

[imprimir](#)

Referência Completa

[Fechar](#)

Chave Secundária	INPE-9791-PRE/5378
Chave de Citação	MeloBott:2002:RePa
Tipo da Referência	Conference Proceedings
Autor(es)	Melo, Flávio Eler Botti, Luiz Claudio Lima (orientador)
Título	Modelo de ondas de choque para variabilidade de núcleo ativo de galáxias e objetos BL lacertae: relatório parcial
Nome do Evento	Seminário de Iniciação Científica do INPE (SICINPE)
Data	1--11 jun. 2002
Localização do Evento	São José dos Campos
Editora (Publisher)	INPE
Ano	2002
Editor(es)	Kienbaum, Germano de Souza Becceneri, José Carlos Macau, Elbert Einstein Neher Sausen, Tania
Páginas	1-22
Título do Livro	Anais
Tipo	PRE
Organização	INPE
Palavras-Chave	emissão síncrotron, jatos relativísticos, ondas de choque, variabilidade de núcleo ativo, galáxias
Resumo	<p>A teoria da emissão síncrotron em jatos relativísticos foi desenvolvida em 1980 por Blandford & Konigl (1979), Marscher (1980) e Königl (1981), e em 1985 por Marscher & Gear e Hughes et al. (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. A partir de então os efeitos de perda de energia dos elétrons por processos síncrotron e Compton inverso, que são significativos em frequências altas, passaram a ter importância maior nos modelos, o que provê uma explicação simples para as diferentes componentes observadas em um jato através de interferometria com grande linha de base (VLBI). Medições de fluxo total eram difíceis de serem explicadas pelo modelo de ondas de choque de Marscher & Gear (1985), uma vez que a emissão de todas as componentes no jato se sobrepunham para compor um espectro global quase plano. Entretanto, em 1995, curvas de luz amostradas de medições de fluxo total, em rádio e em comprimentos de onda milimétricos, de algumas fontes, permitiram o estudo de evolução espectral de explosões individuais. Subtraindo-se um espectro quiescente suposto constante (de uma componente assumida fixa), Litchfield et al. (1995) e Stevens et al. (1995, 1996, 1998) puderam ver a evolução de explosões individuais de algumas fontes como 3C279 e 3C273. Os trabalhos mencionados reafirmaram o modelo de ondas de choque, contudo seu procedimento só permitia acompanhar a evolução de uma explosão com boa aproximação até que uma outra começasse. Desta forma, para resolver tal problema, Türler et al. (1999b) derivou as propriedades observadas de explosões síncrotrônicas baseando-se em uma completa decomposição de curvas de luz, de múltiplos comprimentos de</p>

	<p>onda, em séries de explosões similares e sequenciais. Pôde-se descrever a evolução de eventos em termos de frequência e do tempo de duas formas: o processo de aproximação por curvas de luz, independente de modelo, traçando empiricamente a forma das curvas de luz de explosões individuais em diferentes frequências; e a aproximação baseada em modelos de choque com três fases de evolução. O misto destas duas aproximações (Türler - 2000a) modelou o espectro síncrotron, deixando a evolução do máximo de emissão (turnover) sem restrições, o que concordou bem com o modelo de Marscher & Gear (1985). Finalmente, Türler (2000b) generalizou o modelo de choque de Marscher & Gear (1985) para descrever a evolução média (comportamento global) das explosões e suas formas específicas, de tal sorte que este modelo passou a explicar os efeitos de aceleração da fonte síncrotrônica em um jato não cônico, não adiabático e curvado.</p>
Notas	Programa Institucional de Bolsas de Iniciação Científica PIBIC/CNPq/INPE
Idioma	Portuguese
Detentor da Cópia	SID/SCD
Tipo Secundário	CN
Tertiary Type	Sessão Oral
Divulgação	
Formato	Papel
Área	CEA
Grupo(s)	CRI, CRAAM
Afiliação	Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais. Centro de Radioastronomia e Astrofísica
Data de Acesso	11 ago. 2003

0	APRESENTAÇÃO	2
1	INTRODUÇÃO	3
2	MATERIAL OBSERVACIONAL	3
3	A INSUFICIÊNCIA DOS MODELOS CANÔNICO DE PERDAS SINCROTRÔNICAS	4
4	O MODELO ORIGINAL DE ONDAS DE CHOQUE DE MARSCHER & GEAR (1985)	6
5	O MODELO DE ONDAS DE CHOQUE GENERALIZADO	8
5.1	Evolução do choque em três estágios	8
5.2	As transições entre os estágios e as particularidades das explosões	11
6	PARAMETRIZAÇÃO E MÉTODOS DE ANÁLISE	13
6.1	O comportamento geral do espectro síncrotron	13
6.2	Aspectos das explosões	15
6.3	Contribuições das partes mais externas dos jatos e de explosões anteriores	15
7	DESCRIÇÃO DO ESPAÇO ($LOGS$, $LOGv$, $LOGT$)	16
8	RESULTADOS OBTIDOS	19
9	CONCLUSÕES	20
10	CURSOS ASSITIDOS	21
11	BIBLIOGRAFIA	21

Modelo de ondas de choque para variabilidade de núcleos ativos de galáxias e objetos BL Lacertae

0 Apresentação

São apresentadas neste trabalho uma análise geral e aplicações de um modelo recente (Türler et al. – 2000) que constitui uma generalização do modelo de ondas de choques em jatos relativísticos de Marscher & Gear (1985) e que tem por finalidade explicar a variabilidade de propriedades observadas nos últimos 20 anos em núcleos ativos de galáxias, em especial quasares, e objetos BL Lacertae; variabilidade esta devida a explosões sincrotrônicas em jatos relativísticos.

