17
III.1 Material observacional	17
III.2 O método de ajuste	17
IV. RESULTADOS E ANÁLISES	19
IV.1 Descrição por dois estágios	19
IV.2 Descrição por três estágios	22
V. CONCLUSÕES	26
VI. BIBLIOGRAFIA	27

I. INTRODUÇÃO

I.1 Apresentação

Este trabalho tem como objetivo a continuidade ao projeto de Iniciação Científica, iniciado junto ao INPE em 2001, cujas finalidades são a análise e a aplicação de um modelo generalizado de ondas de choque em jatos de plasma relativísticos (Türler et al. – 2000) para explicar a variabilidade em quasares e objetos BL Lacertae.

As explosões nestas fontes, vistas em vários comprimentos de onda, constituem o foco da física a ser tratada pelo modelo de ondas de choque. As mesmas são provocadas por emissões síncrotron oriundas de uma pequena região do interior de um jato débil e colimado de plasma, logo atrás de uma frente de choque (perturbação de pressão), a qual se propaga dentro do jato. Este jato, por sua vez, parte de um núcleo compacto da fonte e é ejetado para regiões mais afastadas do núcleo, onde a emissão de radiação é quiescente.

O modelo em questão é capaz de descrever uma onda de choque acelerada ou desacelerada, em um jato não-cônico, não-adiabático e até mesmo curvado, e é abrangente o suficiente para se adequar a quase 20 anos de explosões e reproduzir formas muito diferentes de curvas de luz. Isto dá base ao modelo de Marscher & Gear (1985) e reforça a idéia de que as explosões vistas nas curvas de luz estão fisicamente ligadas às diferentes inomogeneidades observadas que se movem dentro do jato a velocidades aparentemente superluminais.

O método de aplicação do modelo consiste em uma decomposição de curvas de luz em séries de explosões similares, baseando-se em uma evolução espectro-temporal média ($\log S$, $\log v$, $\log t$) das explosões, ajustada às curvas de luz estudadas, a partir da qual, as especificidades dos eventos são também derivadas para um ajuste fino na delineação das curvas.

Na primeira fase do projeto, o modelo foi aplicado para descrever as propriedades de explosões síncrotron, por meio de um ajuste a séries de explosões descritas por três estágios, em várias frequências. Devido à boa qualidade do ajuste obtido no trabalho anterior, pôde-se constatar a relevância da classe dos modelos de ondas de choque para a explicação de alguns fenômenos observados em núcleos ativos de galáxias, os quais não são bem explicados pelos clássicos modelos canônico e de perdas síncrotrônicas.

Entretanto, a implementação de tais ajustes foi baseada em um tratamento dos dados que exigiu uma grande interatividade do operador com o programa, provocando a necessidade de inúmeras iterações para se atingir um ajuste satisfatório, porém sem precisa quantificação de sua qualidade.

Assim, nesta nova fase do projeto, as metas principais foram a otimização do algoritmo utilizado para o ajuste das curvas de luz, visando uma maior estabilidade e convergência mais rápida; e a qualificação dos ajustes por meio de estimativas do coeficiente χ^2 . Para tanto, atendo-se à diminuição da interatividade do operador com o programa, foi escolhida uma certa disposição dos dados que simplificou o seu tratamento, requerendo um algoritmo mais simples e direto para a realização dos ajustes.

Esta nova implementação foi aplicada a uma descrição nova, com parametrização mais simples, baseada em duas fases (subida e descida) da explosão, de maneira a testar o novo algoritmo e constatar sua generalidade de aplicação a quaisquer descrições das explosões. Em seguida foi aplicada à descrição usada no trabalho anterior: a evolução do choque em três estágios, segundo a predominância do processo de perdas de energia (síncrotron, Compton e esfriamento adiabático). Isto possibilitou a verificação do comportamento do

novo algoritmo, a qualificação dos ajustes e a relevante comparação dos ajustes feitos para as duas descrições utilizadas.

As explosões analisadas são das fontes OV236, OJ287, 3C273 e BL Lac, entre 1980 e 2000, nas frequências 4.8, 8.0, 14.5, 22 e 37 GHz (rádio), utilizando-se dados do Observatório da Universidade de Michigan (UMRAO), do Observatório do Itapetinga (Atibaia – SP), do Observatório Metsähovi (Finlândia) e da literatura.

Obteve-se ótimos resultados para os ajustes, e com uma maior confiabilidade do que no trabalho anterior, visto que desta vez as estimativas da qualidade dos ajustes puderam comprovar a eficiência do método, e visualmente os picos mais impulsivos foram melhor delineados. O algoritmo se apresentou: muito mais rápido para convergir, dada uma determinada tolerância de erro; direto (sem a necessidade de grande interatividade do operador com o programa) e simples de implementar.

O índice espectral opticamente fino obtido é maior durante a fase de subida dos eventos do que na fase de decaimento, como previsto pelo modelo de Marcher & Gear (1985). Este “achatamento” do espectro reforça a idéia de que as perdas radiativas (síncrotron/Compton) dominam as perdas de energia pelos elétrons durante a fase inicial da evolução do choque, correspondente à subida da explosão. Outros resultados sugerem algumas importantes propriedades para as fontes, como por exemplo, que o campo magnético atrás da frente de choque é bastante turbulento, que o raio do jato não aumenta linearmente com a distância ao longo do jato, como seria esperado para um jato cônico e que o material emissor de radiação síncrotron desacelera no trajeto ao longo do jato e/ou curva-se para fora da linha de visada.

I.2 Introdução

As curvas de luz de quasares e objetos BL Lacertae em rádio mostram a evidência de estruturas proeminentes, ou explosões, propagando-se desde altas até baixas frequências. Após o desenvolvimento da teoria da emissão síncrotron em jatos, em 1980, por Blandford & Königl (1979), Marscher (1980) e Königl (1981), um passo decisivo para a compreensão destas explosões foi dado por Marcher & Gear (1985), que propuseram um modelo para a emissão de uma onda de choque propagando-se dentro de um jato relativístico. Assumiram que o jato era confinado em um cone de ângulo de abertura constante e que o fluxo do jato era adiabático.

Eles estudaram a forte explosão em 1983 do 3C273, construindo, em duas épocas, um espectro simultâneo, contendo desde os comprimentos de onda milimétricos até o infravermelho, depois de subtrair uma emissão quiescente que supostamente variava em uma escala de tempo muito grande. Eles conseguiram ajustar estes dois espectros da explosão ao espectro de absorção da emissão síncrotron e mostraram que sua evolução temporal poderia ser entendida como sendo devida a uma onda de choque se propagando por um jato relativístico. Assim, identificaram três estágios de evolução do choque de acordo com o processo dominante de resfriamento dos elétrons: 1) a fase das perdas por espalhamento Compton, 2) a fase das perdas por radiação síncrotron e 3) a fase de perdas por expansão adiabática.

Este modelo teve grande importância porque a partir dele os efeitos das perdas de energia dos elétrons por processos síncrotron e Compton inverso, que são pronunciados em frequências altas, passaram a ter significância maior nos modelos posteriores, o que provê uma explicação simples para as diferentes componentes observadas nos jatos através de interferometria com grande linha de base (VLBI). O maior problema do modelo de Marscher & Gear era que o mesmo não conseguia explicar bem as medições de fluxo total,

uma vez que as emissões de todas as componentes no jato se sobrepunham para compor um espectro global quase plano.

Outro modelo de choque foi desenvolvido por Hughes et al. (1985) simultaneamente ao de Marscher & Gear (1985). Em seu modelo, o choque se propagaria no jato de maneira semelhante a uma onda de pressão empurrada por um pistão, e com ele, as observações de fluxo e polarização no BL Lacertae em baixas frequências foram bastante bem reproduzidas, apesar de em comprimentos de onda milimétricos o comportamento observado não ter sido bem descrito.

Uma generalização do modelo de choque em três estágios de Marscher & Gear foi apresentado por Valtaoja et al. (1992), originando um modelo que, baseado em observações, descreve qualitativamente os três estágios do modelo de Marscher & Gear, sem detalhar a física do choque. Por fim, Qian et al. (1996) propôs um modelo de explosões causadas por injeções de plasma nos jatos, para estudar a evolução espectral de inomogeneidades superluminais resolvidas em rádio. Este cálculo teórico reproduz bem a evolução espectral observada da componente C4 no 3C345 (Qian 1996).

Para compatibilizar estes modelos de choque, Türler et al. (1999) extraíram as propriedades das explosões a partir das observações. Isto foi difícil tanto em altas quanto em baixas frequências, porque em altas frequências as explosões são muito breves e chegam durar apenas alguns dias, requerendo amostras de observações em comprimentos de onda submilimétricos não tão facilmente acessíveis; enquanto que em baixas frequências as explosões se sobrepõem devido à sua longa duração, dificultando a sua discriminação.

A melhor delimitação de dados observacionais pelo modelo de Marscher & Gear foi conseguida por Litchfield et al. (1995) para o blazar 3C279 e por Stevens et al. (1996, 1998) para 3C345 e 3C273, respectivamente, sendo tais estudos baseados em explosões isoladas. O método usado consiste em construir espectros de multi-frequência simultâneos para o maior número de épocas possíveis, após a subtração de um espectro quiescente, suposto constante em relação ao tempo. No 3C273, houve um período de fluxo aproximadamente constante em frequências milimétricas, durando um pouco mais que um ano em 1989-1990, o que foi interpretado como seu estado quiescente (Robson et al. 1993). Em frequências de rádio, entretanto, nenhum período de fluxo constante foi observado e não há evidência alguma de que tal estado existe em nível significativo, além da contribuição da região quente 3C273A.

O tratamento apresentado neste trabalho para inferir as propriedades observadas das explosões segue o modelo de Türler et al. (1999 e 2000) e tem a vantagem de não se apoiar na suposição de uma emissão quiescente. A idéia é decompor um conjunto de curvas de luz cobrindo um vasto intervalo de tempo em uma série de explosões. A primeira tentativa de tal decomposição foi realizada por Legg (1984), que ajustou uma curva de luz em rádio do 3C120, de um período de dez anos, a uma série de doze explosões similares. Valtaoja et al. (1999) decompôs as curvas de luz em 22 e 37 GHz, de vários núcleos ativos de galáxias, em várias explosões com ascensões e decaimentos exponenciais.

O que é único no tratamento do presente trabalho é que se ajustaram séries de explosões, simultaneamente, a cinco curvas de luz com duração de duas décadas, cobrindo uma determinada faixa de rádio. Isto acrescenta uma dimensão à decomposição: a evolução do evento é agora função da frequência e do tempo. O objetivo é obter as propriedades temporais e espectrais de uma explosão típica, da qual as várias explosões diferem apenas por alguns parâmetros. Com isso delineamos as curvas de luz do 3C273, OV236, OJ287 e BLLac, que são fontes bem representativas dos fenômenos os quais pretende-se estudar.

A seguir são expostas duas descrições diferentes da explosão típica. Na primeira, a curva de luz de uma explosão é modelada por uma função analítica que pode evoluir continuamente com a frequência; enquanto que na segunda descrição, a explosão é

modelada por um espectro de absorção síncrotron que evolui passando por três estágios temporais. A segunda abordagem possui significado físico e possibilita melhores ajustes por modelos de choque. Os resultados são discutidos na seção IV e resumidos na seção V.

II. FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA

II.1 A descrição por dois estágios

Esta seção expõe uma abordagem em que o número de condições de ajuste do modelo é minimizado. A curva de luz de cada explosão é, em uma dada frequência, descrita por uma função analítica simples definida diferentemente em dois estágios: ascensão e decaimento. A escolha desta função é puramente empírica e não é embasada por nenhum modelo físico. A evolução da explosão típica com a frequência é deixada o mais livre possível para variar. Portanto, desta maneira, este modelo possui muitos parâmetros livres, os quais podem se adaptar a uma vasta gama de situações distintas.

II.1.1 Número de explosões

Um parâmetro fundamental da decomposição é o número de explosões. Desejando-se reproduzir os minuciosos aspectos vistos nas curvas de luz, seria natural tentar-se adicionar o maior número de explosões possível, entretanto, no presente trabalho, tentou-se minimizar ao máximo o número de explosões para melhor adequar sua evolução espectral e temporal ao modelo. Foi escolhido então, para esta descrição, um número de treze explosões, as quais são absolutamente necessárias para descrever as principais características das curvas de luz.

O objetivo da decomposição não é reproduzir a estrutura detalhada das curvas de luz, mas obter as características principais das explosões. Conseqüentemente, o coeficiente χ^2 que se poderia obter seria completamente inaceitável, mas não teria significado em termos de que o modelo corresponde de fato ao que foi observado. Entretanto, serão referidos os valores obtidos do χ^2 reduzido, uma vez que esta é a forma usual de expressar a qualidade de um ajuste.

II.1.2 Parametrização

Em uma dada frequência ν , modelou-se uma curva de luz $S_\nu(t)$ de uma explosão simples, com amplitude $A(\nu)$, começando no instante $t = t_0$ e atingindo seu pico em $t = t_0 + t_{\text{sub}}(\nu)$, dada por:

$$S_\nu(t) = \frac{A(\nu)}{2} \left[1 - \cos \left(\pi \left(\frac{t - t_0}{t_{\text{sub}}(\nu)} \right)^{\rho(\nu)} \right) \right] \quad \text{para } t_0 \leq t < t_0 + t_{\text{sub}}(\nu) \quad (1)$$

e por

$$S_\nu(t) = A(\nu) \cdot \exp \left(- \left(\frac{t - t_0 - t_{\text{sub}}(\nu)}{t_{\text{desc}}(\nu)} \right)^{\phi(\nu)} \right) \quad \text{para } t \geq t_0 + t_{\text{sub}}(\nu) \quad (2)$$

Os expoentes $\rho(\nu)$ e $\phi(\nu)$ definem a forma da curva de luz em uma frequência ν e $t_{\text{desc}}(\nu)$ é o tempo de decaimento da explosão na frequência ν . Diferentes perfis de uma explosão definida pelas equações (1) e (2) são mostradas na figura 1.

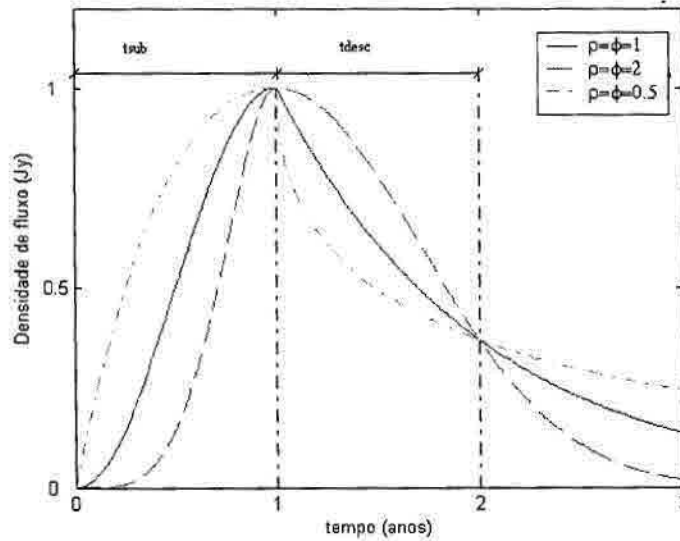


Figura 1 – explosão em dois estágios

Em vez de adequar os parâmetros da explosão ($A(\nu)$, $t_{\text{sub}}(\nu)$, $t_{\text{desc}}(\nu)$, $\rho(\nu)$ e $\phi(\nu)$) a cada uma das cinco frequências das curvas de luz, optou-se por descrever o logaritmo destes parâmetros por uma interpolação cúbica (“cubic spline”) que foi parametrizado em apenas quatro frequências espaçadas por 0,75 dex e cobrindo o intervalo 3-600 GHz. Isto reduz o número de parâmetros de cinco para quatro, ao passo que deixa a parametrização completamente independente do modelo. Assim, são necessários 5×4 parâmetros para caracterizar totalmente a evolução espectral e temporal de uma explosão, ou seja, a superfície no espaço ($\log S$, $\log \nu$, $\log t$).

Impõe-se, desta maneira, que todas as explosões são similares, no sentido de que todas possuem o mesmo padrão de evolução, ou seja, a mesma forma da superfície no espaço ($\log S$, $\log \nu$, $\log t$). O que muda, então, de uma explosão em relação a outra, é a normalização em densidade de fluxo S , frequência ν e tempo t , que muda, respectivamente, a amplitude de uma explosão (forte ou fraca), a frequência em que ocorre o máximo de emissão do espectro (pico em altas ou baixas frequências) e a escala de tempo da evolução (longa ou curta duração). Uma mudança na normalização corresponde ao desvio da posição da superfície característica da explosão, posição tal que é definida a partir do ponto de máximo fluxo como um ponto arbitrário de referência na superfície. Em média, dentre todas as explosões, este ponto está localizado em $(\langle \log S \rangle, \langle \log \nu \rangle, \langle \log t \rangle)$ e esta normalização média define a explosão típica. Os desvios logarítmicos deste ponto em relação à explosão típica são denotados por $\Delta \log S$, $\Delta \log \nu$ e $\Delta \log t$, tal que $\Delta \log k = \log k - \langle \log k \rangle$, $\forall k = S, \nu, t$. Estes 17×3 desvios logarítmicos mais 17 instantes de início t_0 das explosões resultam em um total de 69 parâmetros usados para definir as especificidades de todas as explosões.

Os decaimentos superpostos das explosões que se iniciaram antes de 1979 são simplesmente modelados por um evento hipotético de amplitude $A_0(\nu)$ com pico em 1979 ($t = t_0 + t_{\text{sub}}(\nu) = 1979$) e decaindo com o tempo $t_{\text{desc}}(\nu)$ da explosão típica na frequência ν . A variação da amplitude $A_0(\nu)$ é apenas modelada por uma expressão cúbica (“cubic

spline”), assim como os as outras cinco variáveis, porém parametrizada em quatro frequências um pouco mais baixas ($\log(\nu/\text{GHz}) = 0.5, 1.0, 1.5$ e 2.0), uma vez que $A_0(\nu)$ é apenas bem ajustado para curvas de luz em rádio. Por fim, é assumida uma contribuição constante das curvas de luz devidas a uma emissão quiescente de uma região quente, parte mais externa do jato, para estas fontes. Para o 3C273, esta região tem existência constatada (3C273A) e sua contribuição constante às curvas de luz é modelada por uma lei de potência proposta por Conway et al. (1993). É uma lei de potência contínua por partes com índice espectral de 0.67 abaixo de 735 MHz (29.0 Jy) e de 0.85 em frequências mais altas. Para as demais fontes, esta contribuição contínua não é bem conhecida, de forma que adicionalmente modelamos o espectro da parte mais externa dos jatos segundo funções cúbicas interpoladas para os parâmetros $S_0(\nu)$ nas frequências ($\log(\nu/\text{GHz}) = 0.5, 1.0, 1.5$ e 2.0). Resumindo, esta primeira abordagem usa um total de 93 (20 + 69 + 4) parâmetros para o 3C273 e 97 para as demais fontes. O ajuste simultâneo das cinco curvas de luz é realizado por ajustes iterativos de pequenos grupos de quatro parâmetros dentre todos.

II.2 O modelo de ondas de choque generalizado

II.2.1 Evolução do choque em três estágios

Segundo o modelo de ondas de choque original de Marscher & Gear (1985), a radiação síncrotron é emitida de uma região logo atrás de uma frente de choque, em uma porção cilíndrica de um jato que possui seção transversal circular de raio R e comprimento x ao longo do eixo longitudinal. Neste volume o campo magnético é assumido uniforme em magnitude e quase aleatório em direção e os elétrons relativísticos possuem a habitual distribuição de energia em lei de potência $N(E)=K.E^{-s}$, com $N(E)dE$ sendo a densidade numérica de elétrons.

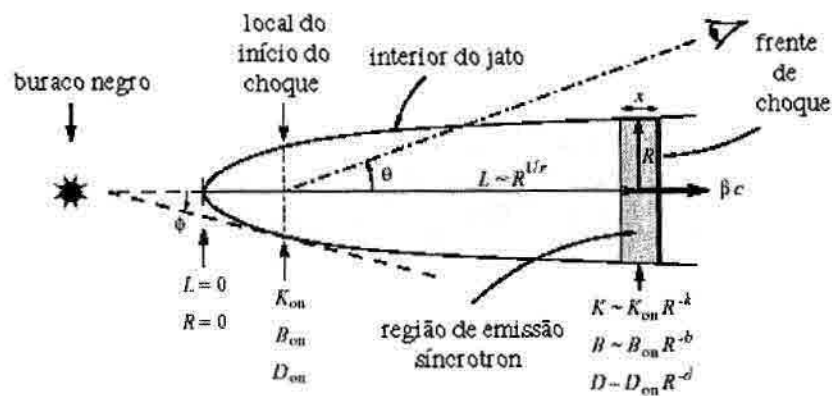


Figura 2 - Ondas de choque em um jato não-cônico (Türler et. al., 2000)

Os elétrons possuem velocidade relativística principal $\beta=v/c$, em que c é a velocidade da luz, e um fator de Lorentz correspondente $\Gamma = (1-\beta^2)^{-1/2}$, assim, a emissão síncrotron observada com um ângulo θ do eixo do jato, sofre um efeito de feixe Doppler com um fator Doppler principal $\mathcal{D} = \Gamma^{-1}(1-\beta\cos\theta)^{-1}$. O semi-ângulo ϕ de abertura do jato é assumido como menor do que θ em qualquer instante depois do início do choque e o próprio θ é pequeno o suficiente para validar a relação $\sin(\theta+\phi) < 1/\Gamma$, tal que a profundidade da linha de visada da região emissora é diretamente proporcional à sua espessura x .

O fluxo opticamente fino observado S_ν e a frequência do máximo de emissão ν_m do espectro de reabsorção síncrotron são:

$$S_\nu \propto R^2 x K B^{(s+1)/2} D^{(s+3)/2} \nu^{-(s-1)/2} \quad (3)$$

$$\nu_m \propto (x K B^{(s+2)/2} D^{(s+2)/2})^{2/(s+4)} \quad (4)$$

onde K e B são medidos no referencial do plasma emissor e S_ν , ν , ν_m , R , x e \mathcal{D} são medidos no referencial do observador.