Três classes de modelos clássicos de variabilidade da literatura são dados como principais - modelo canônico, de perdas sincrotrônicas e modelo de ondas de choque em jatos relativísticos – e por meio de uma pré-avaliação e comparação dos dois primeiros modelos, que também foram os primeiros (entre os três) propostos em ordem cronológica, pretende-se constatar a relevância da classe dos modelos de ondas de choque em jatos relativísticos para a explicação de alguns fenômenos observados ainda não explicados pelos outros modelos, e a sua maior generalidade de aplicação. Nesta pré-avaliação, os modelos canônico e de perdas sincrotrônicas são apresentados teoricamente e testados por parâmetros de variabilidade para as fontes OV236, OJ287, 3C273 e BL Lac para serem comparados e analisados.

Em seguida, o modelo de ondas de choque original, proposto por Marscher & Gear (1985), é superficialmente exposto e tem seus aspectos fundamentais brevemente analisados, para então, na seqüência, ser apresentado e explicado teoricamente o modelo de ondas de choque generalizado, objeto de estudo deste trabalho, com as derivações, equacionamento e hipóteses impostas no caráter mais geral possível, de maneira a propiciar aplicabilidade a fontes com características diversas: OV236, OJ287, 3C273 e BL Lac.

Os dados utilizados são adquiridos do Observatório de Radioastronomia da Universidade de Michigan (UMRAO) nas frequências 4.8, 8.0 e 14.5 GHz, do Radio-observatório do Itapetinga em 22 GHz, do Radio-observatório Metsähovi (Finlândia) em 37 GHz e dados da literatura.

Em uma segunda instância do trabalho, a ser realizada durante todo o primeiro semestre de 2002, este modelo será rigorosamente testado para as fontes anteriormente mencionadas, com a finalidade de se obter parâmetros da evolução espectral e temporal típicos das explosões, a partir das curvas de luz das fontes. Entretanto, esta primeira parte da análise, quanto incubência do presente relatório parcial, deverá se ater às considerações teóricas, hipóteses apresentadas, parametrizações e verificação da coerência do modelo através de simulações.

As explosões nas fontes, vistas em vários comprimentos de onda, constituem o foco da física a ser tratada a seguir, 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) que se propaga dentro do jato, e este jato, por sua vez, parte do núcleo compacto da fonte para fora.

Esta modelagem 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.

Os resultados sugerem algumas importantes propriedades para as fontes, como por exemplo, que o campo magnético atrás da frente de onda 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.

1 Introdução

A teoria da emissão síncrotron em jatos relativísticos foi desenvolvida em 1980 por Blandford & Königl (1979), Marscher (1980) e Königl (1981), e em 1985 por Marscher & Gear e Hughes et al. (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.

A partir de então os efeitos de perda de energia dos elétrons por processos síncrotron e Compton inverso, que são significativos em frequências altas, passaram a ter importância maior nos modelos, o que provê uma explicação simples para as diferentes componentes observadas em um jato através de interferometria com grande linha de base (VLBI).

Medições de fluxo total eram difíceis de serem explicadas pelo modelo de ondas de choque de Marscher & Gear (1985), uma vez que a emissão de todas as componentes no jato se sobrepunham para compor um espectro global quase plano.

Entretanto, em 1995, curvas de luz amostradas de medições de fluxo total, em rádio e em comprimentos de onda milimétricos, de algumas fontes, permitiram o estudo de evolução espectral de explosões individuais. Subtraindo-se um espectro quiescente suposto constante (de uma componente assumida fixa), Litchfield et al. (1995) e Stevens et al. (1995, 1996, 1998) puderam ver a evolução de explosões individuais de algumas fontes como 3C279 e 3C273. Os trabalhos mencionados reafirmaram o modelo de ondas de choque, contudo seu procedimento só permitia acompanhar a evolução de uma explosão com boa aproximação até que uma outra começasse.

Desta forma, para resolver tal problema, Türler et al. (1999b) derivou as propriedades observadas de explosões síncrotrônicas baseando-se em uma completa decomposição de curvas de luz, de múltiplos comprimentos de onda, em séries de explosões similares e seqüenciais. Pôde-se descrever a evolução de eventos em termos de frequência e do tempo de duas formas: o processo de aproximação por curvas de luz, independente de modelo, traçando empiricamente a forma das curvas de luz de explosões individuais em diferentes frequências; e a aproximação baseada em modelos de choque com três fases de evolução.

O misto destas duas aproximações (Türler – 2000a) modelou o espectro síncrotron, deixando a evolução do máximo de emissão (*turnover*) sem restrições, o que concordou bem com o modelo de Marscher & Gear (1985).

Finalmente, Türler (2000b) generalizou o modelo de choque de Marscher & Gear (1985) para descrever a evolução média (comportamento global) das explosões e suas formas específicas, de tal sorte que este modelo passou a explicar os efeitos de aceleração da fonte síncrotrônica em um jato não cônico, não adiabático e curvado.

2 Material observacional

O presente estudo é baseado 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 a.

Embora as decomposições e interpolações das curvas de luz, para o teste do modelo de ondas de choque generalizado, deverão constar apenas na parte complementar do trabalho, cabe aqui mencionar os dados extraídos para a apresentação das curvas de luz, até porque a pré-avaliação dos modelos canônico e de perdas síncrotrônicas é realizada com base nestes dados. Os dados, em grande parte, são do período de 1980-2000, salvo algumas exceções, nas frequências de 22 e 37 GHz, que são de períodos menores, que não completam as duas décadas anteriormente mencionadas, mas que estão inseridos nas mesmas. 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 será analisada em 37 GHz.

3 A insuficiência dos modelos canônico de perdas sincrotrônicas

Uma importante análise e comparação devem ser feitas entre os modelos canônico e de perdas sincrotrônicas, aplicando-os a alguns dados observacionais, de forma a verificar sua eficiência em explicar os fenômenos de variabilidades observadas nas fontes.

O modelo canônico (Shklovsky, 1965; Van der Laan, 1966; Pauliny-Toth e Kellermann, 1966) atribui a evolução temporal de uma explosão ao comportamento de uma nuvem esférica de elétrons relativísticos que se expande uniformemente, com velocidade constante, de modo que os elétrons perdem energia pelo esfriamento decorrente da expansão adiabática.

A este tipo de modelo foram atribuídas características importantes que possibilitaram o cálculo aproximado de algumas grandezas significativas das fontes estudadas (Shklovsky, 1965; Pauliny-Toth e Kellermann, 1966, 1968; e Kellermann e Pauliny-Toth, 1967) como dimensão angular, campo magnético, densidade de fluxo, densidade de fluxo máxima, frequência de máxima emissão etc. Esta classe de modelos baseava-se em nuvens esféricas, uniformes, de raio $r(t)$ e magnetizadas, de partículas relativísticas (elétrons, em maioria) que eram ejetadas de regiões pequenas (núcleos galácticos) e opticamente espessas a princípio. Estas regiões emissoras tornavam-se opticamente finas à medida que as nuvens se expandiam a uma taxa dr/dt , de sorte que a densidade de partículas relativísticas diminuía e ocorria o esfriamento adiabático das nuvens. A densidade de fluxo crescia com a frequência no estágio inicial de expansão, opticamente espesso, e decrescia com a frequência em estágios posteriores, opticamente finos; o campo magnético decrescia com o tempo de expansão; a potência de emissão em rádio diminuía com o tempo; e os elétrons no interior das nuvens possuíam uma distribuição isotrópica de velocidades e distribuição de energia $N(E) dE \propto E^{-5} dE$ dentro de uma faixa de energia considerada $E_1(t) \leq E \leq E_2(t)$.

O modelo de perdas sincrotrônicas (Marscher e Brown, 1975) é uma extensão do modelo canônico, complementado das perdas pela radiação síncrotron: para elétrons abaixo de uma energia crítica, a perda significativa é devida ao esfriamento adiabático, enquanto que acima desta energia crítica, a perda dominante é radiativa (sincrotrônica). Segundo tal modelo, uma nuvem de partículas relativísticas, em expansão, possuiria campos magnéticos uniformemente misturados com um gás térmico. Em um período imediatamente antes do máximo de emissão de uma explosão (a uma certa frequência), as perdas sincrotrônicas dominariam e determinariam o caráter do subsequente decaimento da explosão, o que sugeriria um comportamento exponencial do decaimento próximo ao máximo da explosão. Em estágios mais avançados da explosão, as perdas adiabáticas seriam mais importantes e o decaimento assumiria a forma de uma lei de potência. Do mesmo jeito que no modelo canônico, ao passo que a nuvem se expandiria, o campo magnético decresceria, mas o fluxo magnético permaneceria constante. A densidade de elétrons com energia maior que a energia crítica ($E(t) > E_b$), que perderiam energia por processo síncrotron, decresceria com a expansão da nuvem e as perdas sincrotrônicas dariam lugar ao domínio das perdas por expansão adiabática, e a fonte passaria então a se comportar de maneira similar às nuvens descritas pelo modelo canônico.

Dois parâmetros que caracterizam a variabilidade de uma fonte foram definidos por Ennis et al. (1982) e Altschuler e Wardle (1975): um deles caracteriza a variabilidade em termos da variação de densidade de fluxo da explosão e o outro caracteriza a variabilidade em termos do tempo de explosão. Tais parâmetros, R_1 e R_t são assim definidos:

$$R_1 = \frac{\Delta S_{\nu_1}}{\Delta S_{\nu_2}} = \frac{\Delta S_{14,5}}{\Delta S_{8,0}} \quad (1)$$

em que:

$$\Delta S_{14,5} = S_{\max}^{14,5} - S_{\min}^{14,5} \quad (2)$$

$$\Delta S_{8,0} = S_{\max}^{8,0} - S_{\min}^{8,0} \quad (3)$$

onde $S_{\max}^{14,5}$, $S_{\max}^{8,0}$, $S_{\min}^{14,5}$, $S_{\min}^{8,0}$ são as densidades de fluxo máximas e mínimas em 14,5 e 8,0 GHz.

$$R_t = \frac{\Delta t_{v_2}}{\Delta t_{v_1}} = \frac{t_{8,0} - t_0}{t_{14,5} - t_0} \quad (4)$$

onde $t_{8,0}$ é o tempo para o qual a densidade de fluxo atingiu seu valor máximo em 8,0 GHz e t_0 é o instante do início da explosão em determinada frequência.

Estes parâmetros podem ser calculados diretamente a partir de dados observacionais (curvas de luz), ou podem ser inferidos de modelos. Para o modelo canônico, em que a emissão é devida a uma nuvem esférica de elétrons se expandindo de maneira uniforme, os parâmetros R_t e R_l ficam:

$$R_{IC} = \left(\frac{\lambda_2}{\lambda_1} \right)^{\frac{7s+3}{4s+6}} = \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^{\frac{7s+3}{4s+6}} \quad (5)$$

$$R_{lc} = \left(\frac{\lambda_2}{\lambda_1} \right)^{\frac{s+4}{4s+6}} = \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^{\frac{s+4}{4s+6}} \quad (6)$$

tal que v_1 e v_2 são frequências distintas (8,0 e 14,5 GHz), s é o índice do espectro de energia dos elétrons relativísticos, e para o nosso cálculo, é derivado da relação $s = 2\alpha + 1$, em que α é o índice espectral ($S \propto v^{-\alpha}$), o qual é estimado a partir da evolução dos espectros das fontes (incluindo 8,0 e 14,5 GHz) durante as épocas que coincidem com os eventos retirados para o cálculo dos parâmetros R_t e R_l pelo primeiro método (direto).

Para o modelo de Marscher e Brown (1975), que além do esfriamento adiabático, para elétrons abaixo de uma energia crítica, inclui as perdas sincrotrônicas para elétrons acima desta energia, tem-se:

$$R_{IA,S} = \left(\frac{\lambda_2}{\lambda_1} \right)^{\frac{7s-10}{4s+2}} = \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^{\frac{7s-10}{4s+2}} \quad (7)$$

$$R_{lA,S} = \left(\frac{\lambda_2}{\lambda_1} \right)^{\frac{s+5}{4s+2}} = \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^{\frac{s+5}{4s+2}} \quad (8)$$

Os valores de s foram estimados do mesmo modo que para o modelo anterior.