A espessura x da região emissora é fundamental nas transições da evolução da explosão de um estágio para outro. Se os elétrons acelerados na frente de choque sofrem resfriamento primordialmente devido a perdas radiativas, x pode ser estimado por $2 \cdot v_{\text{rel}} \cdot t_{\text{resf}}$ em que v_{rel} é o excesso de velocidade da frente de choque em relação ao plasma emissor e t_{resf} é o tempo de resfriamento típico dos elétrons. Isto se deve ao fato de que o centro da região emissora é dado pela distância típica $v_{\text{rel}} \cdot t_{\text{resf}}$ pela qual os elétrons passam para atingir o centro, a partir da frente de choque, antes de perder substancialmente sua energia. A largura total x da região emissora é, portanto, duas vezes esta distância.

O espalhamento Compton é o processo de resfriamento dos elétrons predominante em um primeiro estágio da evolução do choque e como o efeito Compton é controlado pela densidade de energia dos fótons síncrotrônicos (u_f), o limite de espessura Compton da região emissora é dado pela expressão $x_1 \propto u_f^{-1} B^{1/2} \mathcal{D}^{1/2} \nu^{-1/2}$ (no referencial da fonte). Como a densidade de energia dos fótons pode ser escrita $u_f \propto K(B^{3s+7} R^{s+5})^{1/8}$, obtemos:

$$x_1 \propto R^{-(s+5)/8} K^{-1} B^{-3(s+1)/8} D^{1/2} \nu^{-1/2} \quad (5)$$

Assim que a densidade de energia dos fótons u_f torna-se igual à densidade de energia do campo magnético $u_B = B^2/(8\pi)$, a evolução do choque passa à fase síncrotron, durante a qual o processo predominante de perda de energia pelos elétrons é a radiação síncrotron. Já que os tempos típicos de resfriamento dos elétrons por processo síncrotron e por Compton são similares, a espessura limite x_2 da região emissora no segundo estágio é obtida apenas substituindo-se u_f por u_B na expressão de x_1 :

$$x_2 \propto B^{-3/2} D^{1/2} \nu^{-1/2} \quad (6)$$

No estágio final da evolução do choque, as perdas síncrotron tornam-se menos significativas e as perdas por expansão adiabática passam a controlar as perdas de energia, quando então o jato passa a manter a forma segundo a relação $x_3 \propto R$.

Para cada um dos três estágios i (para $i = 1, 2, 3$), se substituirmos x nas equações (3) e (4) pelas expressões correspondentes de x_i , obtemos as expressões para $S_{\nu,i}$ e $\nu_{m,i}$:

$$S_{\nu,1} \propto R^{(11-s)/8} B^{(s+1)/8} D^{(s+4)/2} \nu^{-s/2} \quad (7)$$

$$S_{\nu,2} \propto R^2 K B^{(s-2)/2} D^{(s+4)/2} \nu^{-s/2} \quad (8)$$

$$S_{\nu,3} \propto R^3 K B^{(s+1)/2} D^{(s+3)/2} \nu^{-(s-1)/2} \quad (9)$$

$$v_{m,1} \propto R^{-1/4} B^{1/4} D^{(s+3)/(s+5)} \quad (10)$$

$$v_{m,2} \propto [K^2 B^{s-1} D^{s+3}]^{1/(s+5)} \quad (11)$$

$$v_{m,3} \propto [RKB^{(s+2)/2} D^{(s+2)/2}]^{2/(s+4)} \quad (12)$$

Substituindo $v_{m,i}$ em $S_{v,i}$, para as três fases de evolução do choque, obtém-se $S_{m,i} = S_{v,i}(v_{m,i})$:

$$S_{m,1} \propto R^{11/8} B^{1/8} D^{(3s+10)/(s+5)} \quad (13)$$

$$S_{m,2} \propto R^2 [K^5 B^{2s-5} D^{3s+10}]^{1/(s+5)} \quad (14)$$

$$S_{m,3} \propto [R^{2s+13} K^5 B^{2s+3} D^{3s+7}]^{1/(s+4)} \quad (15)$$

Assume-se então que K , B e D evoluem segundo potências do raio R da secção transversal do jato:

$$K \propto R^{-k} \quad B \propto R^{-b} \quad D \propto R^{-d} \quad (16)$$

Introduzindo as relações acima nas proporções de (10) a (15) (para $v_{m,i}$ e $S_{m,i}$), o ponto de máxima emissão (v_m , S_m) do espectro síncrotron também é dado como função de potências do raio R do jato:

$$v_{m,i} \propto R^{n_i} \text{ e } S_{m,i} \propto R^{f_i} \Rightarrow S_{m,i} \propto v_{m,i}^{f_i/n_i} \quad (17)$$

em que os expoentes n_i e f_i são:

$$n_1 = -(b+1)/4 - d(s+3)/(s+5) \quad (18)$$

$$n_2 = -[2k + b(s-1) + d(s+3)]/(s+5) \quad (19)$$

$$n_3 = -[2(k-1) + (b+d)(s+2)]/(s+4) \quad (20)$$

$$f_1 = (11-b)/8 - d(3s+10)/(s+5) \quad (21)$$

$$f_2 = 2 - [5k + b(2s-5) + d(3s+10)]/(s+5) \quad (22)$$

$$f_3 = [2s+13 - 5k - b(2s+3) - d(3s+7)]/(s+4) \quad (23)$$

Mesmo uma fonte fina morfologicamente em um jato mostra-se inhomogênea quando vista sob um pequeno ângulo de visada θ (Marscher – 1987), portanto a profundidade óptica depende da frequência, o que acaba por alargar e achatar o ponto de máxima emissão do espectro e o índice espectral opticamente espesso α_{esp} fica menor do que o valor típico de

+5/2 para fontes homogêneas. Assim, para chegar ao índice espectral correto, abaixo da frequência de máximo de emissão ν_m , corta-se a fonte em porções cilíndricas do jato iguais, com comprimentos $l \ll x$ proporcionais aos seus raios R e pequenos o suficiente para garantir que a emissão de cada “fatia” da fonte seja homogênea. Cada “fatia” da fonte mostra o espectro homogêneo com o ponto de máxima emissão (ν_m, S_m) dependente do raio R , conforme (17), mas com $i = 3$ devido ao fato de l ser diretamente proporcional a R^1 e poder substituir x nas proporções (3) e (4) para o estágio 3 quando $x_3 \propto R^1$. A superposição de todas estas “fatias” causa um índice espectral opticamente espesso observado de caráter inhomogêneo tal que $\alpha_{esp} = f_3/n_3$. Entretanto, a finitude do tamanho da fonte, restringe o intervalo de frequências para o qual este índice espectral inhomogêneo vale, de forma que há um ponto de quebra inferior ($\nu_h < \nu_m$) no espectro, abaixo do qual o índice espectral passa a ter o valor típico de fonte homogênea +5/2.

Uma quebra superior do espectro também é esperada, devida à mudança na distribuição de energia dos elétrons induzida pelas perdas radiativas. Para contínua re-aceleração e injeção dos elétrons sofrendo perdas radiativas, o índice espectral opticamente fino α_{fino} tende a se acentuar de $-1/2$ em frequências acima da frequência de quebra superior ($\nu > \nu_b > \nu_m$). A frequência de quebra superior ν_b no referencial do observador está ligada à energia de quebra E_b da distribuição de energia dos elétrons segundo $\nu_b \propto B \mathcal{D} E_b^2$ (Marscher - 1980), mas neste modelo a evolução de ν_b com o raio do jato R só é importante no último estágio da evolução do choque. Para expansão adiabática em duas dimensões, a energia dos elétrons E diminui com R segundo $E \propto R^{-2/3}$ (Gear - 1988), logo, substituindo as relações (16) e $E \propto R^{-2/3}$ em $\nu_b \propto B \mathcal{D} E_b^2$, temos:

$$\nu_b \propto B D E_b^2 \Rightarrow \nu_b \propto R^{-b} R^{-d} \left(R^{-2/3} \right)^2 \therefore \nu_{b,3} \propto R^{n_b} \text{ com } n_b = -(4/3 + b + d) \quad (24)$$

Para inferir as relações que descrevem a evolução temporal do espectro e do expoente de quebra espectral n_b , é necessário obter a relação entre o raio R e o tempo t após o início da explosão. Segundo os princípios básicos do movimento superluminal (Pearson & Zensus 1987):

$$t = \frac{(1+z)\text{sen}\theta}{\beta_{ap}c} (L - L_{in}) = \frac{(1+z)}{\beta_{ap}\Gamma D} (L - L_{in}) \quad (25)$$

onde β_{ap} é a velocidade transversal aparente da fonte em unidades de c e L mede a distância ao longo do eixo longitudinal do jato no referencial de repouso da fonte. Como L_{in} é muito pequeno em relação a L durante a maior parte da evolução do choque no jato, é factível dizer que $L - L_{in}$ converge rapidamente para L a partir do estágio Compton. Como $\beta_{ap}\Gamma \mathcal{D}$ é proporcional a \mathcal{D}^2 para $\Gamma \gg 1$ e $\theta \leq 1/\Gamma$ (Marscher 1980) pode-se afirmar que $t \propto \mathcal{D}^2 L$. Além disso, uma vez que se pode parametrizar o raio R em relação à distância L conforme $R \propto L^r$; e lembrando que $\mathcal{D} \propto R^{-d}$, obtém-se:

$$t \propto D^{-2} R^{1/r} \propto R^\rho \text{ com } \rho = (2rd + 1)/r \quad (26)$$

Assim sendo, a evolução em três estágios da expressão (17) pode ser escrita em relação ao tempo t :

$$v_{m,i} \propto t^{\beta_i} \text{ (com } \beta_i = n_i/\rho) \text{ e } S_{m,i} \propto t^{\gamma_i} \text{ (com } \gamma_i = f_i/\rho) \Rightarrow \frac{\gamma_i}{\beta_i} = \frac{f_i}{n_i} \quad (27)$$

em que β_i e γ_i dependem de cinco expoentes s , r , k , b e d por meio das equações (18) a (23) para n_i e f_i ($i = 1, 2, 3$).