Na tabela a seguir, são comparados os resultados observacionais, com os modelos canônico e de perdas sincrotrônicas, acima descritos.

FONTE	PERÍODO	R_t	R_l	R_{IC}	R_{lc}	$R_{IA,S}$	$R_{lA,S}$	s
BL Lac	23/02/1980 – 19/08/1980	1,175	1,195	0,492	0,771	0,828	0,649	1,856
3C273	26/08/1990 – 16/11/1991	1,498	1,205	0,498	0,768	0,865	0,639	1,740
OJ287	17/07/1984 – 08/05/1985	1,198	1,469	0,464	0,787	0,676	0,694	2,595
OV236	01/09/1991 – 01/06/1994	1,012	2,287	0,505	0,765	0,913	0,628	1,612

Tabela 1

Analisando os resultados obtidos, mostrados na tabela acima, pode-se concluir que não é possível ajustar os dois parâmetros em nenhum dos dois modelos, ou seja, os modelos descritos não conseguem explicar eficientemente os eventos observados, de maneira que seria necessária a adoção de modelos que levem em conta a dinâmica de expansão das fontes, tais como, o modelo de Marscher (1978), Marscher e Gear (1985).

4 O modelo original de ondas de choque de Marscher & Gear (1985)

O modelo de Marscher & Gear (1985) é descrito a seguir haja vista a sua importância e eficiência em explicar explosões em rádio de altas frequências. O modelamento é dado por um jato cônico, com ângulo de abertura 2ϕ constante, com elétrons e campo magnético injetados por meio de um plasma num ponto que está a uma distância axial R_0 do vértice do cone, vértice este que não necessariamente coincide com o engenho central da fonte. O eixo do cone forma um ângulo θ com a linha de visada, de forma que $\theta \gg \phi$ por hipótese.

Explosões em altas frequências de rádio

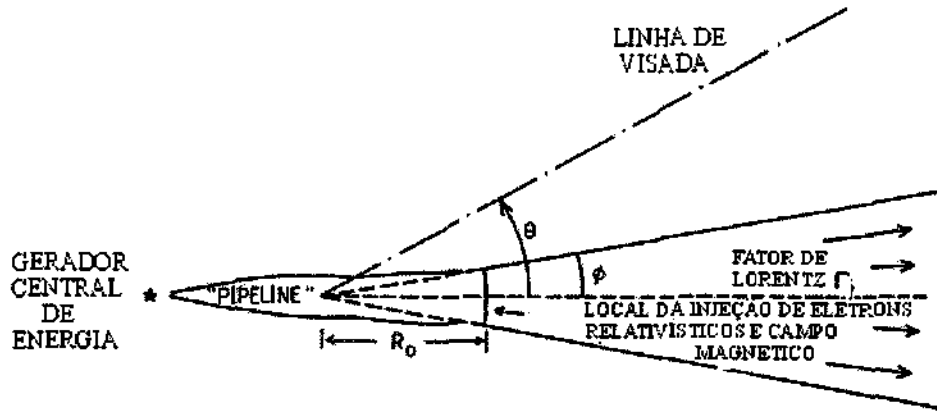


Figura 1 – Ondas de choque em um jato cônico (Marscher & Gear, 1985)

O plasma injetado em R_0 flui de forma estável, com uma determinada velocidade relativística, descrita por um fator de Lorentz Γ_j constante, apresenta suposta pressão constante (adiabático). Dada a distribuição de energia dos elétrons:

$$N(E) = K.E^{-s} \quad (9)$$

onde s é o índice do espectro de energia dos elétrons relativísticos, sendo que $s = 1 - 2\alpha$, para um espectro delineado pela lei de potência $S \propto \nu^\alpha$; α é o índice espectral, K é um parâmetro da distribuição de energia dos elétrons que varia com a distância R^* ao vértice do cone.

A intensidade do campo magnético é:

$$B \propto R^{*-A} \quad (10)$$

É proposta então, a partir das condições iniciais, que exista a formação de ondas de choque, por perturbações na pressão (constante) em determinado ponto, e assim, com a evolução da onda de choque, o volume emissor se expande, de forma que os elétrons relativísticos sofrem primeiro perdas por processo Compton inverso e depois perdas sincrotrônicas, que ocorrem até atingir um último estágio, adiabático, em que as perdas radiativas não são importantes.

Uma outra suposição é a de que a densidade do plasma na região do choque é constante até uma certa distância x_{max} , imediatamente atrás da frente de onda de choque, além da qual a densidade é zero. Enquanto os elétrons percorrem a região $x \leq x_{max}$, os mesmos perdem muita energia através da radiação por processo Compton inverso e síncrotron.

A densidade de fluxo (S_ν), na região opticamente fina, segundo a teoria sincrotrônica (Pacholczyk, 1979) é:

$$S_\nu \propto K.B^2 R^{*2} x'^2 \delta^2 \nu^{-2} \quad (11)$$

onde R^* é a dimensão perpendicular à linha de visada, x' é uma distância ao longo da linha de visada e K é o parâmetro da distribuição de energia do elétron. Pode-se inferir ainda, da teoria sincrotrônica, a frequência de máxima densidade de fluxo (ν_m) e a máxima densidade de fluxo (S_m):

$$v_m \propto \left[K \cdot B^{\frac{(s+2)}{2}} \cdot x^{s^5} \cdot \delta^{\frac{(s+2)}{2}} \right]^{\frac{2}{(s+4)}} \quad (12)$$

$$S_m \propto \left[K^5 \cdot B^{(2s+3)} \cdot x^{s^5} \cdot \delta^{(3s+7)} \right]^{\frac{1}{(s+4)}} \cdot R^{*2} \quad (13)$$

A dependência de K com R*, ou seja, o parâmetro de distribuição de energia dos elétrons, numa distância R* do vértice do jato, é dado pela relação:

$$K \propto R^{* - \frac{2(s+2)}{3}} \quad (14)$$

Substituindo K(R*) e B(R*) nas equações precedentes para o cálculo de S_v(R*), v_m(R*) e S_m(v_m), na região do choque, respectivamente, tem-se as seguintes relações:

$$S_v \propto R^{* \frac{[4(s-1)-3A(s-2)]}{6}} \cdot \nu^{\frac{-s}{2}} \quad (15)$$

$$v_m \propto R^{* \frac{[4(s-2)+3A(s-1)]}{3(s+5)}} \quad (16)$$

$$S_m \propto v_m^{\frac{[(2s-5)(2+3A)]}{4(s+2)+3A(s-1)}} \quad (17)$$

No estágio Compton, inicial, são significativas apenas as perdas por processo Compton inverso e as expressões anteriores podem ser simplificadas por:

$$S_v \propto R^{* \frac{[(1-s)-A(s+1)]}{8}} \cdot \nu^{\frac{-s}{2}} \quad (18)$$

$$v_m \propto R^{* \frac{-(A+1)}{4}} \quad (19)$$

$$S_m \propto v_m^{\frac{-(1-A)}{2(A+1)}} \quad (20)$$

Neste estágio inicial, a densidade de fluxo aumenta em todas as frequências e havendo uma mudança pequena na frequência de máxima emissão, ao passo que, no estágio seguinte, dominado pelas perdas sincrotrônicas, a densidade de fluxo pode permanecer constante ou variar muito pouco com o tempo, dependendo do índice de energia dos elétrons s. E no último estágio, adiabático, cuja condição de existência é devida ao fato de que o tempo de vida radiativo dos elétrons é maior que o tempo necessário para os mesmos ultrapassarem o choque, a densidade de fluxo, a frequência do máximo de emissão e a densidade de fluxo máxima, são, por meio da condição x = x_{max}, calculados por:

$$S_v \propto R^{* \frac{7A(s-1)}{6}} \cdot \nu^{\frac{-(s-1)}{2}} \quad (21)$$

$$v_m \propto R^{* \frac{-A(7s+8)}{3(s+4)}} \quad (22)$$

$$S_m \propto v_m \frac{-10.A(s-1)}{(7s+8)} \quad (23)$$

Além de possibilitar a previsão do espectro e sua evolução, segundo os parâmetros $S_v(R^*)$, $v_m(R^*)$ e $S_m(v_m)$, para os três estágios, este modelo propicia estimativas das distâncias da origem à região onde houve o choque, em épocas distintas, segundo:

$$R_2 - R_1 = \frac{\beta_s \cdot c \cdot (t_2 - t_1)}{(1+z)(1 - \beta_s \cdot \cos\theta)} \quad (24)$$

ou

$$R_2 - R_1 \sim \frac{\Gamma_s \cdot \delta_s \cdot c \cdot (t_2 - t_1)}{(1+z)} \quad (25)$$

onde Γ_s e δ_s são os fatores de Lorentz e Doppler do choque, t_2 e t_1 são os tempos correspondentes às épocas 2 e 1, respectivamente e β_s é a velocidade de expansão do choque.

Este modelo explica bem o comportamento de algumas fontes compactas, principalmente radiofontes que emitem em rádio de altas frequências.

5 O modelo de ondas de choque generalizado

5.1 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 secção 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 $N(E)=K \cdot E^{-s}$, com $N(E)dE$ sendo a densidade numérica de elétrons.

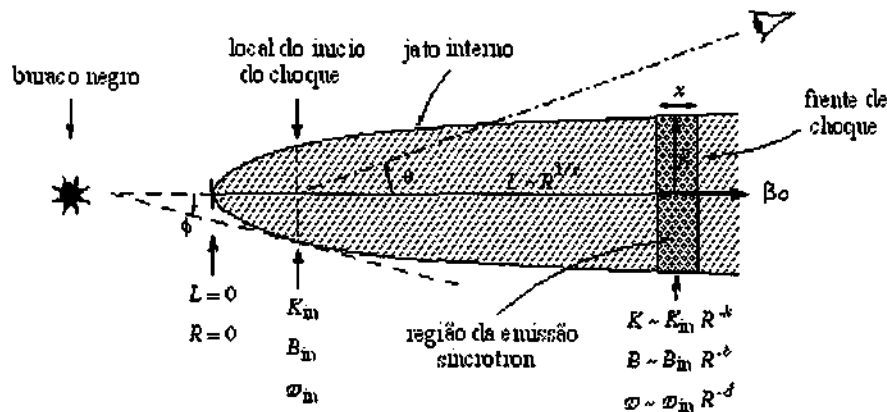


Figura 2 – Choque em um jato não-cônico (Türler et al., 2000b)

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 o 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:

$$S_v \propto R^2 x K B^{(s+1)/2} D^{(s+3)/2} \nu^{-(s-1)/2} \quad (26)$$

$$\nu_m \propto \left(x K B^{(s+2)/2} D^{(s+2)/2} \right)^{2/(s+4)} \quad (27)$$

onde K e B são medidos no referencial do plasma emissor e S_v , ν , ν_m , R , x e 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 $2 \cdot \nu_{\text{rel}} \cdot t_{\text{resf}}$ em que ν_{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 $\nu_{\text{rel}} \cdot t_{\text{resf}}$ 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 $x_1 \propto u_f^{-1} B^{1/2} D^{1/2} \nu^{-1/2}$ (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:

$$x_1 \propto R^{-(s+5)/8} K^{-1} B^{-3(s+1)/8} D^{1/2} \nu^{-1/2} \quad (28)$$

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 :