II.2.2 As transições entre os estágios e as particularidades das explosões

Tendo descrito do ponto de máxima emissão (v_m , S_m) como espectro síncrotron se comporta de acordo com as propriedades físicas do jato, durante cada um dos três estágios de evolução do choque, é de grande importância descrever como as transições de um estágio a outro são influenciadas pelas quantidades físicas no início do choque. A primeira transição do estágio Compton para o estágio síncrotron é dada pela condição $u_f = u_B$, fazendo com que $x_1 = x_2$ e por conseguinte:

$$R_{1/2}^{-(s+5)} \propto K_{1/2}^8 B_{1/2}^{3(s-3)} \quad (28)$$

onde $K_{1|2} = K(t_{1|2})$, $R_{1|2} = R(t_{1|2})$ e $B_{1|2} = B(t_{1|2})$, tal que o subscrito $1|2$ refere-se à transição do primeiro para o segundo estágio da evolução do choque que ocorre em um tempo $t_{1|2}$ após o início do choque. Do mesmo modo, é possível obter uma expressão similar para a transição do estágio síncrotron para o de expansão adiabática, fazendo $x_2 = x_3$, o que resulta em $R_{2|3} \propto B_{2|3}^{-3/2} \mathcal{D}_{2|3}^{1/2} v_{2|3}^{-1/2}$ onde $v_{2|3} = v_m(t_{2|3})$, e $2|3$ denota a transição do segundo para o terceiro estágio. Substituindo $v_{2|3}$, na expressão anteriormente apresentada, por $v_{m,2}(t_{2|3})$ da relação (11) ou por $v_{m,3}(t_{2|3})$ da relação (12), vem:

$$R_{2/3}^{-(s+5)} \propto K_{2/3} B_{2/3}^{2s+7} D_{2/3}^{-1} \quad (29)$$

Podemos ainda parametrizar as proporções (39) como:

$$K \propto K_{in} R^{-k} \quad B \propto B_{in} R^{-b} \quad D \propto D_{in} R^{-d} \quad (30)$$

em que o subscrito “in” se refere ao início do choque. Pondo estas proporções, para os raios específicos $R = R_{1|2}$ e $R = R_{2|3}$, nas relações (28) e (29), respectivamente, chega-se em:

$$R_{1/2}^{\zeta_{1/2}} \propto K_{in}^8 B_{in}^{3(s-3)} \text{ e } R_{2/3}^{\zeta_{2/3}} \propto K_{in} B_{in}^{2s+7} D_{in}^{-1} \quad (31)$$

onde os expoentes $\zeta_{1|2}$ e $\zeta_{2|3}$ são:

$$\zeta_{1/2} = 8k + 3b(s-3) - (s+5) \quad (32)$$

$$\zeta_{2/3} = k + b(2s+7) - d - (s+5) \quad (33)$$

Observando as expressões (31), é possível notar que qualquer alteração nas quantidades K_{in} , B_{in} e D_{in} , no início do choque, influencia na posição ao longo do jato (via $L \propto R^{l/r}$) que as transições entre os estágios de evolução ocorrem. Por exemplo, um campo magnético

B_{in} mais forte no início do choque tem o efeito de prolongar o estágio síncrotron, fazendo com que comece um pouco antes do usual ao longo do jato e termine muito depois. Os valores de K_{in} , B_{in} e \mathcal{D}_{in} também têm efeito nos tempos $t_{1|2}$ e $t_{2|3}$ após o início do choque, em que as transições são observadas, bem como nas frequências $\nu_{1|2}$ e $\nu_{2|3}$ e nas densidades de fluxo $S_{1|2}$ e $S_{2|3}$ da máxima emissão (ν_m, S_m) nos tempos $t_{1|2}$ e $t_{2|3}$, respectivamente. Introduzindo a relação $\mathcal{D} \propto \mathcal{D}_{in} R^{-d}$ das proporções (30) na relação (26), consegue-se o tempo observado para a primeira transição:

$$t_{1/2} \propto D_{in}^{-2} R_{1/2}^{\rho} \quad (34)$$

Pondo as relações (30) nas proporções (11) e (14), vêm a frequência $\nu_{m,2}$ e a densidade de fluxo $S_{m,2}$ de máxima emissão para a primeira transição:

$$\nu_{1/2} \propto \left(D_{in}^{s+3} K_{in}^2 B_{in}^{s-1} \right)^{1/(s+5)} R_{1/2}^{n_2} \quad (35)$$

$$S_{1/2} \propto \left(D_{in}^{3s+10} K_{in}^5 B_{in}^{2s-5} \right)^{1/(s+5)} R_{1/2}^{f_2} \quad (36)$$

As mesmas expressões acima são aplicáveis à transição 2|3, já que as duas transições estão relacionadas ao segundo estágio (síncrotron) cujo equacionamento permite atribuir valores aos extremos 1|2 e 2|3.

Substituindo-se as relações (31) nas expressões (34) a (36) para $R_{1|2}$ e $R_{2|3}$, obtêm-se as proporções que definem o lugar no espaço (S, ν, t) onde as transições entre estágios ocorrem, de acordo com os valores de K_{in} , B_{in} e \mathcal{D}_{in} . Tais proporções podem ser expressas como desvios logarítmicos $\Delta \log P = \log P - \langle \log P \rangle$ de um valor médio temporal $\langle \log P \rangle$ de um parâmetro P , o qual pode representar K_{in} , B_{in} e \mathcal{D}_{in} ou S, ν e t . Para a primeira transição, as equações que definem o lugar no espaço (S, ν, t) onde as transições entre estágios ocorrem, em termos de desvios logarítmicos são:

$$\Delta \log t_{1/2} = U_{t_{1/2}} \Delta \log K_{in} + V_{t_{1/2}} \Delta \log B_{in} + W_{t_{1/2}} \Delta \log D_{in} \quad (37)$$

$$\Delta \log \nu_{1/2} = U_{\nu_{1/2}} \Delta \log K_{in} + V_{\nu_{1/2}} \Delta \log B_{in} + W_{\nu_{1/2}} \Delta \log D_{in} \quad (38)$$

$$\Delta \log S_{1/2} = U_{S_{1/2}} \Delta \log K_{in} + V_{S_{1/2}} \Delta \log B_{in} + W_{S_{1/2}} \Delta \log D_{in} \quad (39)$$

As equações para a segunda transição são similares às equações acima, apenas mudando o subscrito 1|2 para 2|3. Todos os parâmetros U, V e W para as duas transições e para os desvios logarítmicos de S, ν e t são mostrados na Tabela 1 mais adiante.

De acordo com as relações (27), e observando a grande simetria entre os parâmetros U, V e W , é possível notar que:

$$\Delta \log \nu_{2/3} - \Delta \log \nu_{1/2} = \beta_2 (\Delta \log t_{2/3} - \Delta \log t_{1/2}) \quad (40)$$

$$\Delta \log S_{2/3} - \Delta \log S_{1/2} = \gamma_2 (\Delta \log t_{2/3} - \Delta \log t_{1/2}) \quad (41)$$

É evidente que também é interessante inferir a influência de K_{in} , B_{in} e \mathcal{D}_{in} na frequência de corte superior $\nu_{b,2|3} = \nu_b(t_{2|3})$, dada por $\nu_{b,2|3} \propto \mathcal{D}_{in} \cdot B_{in} \cdot R_{2|3}^{nb}$, conforme a expressão (24), o que corresponde ao desvio logarítmico:

$$\Delta \log \nu_{b,2|3} = U_{\nu_b} \Delta \log K_{in} + V_{\nu_b} \Delta \log B_{in} + W_{\nu_b} \Delta \log D_{in} \quad (42)$$

	U	V	W
$t_{1 2}$	$\frac{8\rho}{\zeta_{1/2}}$	$\frac{3(s-3)\rho}{\zeta_{1/2}}$	-2
$t_{2 3}$	$\frac{\rho}{\zeta_{2/3}}$	$\frac{(2s+7)\rho}{\zeta_{2/3}}$	$-2 - \frac{\rho}{\zeta_{2/3}}$
$\nu_{1 2}$	$\frac{2}{s+5} + \frac{8n_2}{\zeta_{1/2}}$	$\frac{s-1}{s+5} + \frac{3(s-3)n_2}{\zeta_{1/2}}$	$\frac{s+3}{s+5}$
$\nu_{2 3}$	$\frac{2}{s+5} + \frac{n_2}{\zeta_{2/3}}$	$\frac{s-1}{s+5} + \frac{(2s+7)n_2}{\zeta_{2/3}}$	$\frac{s+3}{s+5} - \frac{n_2}{\zeta_{2/3}}$
$S_{1 2}$	$\frac{5}{s+5} + \frac{8f_2}{\zeta_{1/2}}$	$\frac{2s-5}{s+5} + \frac{3(s-3)f_2}{\zeta_{1/2}}$	$\frac{3s+10}{s+5}$
$S_{2 3}$	$\frac{5}{s+5} + \frac{f_2}{\zeta_{2/3}}$	$\frac{2s-5}{s+5} + \frac{(2s+7)f_2}{\zeta_{2/3}}$	$\frac{3s+10}{s+5} - \frac{f_2}{\zeta_{2/3}}$
$\nu_{b,2 3}$	$\frac{n_b}{\zeta_{2/3}}$	$1 + \frac{(2s+7)n_b}{\zeta_{2/3}}$	$1 - \frac{n_b}{\zeta_{2/3}}$

Tabela 1

II.2.3 O comportamento geral do espectro síncrotron

A evolução de uma onda de choque dentro de um jato ocorre em três fases distintas, as quais determinam diferentes comportamentos do máximo de emissão do espectro síncrotron em cada uma das respectivas fases. Estes comportamentos do máximo de emissão (ν_m , S_m) são descritos pela expressão (27) (para $i=1, 2, 3$) e portanto são determinados por cinco índices: k , b , d das relações (16), índice s da distribuição de energia dos elétrons e r da relação $R \propto L^r$ que mostra quão rápido o jato se abre com a distância L do núcleo compacto.

É uma ótima aproximação impor que d seja zero, uma vez que para este tipo de modelo a ser aplicado, os valores típicos para d ficam em torno de 0,1 e variam muito pouco (Türler 2000). Os outros quatro parâmetros ficam livres para variar e são controlados pelos índices β_i e γ_i da evolução da explosão no espaço ($\log S$, $\log \nu$, $\log t$), além de serem os parâmetros mais interessantes em estudo porque descrevem propriedades físicas do jato.

Os pontos ($t_{1|2}$, $\nu_{1|2}$, $S_{1|2}$) e ($t_{2|3}$, $\nu_{2|3}$, $S_{2|3}$) do espaço onde as transições 1|2 e 2|3 ocorrem, são definidos por apenas quatro dos seis parâmetros originais, pois os índices β_2 e γ_2 podem ser usados para determinar $\nu_{2|3}$ e $S_{2|3}$ a partir dos outros quatro parâmetros, via equações (40) e (41).

A forma do espectro de reabsorção síncrotron é definida pela expressão geral (Türler 1999a):

$$S_\nu = S_m \left(\frac{\nu}{\nu_m} \right)^{\alpha_{esp}} \frac{1 - \exp\left(-\tau_m \left(\frac{\nu}{\nu_m}\right)^{\alpha_{fino} - \alpha_{esp}}\right)}{1 - \exp(-\tau_m)} \quad (43)$$

em que τ_m é a profundidade óptica τ_ν na frequência de máxima emissão ν_m e S_m é a densidade de fluxo real do espectro. É importante ressaltar que no desenvolvimento teórico do modelo de ondas de choque generalizado, S_m não é a densidade de fluxo máxima real, mas sim a extrapolação $S_m^{fino} = S_\nu^{fino}(\nu_m)$ do espectro opticamente fino para a frequência de máxima emissão. O máximo real S_m é relacionado a S_m^{fino} conforme a seguinte expressão: $S_m = S_m^{fino} \cdot (1 - \exp(-\tau_m)) / \tau_m$, mas como o desenvolvimento teórico é baseado em proporcionalidades, esta distinção não é fundamental.

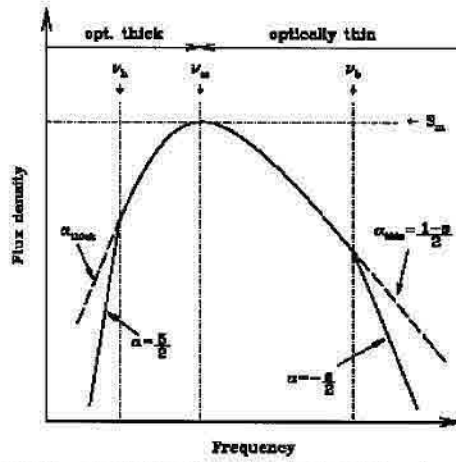


Figura 3 - espectro típico de reabsorção síncrotron

Uma boa aproximação para τ_m (Türler, 1999) é:

$$\tau_m \approx \frac{3}{2} \left(\sqrt{1 - \frac{8\alpha_{fino}}{3\alpha_{esp}}} - 1 \right) \quad (44)$$

Conforme a discussão a respeito da superposição das “fatias” da fonte no espectro opticamente espesso, no desenvolvimento do modelo teórico, o índice espectral opticamente espesso α_{esp} foi suposto como f_3/n_3 . O modelo também explica o índice espectral opticamente fino α_{fino} , conferindo ao mesmo o valor $-s/2$ nos primeiros dois estágios de evolução do choque, antes da declividade do espectro ser amenizada para um índice $\alpha_{fino} = -(s-1)/2$ na transição $2|3$ (síncrotron para expansão adiabática) de acordo com as relações de (7) a (9). Este achatamento do espectro termina no instante $t_{2/3}$, mas não é instantâneo, logo foi adicionado mais um parâmetro, t_f , tempo para o qual o achatamento do espectro se inicia durante a fase síncrotron (segunda). Este achatamento é descrito por uma expressão logarítmica do tempo t :

$$\alpha_{fino}(t) = -\frac{s}{2} + \frac{1}{2} \frac{\log(t/t_f)}{\log(t_{2/3}/t_f)} \quad \text{para } t_f \leq t \leq t_{2/3} \quad (45)$$

O espectro (43) tem os seus pontos de quebra ou de corte inferior v_h e superior v_b , segundo a discussão da seção que descreve o modelo de ondas de choque generalizado, e estes cortes são deixados bruscos para bem determinar as frequências em que ocorrem e em vista da dificuldade de se obter expressões satisfatórias que descrevem o seu delineamento.

O espectro, então, simplifica-se para $S_h(v/v_h)^{2.5}$ nas frequências mais baixas ($v < v_h$) e para $S_b(v/v_b)^{-s/2}$ nas frequências mais altas ($v > v_b$), em que $S_h = S_h(v_h)$ e $S_b = S_h(v_b)$ são calculados usando (43).

A razão v_h/v_m , que é um parâmetro variável da análise, foi assumida como constante para efeito de simplificação da aplicação do modelo, embora deva crescer em vista do aumento da largura da região emissora no decorrer da evolução do choque. Como as frequências de infravermelho não estão inclusas na decomposição de curvas de luz, durante os dois primeiros estágios não foi necessária a consideração de um corte para frequências altas, o que acentuaria o corte no último estágio para um índice espectral de $-(s+1)/2$, portanto, o índice espectral após o corte nas altas frequências permanece $-s/2$ nos dois primeiros estágios. A evolução da frequência de corte nas altas v_b com o tempo é dada por $v_b = v_{b,2|3}(t/t_{2|3})^{nb/\rho}$ onde $v_{b,2|3} = v_b(t_{2|3})$ e é um outro grau de liberdade da interpolação enquanto que nb/ρ é fixado pelos valores de r , b e d por meio das equações (24) e (26).

II.2.4 Aspectos das explosões

Os parâmetros levados em conta até aqui para a total descrição da evolução espectral de cada explosão são: s , r , k , b , $\log t_{1|2}$, $\log t_{2|3}$, $\log v_{1|2}$, $\log S_{1|2}$, t_f , v_h/v_m e $v_{b,2|3}$. O comportamento do máximo de emissão em todos os estágios de evolução do choque é o mesmo para cada explosão; o que pode mudar de um evento para outro é a posição no espaço ($\log S$, $\log v$, $\log t$) em que as transições entre estágios ocorrem.

Este modelo permite que os dois pontos de transição entre estágios não estejam rigidamente vinculados, de tal sorte que é possível que a duração do estágio síncrotron seja alterada conforme as configurações das grandezas essenciais do jato no início do choque. Isto torna o modelo um pouco mais complexo, mas para que não haja a necessidade de impor um parâmetro novo para cada explosão, é muito mais conveniente dar uma origem física aos três desvios logarítmicos $\Delta \log S$, $\Delta \log v$ e $\Delta \log t$, para a densidade de fluxo, frequência e tempo, em função de desvios logarítmicos dos valores, no início do choque, do fator K da distribuição de energia dos elétrons, do campo magnético B e do fator Doppler \mathcal{D} .

Mesmo considerando a ligação física entre o desvio de um evento e a sua forma, a qualidade da interpolação para decomposição das curvas de luz não é ótima. Para otimizar a interpolação foi escolhido o número de eventos que melhor delinea a curva de luz total durante quase duas décadas. Cada um destes eventos é caracterizado por quatro parâmetros: a data de seu início T_{in} , e os três desvios logarítmicos $\Delta \log K_{in}$, $\Delta \log B_{in}$ e $\Delta \log \mathcal{D}_{in}$ das quantidades físicas K , B e \mathcal{D} no início do choque.

II.2.5 Contribuições das partes mais externas dos jatos e de explosões anteriores

As partes mais externas dos jatos contribuem de maneira significativa para a densidade de fluxo total em baixas frequências de rádio, porém esta contribuição pode ser modelada por uma lei de potência ou por uma função cúbica e então extraída, por apresentar comportamento de forma constante, em média, durante vinte anos.

A contribuição, em baixas frequências, da superposição de decaimentos de explosões que atingiram seu pico de evento antes de 1979, também é importante. Derivando tais decaimentos da fase de declínio da evolução em três estágios do espectro das fontes, espera-se que os decaimentos das curvas de luz sejam descritos por leis de potência.

Um decaimento de densidade de fluxo $S_v^*(t) = S_v(v^*, t)$ com o tempo t a uma dada frequência v^* pode ser escrito como $S_v^*(t) = S_m(t) \cdot (v^*/v_m(t))^{\alpha_{fino}}$. No estágio final de evolução do evento, a dependência do tempo de $S_m(t)$ pode ser escrita como $S_m(t) = S_m^*(t/t_m^*)^{\gamma_3}$ segundo a equação (27), onde $t_m^* = t_m(v^*)$ é o tempo após o início da explosão em que o ponto de máxima emissão passa pela frequência v^* , ou seja, o tempo para o qual $v_m(t) = v^*$. A equação para a frequência de máxima emissão é $v_m(t) = v_m^* \cdot (t/t_m^*)^{\beta_3}$, logo, o decaimento de uma curva de luz em uma certa frequência v^* no estágio adiabático é dado por:

$$S_v^*(t) \propto \left(\frac{t}{t_m^*} \right)^{\gamma_3 - \beta_3 \cdot \alpha_{fino}} \quad \text{com} \quad t_m^* = t_{2/3} \left(\frac{v^*}{v_{2/3}} \right)^{1/\beta_3} \quad (46)$$

O tempo t_m^* é uma escala de tempo característico do decaimento em lei de potência, em uma frequência v^* e a sua dependência com a frequência mostra como esta escala de tempo aumenta quando a frequência diminui. Na última equação (46), podemos considerar que α_{fino} é $-(s-1)/2$, já que o corte de frequência surge apenas em tempos mais adiante.

Por meio do decaimento de um evento hipotético, com amplitude $A_0(v)$ na data $T_0 = T_{in} + t_m(v) = 1979.0$, pode-se modelar a contribuição, em uma dada frequência v , de decaimentos superpostos de eventos com picos antes de 1979, segundo:

$$S_v(T) = A_0(v) \left(1 + \frac{T - 1979}{\mu t_m(v)} \right)^{\gamma_3 - \beta_3(s-1)/2} \quad (47)$$

em que foi usada a equação (46) com t substituído por $T - T_{in} = t_m(v) + T - 1979$ e o fator μ (>1), que é independente da frequência, foi introduzido para explicar o fato de que a superposição de vários eventos, com diferentes datas de início, gera um decaimento global com uma escala de tempo maior do que de um evento individual.

Na análise deste trabalho, $A_0(v)$ é interpolado por uma expressão cúbica para quatro frequências baixas [$\log(v/\text{GHz}) = 0.3, 0.5, 1.0$ e 1.5], contidas na faixa onde a influência do espectro $A_0(v)$ é mais significativa, e extrapolado para as outras frequências. A parte contínua da densidade de fluxo é modelada de maneira exatamente igual à da abordagem da seção II.1.2. Uma vez que o valor e a dependência da escala de tempo $t_m(v)$ com a frequência são bem determinados pelo lado direito da equação (46) com v^* substituído por v , a contribuição dos eventos de antes de 1979 pode ser totalmente modelada por cinco parâmetros: os valores de $A_0(v)$ para as quatro frequências mencionadas e o parâmetro μ .

III. MATERIAIS E MÉTODOS

III.1 Material observacional

A análise foi baseada em espectros e, principalmente, curvas de luz, extraídos de bases de dados das fontes 3C273, OV236, OJ287 e BL Lac, as quais estão inseridas no grupo de núcleos ativos de galáxias, objetos das modelagens deste trabalho.

Os dados usados, em sua maioria, estão nas frequências de 4.8, 8.0 e 14.5 GHz, extraídos da base de dados, disponível na internet, do Observatório de Radioastronomia da Universidade de Michigan (UMRAO); nas frequências de 22 GHz e 37 GHz, extraídos da base de dados do Radio-observatório de Metsähovi (Finlândia), com boa parte disponível na internet; e em 22 GHz do Radio-observatório do Itapetinga (Atibaia – SP). As demais frequências que aparecem no relatório são provenientes da literatura, principalmente do artigo de Türler et al. 1999.

As decomposições e ajustes das curvas de luz, para o teste do modelo de ondas de choque generalizado, foram realizados para as frequências 4.8, 8.0, 14.5, 22 e 37 GHz, pois os dados referentes a estas frequências cobrem todo o período estudado (1980 - 2000). Especificamente, os dados referentes às frequências 22 e 37 GHz, em grande parte, estão inseridos no mesmo período, entretanto, para algumas fontes, não estão completos ou têm poucos pontos. No trabalho anterior, isto tornou inviável o seu uso para os ajustes, uma vez que os mesmos eram feitos simultaneamente, para todas as frequências, usando-se matrizes bidimensionais de densidade de fluxo, em que uma dimensão era o tempo e a outra era a frequência, e o uso de dados não-uniformes impossibilitava o ajuste para os períodos de tempo destituídos de pontos para 22 e 37 GHz. No presente trabalho, em que os dados foram organizados de forma a não precisarem ser uniformes para realizar os ajustes simultâneos, os dados referentes a 22 e 37 GHz puderam ser usados para a decomposição e delimitação das curvas.

Para os dados em 22 e 37 GHz, alguns períodos vão de 1979.0 a 1995.0, outros começam após 1983 mas também não chegam ao ano 2000. Esta não-uniformidade dos dados é devida fundamentalmente às paralizações pelas quais passaram o Radio-observatório do Itapetinga, em função de problemas com a redoma, motor e *encoder* da antena e da não-acessibilidade total aos dados do Radio-observatório do Metsähovi.

O OV236 não faz parte dos alvos do Radio-observatório de Metsähovi, por isso esta fonte não possui dados em 37 GHz.

III.2 O método de ajuste

No trabalho anterior, os dados eram colocados em uma matriz de densidades de fluxo em que uma das dimensões correspondia a todas as frequências de interesse na análise e a outra dimensão correspondia aos tempos de evolução das curvas de uma determinada fonte, de tal modo que os dados pudessem ser adequados à superfície composta pela superposição dos espaços ($\log S$, $\log v$, $\log t$) correspondentes a todas as explosões. Entretanto, para que esta matriz pudesse ser composta, era necessária a uniformização dos dados, ou seja, fazer com que as curvas de luz, em todas as frequências de análise, possuíssem o mesmo número de pontos na evolução com o tempo. Para isso, eram feitas interpolações das curvas de luz com os pontos existentes, e subseqüentes amostragens dos pontos interpolados para a obtenção de um número pré-definido de pontos a serem usados no ajuste.