$$x_2 \propto B^{-3/2} D^{1/2} \nu^{-1/2} \quad (29)$$

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 (26) e (27) pelas expressões correspondentes de x_i , obtemos as expressões para $S_{v,i}$ e $\nu_{m,i}$:

$$S_{v,1} \propto R^{(11-s)/8} B^{(s+1)/8} D^{(s+4)/2} \nu^{-s/2} \quad (30)$$

$$S_{v,2} \propto R^2 K B^{(s-2)/2} D^{(s+4)/2} \nu^{-s/2} \quad (31)$$

$$S_{v,3} \propto R^3 K B^{(s+1)/2} D^{(s+3)/2} \nu^{-(s-1)/2} \quad (32)$$

$$\nu_{m,1} \propto R^{-1/4} B^{1/4} D^{(s+3)/(s+5)} \quad (33)$$

$$\nu_{m,2} \propto \left[K^2 B^{s-1} D^{s+3} \right]^{1/(s+5)} \quad (34)$$

$$v_{m,3} \propto [RKB^{(s+2)/2} D^{(s+2)/2}]^{2/(s+4)} \quad (35)$$

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

$$S_{m,1} \propto R^{11/8} B^{1/8} D^{(3s+10)/(s+5)} \quad (36)$$

$$S_{m,2} \propto R^2 [K^5 B^{2s-5} D^{3s+10}]^{1/(s+5)} \quad (37)$$

$$S_{m,3} \propto [R^{2s+13} K^5 B^{2s+3} D^{3s+7}]^{1/(s+4)} \quad (38)$$

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

$$K \propto R^{-k} \quad B \propto R^{-b} \quad D \propto R^{-d} \quad (39)$$

Introduzindo as relações acima nas proporções de (33) a (38) (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:

$$v_{m,i} \propto R^{n_i} \text{ e } S_{m,i} \propto R^{f_i} \Rightarrow S_{m,i} \propto v_{m,i}^{f_i/n_i} \quad (40)$$

em que os expoentes n_i e f_i são:

$$n_1 = -(b+1)/4 - d(s+3)/(s+5) \quad (41)$$

$$n_2 = -[2k + b(s-1) + d(s+3)]/(s+5) \quad (42)$$

$$n_3 = -[2(k-1) + (b+d)(s+2)]/(s+4) \quad (43)$$

$$f_1 = (11-b)/8 - d(3s+10)/(s+5) \quad (44)$$

$$f_2 = 2 - [5k + b(2s-5) + d(3s+10)]/(s+5) \quad (45)$$

$$f_3 = [2s+13 - 5k - b(2s+3) - d(3s+7)]/(s+4) \quad (46)$$

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 v_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 (v_m, S_m) dependente do raio R , conforme (40), mas com $i = 3$ devido ao fato de l ser diretamente proporcional a R^1 e poder substituir x nas proporções (26) e (27) 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 $\alpha_{\text{esp}} = f_3/n_3$. 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 ($v_h < v_m$) 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 (39) e $E \propto R^{-2/3}$ em $\nu_b \propto B \mathcal{D} E_b^2$, temos:

$$\nu_b \propto B D E_b^2 \Rightarrow \nu_b \propto R^{-b} R^{-d} \left(R^{-2/3} \right)^2 \therefore \nu_{b,3} \propto R^{n_b} \text{ com } n_b = -(4/3 + b + d) \quad (47)$$

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):

$$t = \frac{(1+z)\text{sen } \theta}{\beta_{\text{ap}} c} (L - L_{\text{in}}) = \frac{(1+z)}{\beta \cdot c \Gamma \mathcal{D}} (L - L_{\text{in}}) \quad (48)$$

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 $L - L_{\text{in}}$ converge rapidamente para L a partir do estágio Compton. Como $\beta \cdot \Gamma \cdot \mathcal{D}$ 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:

$$t \propto D^{-2} R^{1/r} \propto R^\rho \text{ com } \rho = (2rd + 1)/r \quad (49)$$

Assim sendo, a evolução em três estágios da expressão (40) pode ser escrita em relação ao tempo t :

$$\nu_{m,i} \propto t^{\beta_i} \text{ (com } \beta_i = n_i/\rho) \text{ e } S_{m,i} \propto t^{\gamma_i} \text{ (com } \gamma_i = f_i/\rho) \Rightarrow \frac{\gamma_i}{\beta_i} = \frac{f_i}{n_i} \quad (50)$$

em que β_i e γ_i dependem de cinco expoentes s , r , k , b e d por meio das equações (41) a (46) para n_i e f_i ($i = 1, 2, 3$).

5.2 As transições entre os estágios e as particularidades das explosões

Tendo descrito do ponto de máxima emissão (ν_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 $u_r = u_B$, fazendo com que $x_1 = x_2$ e por conseguinte:

$$R_{1/2}^{-(s+5)} \propto K_{1/2}^8 B_{1/2}^{3(s-3)} \quad (51)$$

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 $R_{2|3} \propto B_{2|3}^{-3/2} \mathcal{D}_{2|3}^{1/2} \nu_{2|3}^{-1/2}$ onde $\nu_{2|3} = \nu_m(t_{2|3})$, e $2|3$ denota a

transição do segundo para o terceiro estágio. Substituindo $v_{2\beta}$, na expressão anteriormente apresentada, por $v_{m,2}(t_{2\beta})$ da relação (34) ou por $v_{m,3}(t_{2\beta})$ da relação (35), vem:

$$R_{2/3}^{-(s+5)} \propto K_{2/3} B_{2/3}^{2s+7} D_{2/3}^{-1} \quad (52)$$

Podemos ainda parametrizar as proporções (39) como:

$$K \propto K_{in} R^{-k} \quad B \propto B_{in} R^{-b} \quad D \propto D_{in} R^{-d} \quad (53)$$

em que o subscrito "in" se refere ao início do choque. Pondo estas proporções, para os raios específicos $R = R_{1/2}$ e $R = R_{2\beta}$, nas relações (51) e (52), respectivamente, chega-se em:

$$R_{1/2}^{\zeta_{1/2}} \propto K_{in}^8 B_{in}^{3(s-3)} \text{ e } R_{2\beta}^{\zeta_{2\beta}} \propto K_{in} B_{in}^{2s+7} D_{in}^{-1} \quad (54)$$

onde os expoentes $\zeta_{1/2}$ e $\zeta_{2\beta}$ são:

$$\zeta_{1/2} = 8k + 3b(s-3) - (s+5) \quad (55)$$

$$\zeta_{2\beta} = k + b(2s+7) - d - (s+5) \quad (56)$$

Observando as expressões (54), 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 $L \propto R^{1/r}$) 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 D_{in} também têm efeito nos tempos $t_{1/2}$ e $t_{2\beta}$ após o início do choque, em que as transições são observadas, bem como nas frequências $\nu_{1/2}$ e $\nu_{2\beta}$ e nas densidades de fluxo $S_{1/2}$ e $S_{2\beta}$ da máxima emissão (v_m , S_m) nos tempos $t_{1/2}$ e $t_{2\beta}$, respectivamente.

Introduzindo a relação $\mathcal{D} \propto D_{in} R^{-d}$ das proporções (53) na relação (49), consegue-se o tempo observado para a primeira transição:

$$t_{1/2} \propto D_{in}^{-2} R_{1/2}^\rho \quad (57)$$

Pondo as relações (53) nas proporções (34) e (37), vêm a frequência $\nu_{m,2}$ e a densidade de fluxo $S_{m,2}$ de máxima emissão para a primeira transição:

$$\nu_{1/2} \propto \left(D_{in}^{s+3} K_{in}^2 B_{in}^{s-1} \right)^{1/(s+5)} R_{1/2}^{n_2} \quad (58)$$

$$S_{1/2} \propto \left(D_{in}^{3s+10} K_{in}^5 B_{in}^{2s-5} \right)^{1/(s+5)} R_{1/2}^{f_2} \quad (59)$$

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 (54) nas expressões (57) a (59) para $R_{1/2}$ e $R_{2\beta}$, 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 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 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:

$$\Delta \log t_{1/2} = U_{t_{1/2}} \Delta \log K_{in} + V_{t_{1/2}} \Delta \log B_{in} + W_{t_{1/2}} \Delta \log D_{in} \quad (60)$$

$$\Delta \log v_{1/2} = U_{v_{1/2}} \Delta \log K_{in} + V_{v_{1/2}} \Delta \log B_{in} + W_{v_{1/2}} \Delta \log D_{in} \quad (61)$$

$$\Delta \log S_{1/2} = U_{S_{1/2}} \Delta \log K_{in} + V_{S_{1/2}} \Delta \log B_{in} + W_{S_{1/2}} \Delta \log D_{in} \quad (62)$$

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 , v e t são mostrados na Tabela 2 mais adiante.

De acordo com as relações (50), e observando a grande simetria entre os parâmetros U , V e W , é possível notar que:

$$\Delta \log v_{2/3} - \Delta \log v_{1/2} = \beta_2 (\Delta \log t_{2/3} - \Delta \log t_{1/2}) \quad (63)$$

$$\Delta \log S_{2/3} - \Delta \log S_{1/2} = \gamma_2 (\Delta \log t_{2/3} - \Delta \log t_{1/2}) \quad (64)$$

É evidente que também é interessante inferir a influência de K_{in} , B_{in} e D_{in} na frequência de corte superior $v_{b,2|3} = v_b(t_{2|3})$, dada por $v_{b,2|3} \propto \mathcal{D}_{in} \cdot B_{in} \cdot R_{2|3}^{nb}$, conforme a expressão (47), o que corresponde ao desvio logarítmico:

$$\Delta \log v_{b,2|3} = U_{v_b} \Delta \log K_{in} + V_{v_b} \Delta \log B_{in} + W_{v_b} \Delta \log D_{in} \quad (65)$$

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

Tabela 2

6 Parametrização e métodos de análise

Esta seção é dedicada a explicar como serão feitos a decomposição das curvas de luz das fontes, definição dos parâmetros usados nas interpolações e a descrição dos processos de análise.

6.1 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 (40) (para $i=1, 2, 3$) e portanto são determinados por cinco índices: k , b , d das relações (39), 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 ($\log S$, $\log v$, $\log t$), 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 (63) e (64).

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

$$S_\nu = S_m \left(\frac{\nu}{\nu_m} \right)^{\alpha_{esp}} \frac{1 - \exp(-\tau_m (\nu/\nu_m)^{\alpha_{fino} - \alpha_{esp}})}{1 - \exp(-\tau_m)} \quad (66)$$

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 na seção 5, 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.

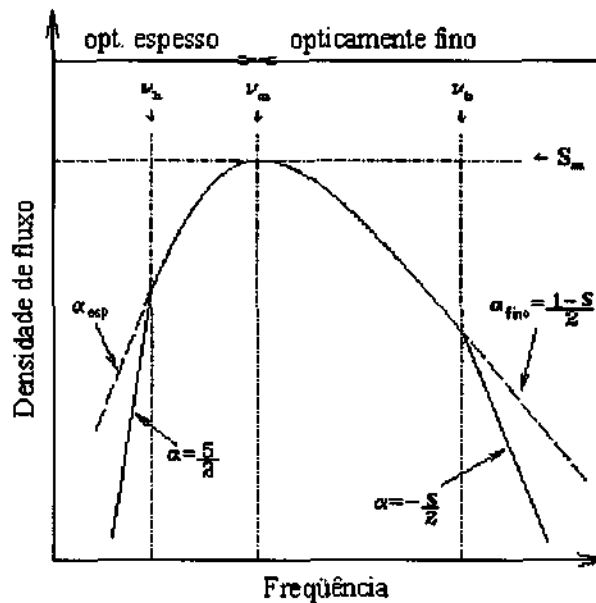


Figura 3 – Espectro típico de reabsorção síncrotron

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

$$\tau_m \approx \frac{3}{2} \left(\sqrt{1 - \frac{8\alpha_{fino}}{3\alpha_{esp}}} - 1 \right) \quad (67)$$