A explosão típica era montada, segundo uma matriz de densidades de fluxo cujas dimensões eram frequência e tempo de uma única explosão, com valores iniciais dos parâmetros fornecidos pelo usuário. A partir desta, para cada linha de frequência que seria analisada, a correspondente curva de luz era montada sobrepondo-se a explosão típica tantas vezes quantas explosões eram pré-determinadas para a decomposição, considerando-se a componente contínua e os decaimentos sobrepostos das explosões com picos antes de 1979.

Estas curvas de luz prototipadas simultaneamente para várias frequências, eram ajustadas à matriz dos dados tratados. Desta forma, o número de pontos das curvas de luz prototipadas deveria ser, para cada frequência, o mesmo número de pontos das curvas de luz dos dados (cada linha da matriz de dados tratados).

O ajuste era feito para os seguintes grupos de parâmetros: os onze parâmetros ($s, r, k, b, \log t_{1|2}, \log t_{2|3}, \log v_{1|2}, \log S_{1|2}, t_f, v_n/v_m$ e $v_{b,2|3}$) correspondentes à descrição da evolução média dos eventos eram ajustados conjuntamente; os valores de $A_0(v)$ para $\log(v/\text{GHz}) = 0.3, 0.5, 1.0$ e 1.5 , e o parâmetro μ , os quais modelam a contribuição de explosões anteriores a 1979, constituíam outro grupo; os parâmetros de especificidades das explosões ($T_{in}, \Delta \log K_{in}, \Delta \log B_{in}$ e $\Delta \log \mathcal{D}_{in}$) eram ajustados para três explosões de cada vez, ou seja, em grupos de $4 \times 3 = 12$ parâmetros aderidos concomitantemente.

Muitas desvantagens foram encontradas com este método acima exposto: 1) a necessidade de uniformização dos dados por interpolações e amostragens introduzia erros de cálculo nos dados, além de deixar o tratamento dos dados mais complicado e demorado; 2) o espaço ($\log S, \log v, \log t$) precisava ser montado para uma faixa contendo frequências que não seriam usadas na análise, para possibilitar que o espaço tivesse uma boa resolução em frequências (“continuidade”) a fim de facilitar a minimização dos erros médios quadráticos. Isto desperdiçava tempo de processamento para calcular linhas da matriz que não seriam efetivamente utilizadas no ajuste. 3) A necessidade de que o número de pontos das curvas prototipadas e das linhas da matriz de dados tratados fosse o mesmo limitava a qualidade do ajuste para períodos em que detalhes das curvas eram descritos mais minuciosamente pelos pontos originais dos dados. 4) O agrupamento dos parâmetros tornava o algoritmo lento, principalmente para alguns grupos razoavelmente grandes, que demandavam longos tempos de processamento até a convergência. Além disso, pelo fato dos grupos serem grandes, os ajustes subsequentes pioravam o ajuste global em muitas das iterações, tornando a seqüência de operações instável em determinados momentos.

O método novo aproveita-se de um artifício inteligente na preparação dos dados para o ajuste: em vez de colocar os dados em uma matriz de duas dimensões (frequência, tempo), os mesmos são colocados em um só vetor, justapondo-se seqüencialmente todas as curvas de luz nas frequências de interesse, e considerando tal vetor como uma única e enorme curva de luz. Os correspondentes instantes são guardados em outro vetor, do mesmo tamanho e na mesma seqüência (sem ordenação) de forma a manter a correspondência elemento a elemento com o vetor de densidades de fluxo.

Este artifício permitiu que os dados não precisassem ser uniformizados por interpolação e amostragem, e que o próprio vetor dos instantes dos dados pudesse ser passado à rotina de montagem das curvas de luz prototipadas.

A explosão típica é montada apenas para as frequências de análise, não necessitando ser montada uma superfície ($\log S, \log v, \log t$) para uma ampla faixa de comprimentos de onda. Assim, as curvas de luz das frequências a serem analisadas são calculadas com base no próprio vetor de tempos dos dados, e são justapostas no mesmo vetor, exatamente com o mesmo formato do vetor de dados (densidades de fluxo). O vetor com as curvas de luz prototipadas é então ajustado ao vetor de dados diretamente uma vez que os dois possuem o mesmo número de pontos, pois são correspondentes aos mesmos instantes de tempo.

Adicionalmente, o agrupamento de parâmetros para ajuste seguiu uma regra simples e que diminuiu razoavelmente o tempo de processamento: os parâmetros que descrevem a explosão típica mais o parâmetro μ foram ajustados em três grupos de quatro parâmetros; os que explicam a contribuição contínua e a contribuição das explosões anteriores a 1979, para o OJ287, BL Lac e OV236, foram calculados em dois grupos de quatro parâmetros; e os que modelam as especificidades das explosões foram ajustados para uma explosão de cada vez, ou seja, de quatro em quatro (17 grupos de 4).

Isto posto, usou-se uma rotina de controle para o ajuste cíclico de todos os grupos de parâmetros, segundo uma condição de parada, que foi uma tolerância máxima de variação dos parâmetros a cada iteração. O algoritmo, portanto, se apresentou estável, rápido e sem necessidade de muitas intervenções do usuário.

IV. RESULTADOS E ANÁLISES

Aqui serão apresentados os resultados obtidos para os parâmetros de ajuste, apenas para o 3C273, tanto no delineamento da explosão média, como na caracterização das especificidades das explosões, para as duas descrições de explosões utilizadas. Serão apresentados apenas os resultados para o 3C273, visto que as demais fontes ainda estão em processo de análise, processo tal que constitui a parte complementar do trabalho ainda a ser concluída.

IV.1 Descrição por dois estágios

A figura a seguir mostra as curvas de luz ajustadas com a parametrização descrita na seção II.1. Os aspectos mais importantes das curvas de luz são reproduzidos pelo modelo com apenas uma explosão a cada 1.2 ano aproximadamente, começando simultaneamente em todas as frequências. O ajuste global tem um χ^2 reduzido de $\chi^2_{\text{red}} = \chi^2/\text{g.l.} = 0.2254$ para o 3C273. Este baixo coeficiente χ^2_{red} indica uma ótima qualidade dos ajustes e é muito menor (duas ordens de grandeza menores) do que o obtido por Türler et al. (1999) pelo fato de terem sido feitos para um número de curvas de luz muito menor. Ou seja, para um menor número de frequências analisadas, o ajuste fica melhor.

Para o 3C273, a principal discrepância entre o modelo e as observações surge para 22 e 37 GHz durante o período 1982-1986, quando os aspectos muito diferentes das curvas nas frequências estudadas não podem ser corretamente descritos por apenas três explosões em 1981.9, 1982.9 e 1983.4, respectivamente. Isto ocorre por causa da complexidade das estruturas das curvas neste período e dos grandes desvios dos tempos onde os picos ocorrem de uma frequência para outra. Nota-se ainda que as principais falhas se devem às grandes variações impulsivas e pouco definidas das curvas de luz do 3C273.

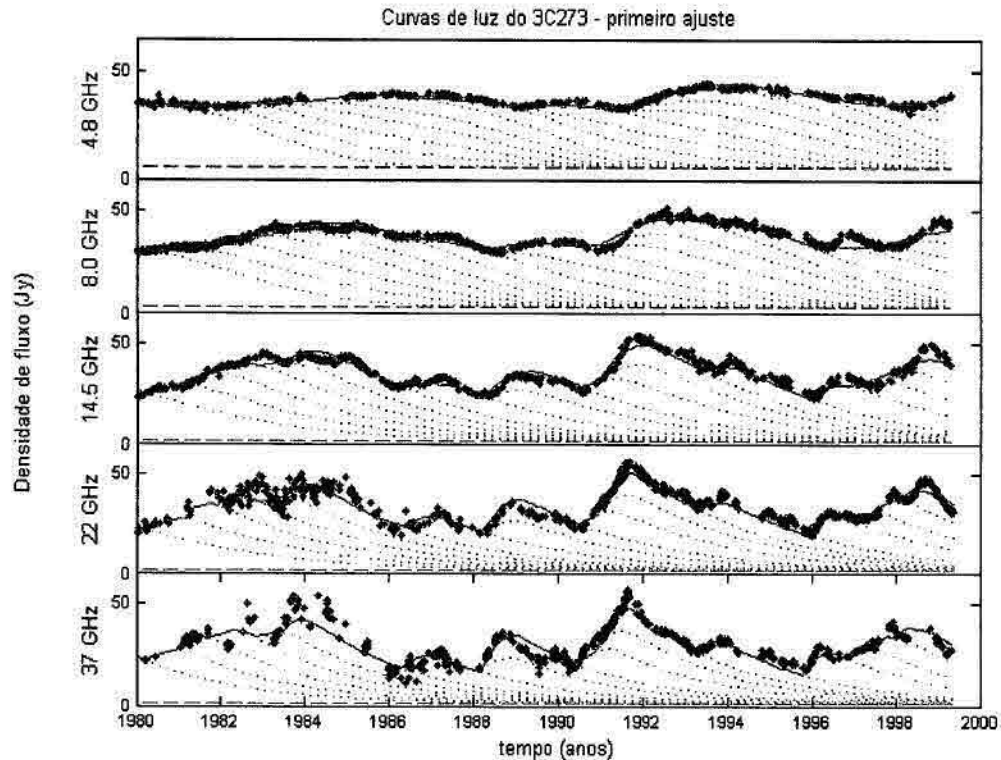


Figura 4 - Decomposição das curvas de luz do 3C273, para 4.8, 8.0, 14.5, 22 e 37 GHz, em séries de explosões modeladas pela primeira descrição

Um exemplo de evolução com a frequência, obtida dos parâmetros, para a explosão típica é mostrada na figura 5. A amplitude $A(\nu)$ da curva de luz tem um máximo em ~ 31.6 GHz. O tempo de ascensão $t_{\text{sub}}(\nu)$ diminui com a frequência até atingir um mínimo que fica dentro da faixa de análise, enquanto que o tempo de decaimento $t_{\text{desc}}(\nu)$ aumenta monotonicamente com o comprimento de onda. Se extrapolarmos a expressão cúbica interpolada para baixas frequências, é surpreendente ver que tanto $t_{\text{sub}}(\nu)$ quanto $t_{\text{desc}}(\nu)$ tendem a valores tão altos quanto 10 anos em 1 GHz, ao passo que a amplitude da explosão ainda seria significativa ($A(1 \text{ GHz}) \approx 1 \text{ Jy}$). Devido à falta de dados em frequências mais altas (acima dos comprimentos milimétricos), a amplitude $A_0(\nu)$ não se ajusta bem para frequências acima de ~ 300 GHz. O aumento de $A_0(\nu)$ nestas frequências - por conta da interpolação cúbica - não é coerente com a realidade, mas não afeta o ajuste por causa do tempo de decaimento correspondente que é curto ($t_{\text{desc}}(1000 \text{ GHz}) \approx 1$ ano). Os dois expoentes $\rho(\nu)$ e $\phi(\nu)$ que descrevem a forma da curva de luz da explosão são maiores em rádio do que em frequências mais altas. Consequentemente, as curvas de luz em frequências mais altas, na faixa de análise, possuem uma subida mais inclinada logo após o início da explosão e uma descida mais inclinada logo após o pico, resultando em eventos mais impulsivos (mais fortes e com menor duração).

Os cinco parâmetros $A(\nu)$, $t_{\text{sub}}(\nu)$, $t_{\text{desc}}(\nu)$, $\rho(\nu)$ e $\phi(\nu)$ definem a explosão típica que pode ser representada em três dimensões no espaço ($\log S$, $\log \nu$, $\log t$) conforme a figura 5. A máxima amplitude da explosão média do 3C273 é de $\sim 11.38 \text{ Jy}$ e é atingida em 9.5 meses após o início, em uma frequência de ~ 31.6 GHz. A frequência ν_m do máximo do espectro é constantemente decrescente com o tempo. A densidade de fluxo correspondente S_m primeiro cresce com a diminuição de ν_m segundo $S_m \propto \nu_m^{-0.7}$, enquanto que decresce conforme $S_m \propto \nu_m^{+1.0}$ durante o declínio final da explosão. Este comportamento

corresponde qualitativamente ao que é esperado pela classe de modelos de choque (Marscher & Gear 1985).

Em frequências acima do pico em espectro ($\nu \gg \nu_m$), o índice espectral α é, em um primeiro momento, ~ 0.5 e depois se acentua um pouco para ~ 0.7 na evolução do máximo da explosão. O comportamento um tanto caótico durante a fase final de decaimento - devido à mudança abrupta de $\phi(\nu)$ - não nos permite definir um índice espectral razoável durante este último estágio. Em frequências abaixo do máximo do espectro ($\nu \ll \nu_m$), o índice espectral se acentua suavemente com o tempo de ~ 1.8 para ~ 2.5 . Isto é esperado para uma fonte síncrotron que começa inhomogênea e progressivamente se torna homogênea.

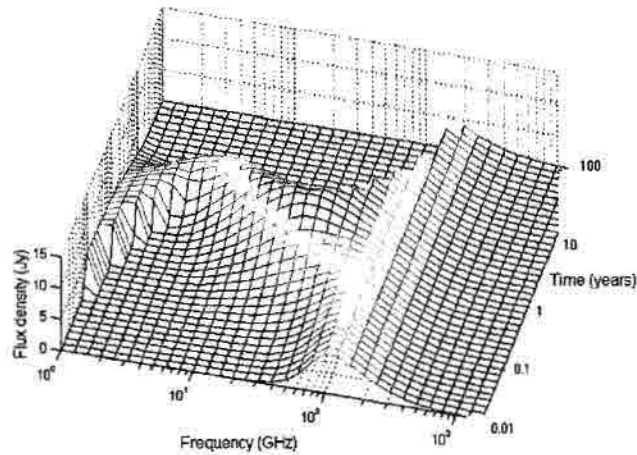


Figura 5 – Evolução espectro-temporal da explosão típica

Nas tabelas a seguir são listados, respectivamente: os valores dos parâmetros que definem a evolução espectro-temporal típica, obtidos para o melhor ajuste, segundo a descrição por dois estágios (subida e descida); os valores dos parâmetros das especificidades das 17 explosões propostas, para o melhor ajuste.

Parâmetros	ν_1	ν_2	ν_3	ν_4
$A_0(\nu)$	29.38	28.49	31.81	54.26
$A(\nu)$	6.03	10.59	7.95	0.53
$t_{sub}(\nu)$	2.86	1.15	6.27	4.51×10^7
$t_{desc}(\nu)$	5.31	3.40	1.40	0.22
$\rho(\nu)$	2.12	0.60	0.05	0.00
$\phi(\nu)$	3.29	1.20	3.91	1.00×10^{-5}

Tabela 2

Explosão	t_0	$\Delta \log t$	$\Delta \log \nu$	$\Delta \log S_\nu$
1	1980.30	0.0000	0.0062	0.0075
2	1981.00	-0.0000	0.0063	0.0084
3	1981.91	-0.0000	0.0063	-0.0057
4	1982.92	-0.0000	-0.0419	-0.0503
5	1983.42	-0.0000	-0.0119	0.0103
6	1986.40	0.0000	0.0062	-0.0205
7	1988.15	-0.0000	-0.0126	-0.0201
8	1988.20	0.0000	-0.0019	0.0023
9	1990.60	0.0000	0.0063	0.0564
10	1990.85	-0.0000	0.0074	0.0118

Explosão	t_0	$\Delta \log t$	$\Delta \log v$	$\Delta \log S_v$
11	1990.90	0.0000	0.0163	0.0021
12	1993.10	-0.0000	-0.0168	-0.0532
13	1994.80	-0.0002	-0.1838	0.0872
14	1997.05	0.0000	0.0280	-0.0718
15	1997.64	0.0000	0.0680	-0.0372
16	1998.00	-0.0000	0.0463	-0.0254
17	1999.60	0.0000	0.0000	0.0000
Desvio padrão		0.0001	0.0524	0.0387

Tabela 3

IV.2 Descrição por três estágios

Apresentamos nesta seção os resultados obtidos pelo ajuste das curvas do 3C273 de acordo com o modelo de ondas de choque em três estágios, descrito na seção II.2 e com o conjunto de parâmetros definidos na mesma seção. Optou-se por focalizar nesta seção os resultados obtidos levando em conta a suposição de que o plasma emissor de radiação síncrotron, atrás da frente de choque, se move com velocidade e direção constante, de maneira que o fator Doppler \mathcal{D} permanece constante durante a evolução da explosão. O índice d , que caracteriza o decréscimo de \mathcal{D} com o raio R da seção transversal do jato, foi fixado com o valor nulo. Todas as figuras a seguir e tabelas correspondem a este modelo particular.

O melhor ajuste por decomposição das curvas de luz obtido, com o modelo do jato tendo um fator Doppler constante, está ilustrado na figura 6. Nota-se que as curvas de luz que são melhores reproduzidas pelo modelo são aquelas em 14.5 e 22 GHz. Para o 3C273, na curva de luz em 22 GHz, as variações rápidas de 1981.0 até 1985 não são bem descritas pelo modelo e em 37 GHz, há um problema com o pico proeminente de 1984. Para a curva de 8.0 GHz a curva ajustada apresenta níveis de densidade de fluxo aquém dos níveis dos dados.

As discrepâncias do modelo são provavelmente responsáveis por valores de χ^2 reduzido para os ajustes globais de $\chi^2_{\text{red}} = \chi^2/\text{g.l.} = 0.14$ para o 3C273. Nota-se que as estruturas minuciosas das curvas de luz são melhores reproduzidas por estas séries de explosões do que as obtidas para a descrição analítica em 2 estágios e que os picos maiores são de fato alcançados pelas explosões prototipadas. Em particular, o primeiro decaimento por volta de 1980 é explicado mais satisfatoriamente pela presente descrição. As variações rápidas da explosão que atingem seu máximo em grandes densidades de fluxo também são melhores descritas por esta última parametrização. Se nós compararmos as curvas de luz das frequências mais altas com as da abordagem por dois estágios, vemos que uma descrição melhorada das explosões é obtida com uma caída mais rápida logo após o pico das curvas de luz de frequências mais altas. Este declínio mais rápido se deve à introdução do parâmetro t_i , que define o instante em que o índice espectral opticamente espesso começa a ficar mais tênue, e do fato de que este instante é atrasado com relação ao instante t_{12} da transição do primeiro para o segundo estágio. Este “achatamento” do espectro opticamente espesso, ocorrendo no final do estágio síncrotron, está em boa concordância com o modelo clássico de choque de Marscher & Gear (1985).

Os valores dos parâmetros para o melhor perfil de curvas de luz adquirido, e os correspondentes valores de outras quantidades relevantes do modelo estão mostrados nas tabelas 4 e 5. Verifica-se que a queda da máxima densidade de fluxo S_m com a frequência ν_m de máxima densidade de fluxo é menos acentuada do que a abordagem por dois estágios. Esta diferença poderia ser devida ao corte nas altas frequências do espectro. Outra

De um modo geral, notamos um ajuste muito bom para as cinco frequências estudadas, mas há de se destacar que os melhores perfis de decomposição se deram para as frequências de 14.5 e 22 GHz.

Percebe-se que o quasar 3C273, pelo fato de possuir variabilidade de maior período, com eventos menos impulsivos, necessitaria de menos explosões para descrever o comportamento geral de suas curvas de luz, ao passo que os objetos BL Lacertae – OJ287 e BL Lac – necessitariam de um grande número de explosões na série de decomposição, uma vez que possuem grande variabilidade, com eventos de curto período, e apresentam um caráter observado bem mais ativo, apresentando curvas de luz mais complexas.

Como não deveria deixar de ocorrer, houve uma grande proximidade entre os resultados obtidos por Türler et. al., 2000, e pelo presente trabalho, para o estudo do 3C273. O índice de espectro de energia dos elétrons tomou o valor de 2.48, contra 2.05 conseguido por Türler et. al., 2000 e outros valores similares presentes na literatura. O índice k , que diz o quanto o coeficiente de proporcionalidade K da distribuição de energia decresce com a evolução do choque, teve um valor de 3.11, um pouco maior do que o encontrado por Türler et. al., entretanto o caráter de decréscimo rápido com o avanço do choque no jato, devido às mudanças na distribuição de energia, em função das perdas Compton e síncrotron, foi mantido. O índice r , que relaciona a expansão longitudinal do choque L e a sua expansão radial, apresentou o bom valor de 0.76 e consolidou a relevância da hipótese de que o jato não é cônico, mas sim de que, próximo ao engenho central, o jato é quase cônico e à medida que sofre perdas de energia, passa a se restringir mais.

O fator b que relaciona o decremento de campo magnético com a expansão do choque, também não divergiu bastante do valor conseguido por Türler et. al., com um valor de 1.56. Os tempos de transição entre estágios foram obtidos muito próximos dos de Türler et. al., o que vem a caracterizar o mecanismo de explosões com escalas de tempos característicos muito similares entre si, divergindo apenas por algumas propriedades do sistema no início do choque. O tempo t_{12} foi obtido igual a 0.05 anos, t_{23} igual a 1.05 anos e t_f igual a 1.00 anos.

A frequência ν_{12} do máximo de emissão correspondente a t_{12} foi obtida igual a 454.19 GHz e a densidade de fluxo máximo de emissão S_{12} neste mesmo instante 14.23 Jy. As densidades de fluxo são bem discrepantes em relação às do trabalho anterior, mas para uma explosão média, valores entre 10 e 50 Jy são bem assinalados, já que estes parâmetros fazem parte do grupo de parâmetros que varia com os desvios logarítmicos que produzem as especificidades das explosões.

A frequência ν_{23} teve um valor de 33.12 GHz, calculada a partir dos outros parâmetros dos pontos de transição e dos índices γ_2 e β_2 . O mesmo ocorre para S_{23} , que calculado resultou em 12.22 GHz.

Os outros parâmetros livres importantes e com significado físico são: $\nu_{b,23} = 16.28$ THz, que é a frequência de máxima emissão para o corte nas altas quando o estágio está mudando de síncrotron para simplesmente de resfriamento adiabático, $\nu_h/\nu_m = 0.39$, que é a razão da frequência de corte nas baixas para a frequência de máxima emissão e que é considerada constante para facilitar a parametrização, mas que se sabe que deveria crescer muito lentamente. O último parâmetro livre é o μ , que modela a correção das superposições de decaimentos de explosões sequenciais com picos desde 1979.0, e apresentou o valor de 2.98 para o presente ajuste do 3C273, valor este muito distinto do valor conseguido por Türler et. al., 2000, de 4.13, talvez devido às particularidades do ajuste deste trabalho, que analisou apenas cinco frequências. A seguir é apresentada uma tabela com todos os parâmetros considerados para a descrição por três estágios, livres (em negrito) e calculados, para todas as fontes, conseguidos nos ajustes.

Parâmetro	3C273*	3C273
s	2.05	2.48
r	0.82	0.76
k	3.03	3.11
b	1.58	1.56
$t_{1 2}$ (anos)	0.07	0.05
$\nu_{1 2}$ (GHz)	442	454.19
$S_{1 2}$ (Jy)	14.2	14.23
$\zeta_{1 2}$	12.69	14.97
$t_{2 3}$ (anos)	1.06	1.05
$\nu_{2 3}$ (GHz)	36.70	33.12
$S_{2 3}$ (Jy)	16.00	12.22
$\zeta_{2 3}$	13.52	14.28
t_r (anos)	0.75	1.00
$\nu_{b,2 3}$ (GHz)	16300	16278
ν_h/ν_m	0.40	0.39
μ	4.13	2.98
n_1	-0.64	-0.64
n_2	-1.09	-1.14
n_3	-1.73	-1.72
n_b	-2.91	-2.89
f_1	1.18	1.18
f_2	0.05	-0.07
f_3	-1.53	-1.54
β_1	-0.53	-0.48
β_2	-0.90	-0.86
β_3	-1.42	-1.30
γ_1	0.96	0.89
γ_2	0.04	-0.05
γ_3	-1.26	-1.17
γ_1/β_1	-1.82	-1.84
γ_2/β_2	-0.05	0.06
γ_3/β_3	0.89	0.90
ρ	1.22	1.32

Tabela 4
(* de Türler et. al., 2000)

A seguir são apresentados os valores parâmetros que modelam a contribuição das explosões que ocorrem antes de 1979. Em seguida são apresentados os valores dos parâmetros que definem as especificidades das 17 explosões propostas, obtidos para o melhor ajuste, segundo a descrição por três estágios.

Parâmetros	ν_1	ν_2	ν_3	ν_4
$A_0(\nu)$	31.52	34.12	29.80	17.23

Tabela 5

Explosão	t_{in}	$\Delta \log K_{in}$	$\Delta \log B_{in}$	$\Delta \log \mathcal{D}_{in}$
1	1979.56	0.2651	0.0943	-0.1452
2	1980.41	0.0779	0.0511	-0.0522
3	1982.30	-0.6798	0.2529	0.1847
4	1983.05	0.6292	-0.3351	-0.0233
5	1984.02	0.2671	-0.3126	0.0002
6	1986.32	-0.2993	-0.1179	0.0065
7	1987.90	0.0101	0.2460	-0.1958
8	1988.19	-0.3877	0.1841	0.1214
9	1990.34	0.0134	0.1859	0.0536
10	1990.92	-0.4706	0.4367	0.0715
11	1991.12	-0.1215	0.0927	0.0313
12	1993.33	-0.4868	0.0686	0.1110
13	1994.64	-0.8544	-0.4796	0.0528
14	1995.84	-0.3640	0.0945	0.0955
15	1996.74	-0.0365	0.2395	-0.0018
16	1997.35	-0.0766	0.0673	0.0049
17	1998.30	-0.8223	-0.4668	0.1200
Desvio padrão		0.1245	0.0718	0.1401

Tabela 6

V. CONCLUSÕES

Usando observações em rádio do 3C273, BL Lac, OJ287 e OV236, pôde-se explicar as propriedades da evolução temporal e espectral de uma explosão típica. Este tratamento de decomposição de curvas de luz em várias explosões similares já mostrou sua eficiência (Türler 1999 e 2000) em explicar tais propriedades, e se mostrou muito relevante segundo os resultados apresentados:

- É possível reproduzir as variadas formas das curvas de luz em rádio das fontes estudadas com apenas 17 explosões em seqüência, as quais começam simultaneamente para todas as frequências;
- Não se faz necessária a introdução de outra contribuição quiescente para as fontes além daquela proveniente da parte mais externa dos jatos;
- As explosões estão intimamente ligadas ao fenômeno da emissão das componentes de VLBI nos jatos (inogeneidades);
- Há uma clara evidência de que explosões impulsivas e de altas energias (frequências mais altas) são emitidas de uma região mais próxima do centro do jato em relação às explosões mais duradouras, tênues e de baixas frequências;
- A evolução temporal e espectral das explosões está em ótima concordância com a evolução típica prevista pelos modelos de ondas de choque em jatos relativísticos;
- Observa-se um “achatamento” do espectro opticamente fino da fase de ascensão para a de decaimento da evolução do choque, o que reforça a idéia proposta por Marscher & Gear (1985) que as perdas radiativas (processo síncrotron e Compton) são predominantes no processo de resfriamento dos elétrons na fase inicial da explosão, quando as partículas injetadas no jato possuem grande energia.
- Os valores dos parâmetros de ajuste de fato dizem respeito às características físicas dos processos inerentes às fontes, em vista da proximidade entre os valores dos parâmetros obtidos para o 3C273 neste trabalho e para o OV236 no trabalho anterior, sugerindo que tais parâmetros estão ligados à natureza das fontes.

É notório que o ajuste feito está muito aquém de reproduzir todos os detalhes da estrutura das curvas de luz estudadas e que o processo de emissão proveniente de jatos relativísticos de núcleos ativos de galáxias é muito mais complexo do que o modelo tratado no presente trabalho consegue descrever.

Não obstante, os resultados sugerem que as explosões delineadas estão intimamente relacionadas às inomogeneidades que se propagam nos jatos e que são resolvidas como componentes de VLBI. Portanto, pode-se afirmar que as explosões constituem fenômenos inerentes aos jatos e descrevem seu aspecto físico.

O novo algoritmo usado neste trabalho, aplicado para ajustar as curvas de luz para duas descrições de explosões diferentes, é uma poderosa ferramenta para se derivar as propriedades observadas das explosões em rádio, possuindo generalidade de aplicação a qualquer descrição e um desempenho muito melhor do que o utilizado no trabalho anterior. As abordagens usadas para descrever as explosões (dois estágios e três estágios) não só permitem uma comparação entre os modelos de choque e as observações, mas também compatibilizam os vários modelos de choque já apresentados pela comunidade científica. Por fim, é importante ressaltar que as observações, em vários comprimentos de onda e de longos períodos, são essenciais para uma melhor compreensão dos fenômenos físicos presentes nos núcleos ativos de galáxias.

VI. BIBLIOGRAFIA

ALTSCHULER, D. R.; WARDLE, J. F. C., 1975. *Nature*. 255(1): 306-310

BLANDFORD, R. D.; KÖNIGL, A., 1979. *ApJ* 232, 34

ENNIS, D. J.; NEUGEBAUER, G.; WERNER, M., 1982. *ApJ* 262(2): 451-459

HUGHES, P. A.; ALLER, H. D.; ALLER, M. F., 1985. *ApJ* 298, 301

HUGHES, P. A. ; ALLER, H. D.; ALLER, M. F., 1989a. *ApJ* 341, 54

HUGHES, P. A. ; ALLER, H. D.; ALLER, M. F., 1989b. *ApJ* 341, 68

KELLERMANN, K. I; PAULINY-TOTH, I. I. K., 1967. *Nature*. 213(5080): 977-980

KÖNIGL, A., 1981. *ApJ* 243, 700

LEGG, T. H.; 1984. In: FANTI, R.; KELLERMANN, K.; SETTI, G. (eds.). *VLBI and Compact Radio Sources*. IAU Symposium No. 110, p. 183

LITCHFIELD, S. J.; STEVENS, J. A.; ROBSON, E. I.; GEAR, W. K., 1995, *MNRAS* 274, 221

MARSCHER, A. P.; BROWN, R. L., 1975. *ApJ* 200(3): 719-726

MARSCHER, A. P., 1978. *ApJ* 224(3): 816-825

MARSCHER, A. P., 1980. *ApJ* 235, 386

- MARSCHER, A. P.; GEAR, W. K., 1985, ApJ 298, 114
- MARSCHER, A. P. 1987. In: *Superluminal Radio Sources*, ZENSUS, J. A.; PEARSON, T. J. (eds.). Cambridge University Press, p.236
- MARSCHER, A. P., 1988. ApJ 334, 552
- MARSCHER, A. P. 1990. In: *Parsec-Scale Radio Jets*, ZENSUS, J. A.; PEARSON, T. J. (eds.). Cambridge University Press, p.280
- PACHOLCZYK, A. G., 1979. *Procesos no térmicos em fontes galácticas y extragalácticas*. Barcelona. Reverte: p. 283
- PAULINY-TOTH, I. I. K.; KELLERMANN, K. I., 1966. ApJ 146(3): 634-645
- PAULINY-TOTH, I. I. K.; KELLERMANN, K. I., 1968. ApJ 152(3): L169-L175
- PEARSON, T. J.; ZENSUS, J. A., 1987. In: *Superluminal Radio Sources*. ZENSUS, J. A.; PEARSON, T. J. (eds.). Cambridge University Press. P. 1
- QIAN, S. J.; 1996, Acta Astrophys. Sin. 16, 143 (Chin. Astron. Astrophys. 20, 281)
- QIAN, S. J.; WITZEL, A.; BRITZEN, S.; KRICHBAUM, T. P.; KRAUS, A.; 1966. In: HARDEE, P. E.; BRIDLE, A. H.; ZENSUS, J. A. (eds). *Energy Transport in Radio Galaxies and Quasars*. ASP Conf. Series Vol. 100, p. 61
- ROBSON, E. I.; LITCHFIELD, S. J.; GEAR, W. K.; et al., 1993, MNRAS 262, 249
- SHKLOVSKY, J., 1965. Nature. 206(4980): 176-177
- STEVENS, J. A.; LITCHFIELD, S. J.; ROBSON, E. I., et al., 1995. MNRAS 275, 1146
- STEVENS, J. A.; LITCHFIELD, S. J.; ROBSON, E. I., et al., 1996. ApJ 466, 158
- STEVENS, J. A.; ROBSON, E. I.; GEAR, W. K., et al., 1998. ApJ 502, 182
- TÜRLER, M.; PALTANI, S.; COURVOISIER T. J.-L., et al., 1999. A&AS 134, 89
- TÜRLER, M.; COURVOISIER T. J.-L.; PALTANI, S., et al., 1999. A&A 349, 45
- TÜRLER, M.; COURVOISIER T. J.-L.; PALTANI, S., et al., 2000. A&A 361, 850-862
- VALTAOJA, E.; TERÄSRANTA, H.; URPO, S.; et al., 1992, A&A 254, 71
- VALTAOJA, E.; LÄHTENMÄKI, A.; TERÄSRANTA, H.; LAINELA, M.; 1999, ApJS 120, 95
- Van der LAAN, H. , 1966. Nature. 211 (5054): 1131-1133

Flávio Eler de Melo

Flávio Eler de Melo – bolsista do CNPq pelo PIBIC

Luiz Claudio Lima Botti

Luiz Claudio Lima Botti - orientador