Conforme a discussão a respeito da superposição das “fatias” da fonte no espectro opticamente espesso, na seção 5.1, 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 (30) a (32). 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 :

$$\alpha_{fino}(t) = -\frac{s}{2} + \frac{1}{2} \frac{\log(t/t_f)}{\log(t_{2/3}/t_f)} \quad \text{para } t_f \leq t \leq t_{2/3} \quad (68)$$

O espectro (66) tem os seus pontos de quebra ou de corte inferior ν_h e superior ν_b , segundo a discussão da seção 5.1, 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 $S_h(\nu/\nu_h)^{2.5}$ nas frequências mais baixas ($\nu < \nu_h$) e para $S_b(\nu/\nu_b)^{-s/2}$ nas frequências mais altas ($\nu > \nu_b$), em que $S_h = S_s(\nu_h)$ e $S_b = S_s(\nu_b)$ são calculados usando (66).

A razão ν_h/ν_m , que é um grau de liberdade 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 incluídas 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 ν_b com o tempo é dada por $\nu_b = \nu_{b,2/3}(t/t_{2/3})^{nb/\rho}$ onde $\nu_{b,2/3} = \nu_b(t_{2/3})$ e é um outro grau de liberdade da interpolação enquanto que n/ρ é fixado pelos valores de r , b e d por meio das equações (47) e (49).

6.2 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 , $\log t_{1p}$, $\log t_{2p}$, $\log \nu_{1p}$, $\log S_{1p}$, t_f , ν_h/ν_m e $\nu_{b,2/3}$. 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 ($\log S$, $\log \nu$, $\log t$) 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 $\Delta \log S$, $\Delta \log \nu$ 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.

6.3 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 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 $S_\nu^*(t) = S_\nu(\nu^*, t)$ com o tempo t a uma dada frequência ν^* pode ser escrito como $S_\nu^*(t) = S_m(t) \cdot (\nu^*/\nu_m(t))^{\alpha_{fino}}$. 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 (50), onde $t_m^* = t_m(\nu^*)$ é o tempo após o início da explosão em que o ponto de máxima emissão passa pela frequência ν^* , 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:

$$S_v^*(t) \propto \left(\frac{t}{t_m^*} \right)^{\gamma_3 - \beta_3 \cdot \alpha_{fmo}} \quad \text{com} \quad t_m^* = t_{2/3} \left(\frac{v^*}{v_{2/3}} \right)^{1/\beta_3} \quad (69)$$

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 (69), podemos considerar que α_{fmo} 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:

$$S_v(T) = A_0(v) \left(1 + \frac{T - 1979}{\mu \cdot t_m(v)} \right)^{\gamma_3 - \beta_3(s-1)/2} \quad (70)$$

em que foi usada a equação (69) 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 ao espectro das fontes em 1979 para quatro frequências baixas, para as quais a influência de $A_0(v)$ é maior, e extrapolado para as outras frequências. 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 (69) 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 .

7 Descrição do espaço ($\log S$, $\log v$, $\log t$)

O espaço ($\log S$, $\log v$, $\log t$) descreve totalmente a evolução geral de uma fonte durante uma explosão, e dele são tiradas as informações fundamentais para uma boa interpolação de curvas de luz.

A idéia básica para sua descrição consistiu em tomar a expressão fundamental do espectro de reabsorção síncrotron (66) e, construindo um conjunto de dados apropriado para a delineação, sem contudo desobedecer às variações de seus parâmetros dependentes do tempo e da frequência, ajustar a sua forma no espaço, após inúmeras iterações, de modo a convergir otimamente para o comportamento evolutivo do máximo de emissão (*turnover*) durante uma explosão, o qual, por sua vez, foi inferido a partir de outros conceitos (variação com a dinâmica e geometria da fonte), via equações: (26) e (27). Ou seja, intentou-se percorrer caminhos diferentes na derivação do comportamento de uma explosão, mas ao definir parâmetros livres comuns e variando-os, atuou-se na conexão dinâmica das duas vertentes de conceitos físicos. Por meio de uma aproximação iterativa, chegou-se a uma forma do espaço ($\log S$, $\log v$, $\log t$) que fosse o mais consistente possível com os perfis do comportamento do máximo de emissão descritos pelas equações (50).

O conjunto de dados foi tomado o mais conveniente possível, de forma a englobar os aspectos mais significativos da evolução de uma explosão. A frequência foi tomada em uma faixa de 1-10000 GHz que garantidamente contém o máximo de emissão e suas variações mais importantes e o tempo foi tomado em um intervalo de 0-50 anos que certamente engloba o tempo característico de uma explosão média e suas variações mais significativas.

Os onze parâmetros descritos na seção 6.1, que 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 $v_{b,2/3}$ foram ajustados em conjunto para chegar à melhor delineação possível do espaço ($\log S$, $\log v$, $\log t$) em consistência com o comportamento do máximo de emissão, descrito por leis de potência controladas pelos expoentes β_i e γ_i .

A intenção mais importante de propiciar esta coerência física, além de comprovar a elegância do modelo, é a de fornecer uma evolução logarítmica padrão de uma explosão média para as fontes, de modo a propiciar a referência para a normalização dos desvios logarítmicos, descritos na seção 6.2, desvios estes que são responsáveis pelas características específicas de cada explosão para cada fonte.

Türler, em 2000, fez este ajuste para descrever o comportamento da explosão média do 3C273 e encontrou valores ótimos para os onze parâmetros. Usando seus valores como chute inicial para os onze parâmetros livres, pudemos chegar à uma aproximação similar e qualitativamente boa, mas para uma fonte qualquer, não levando em consideração as especificidades do 3C273, apesar de o mesmo estar listado para a ser testado na parte complementar do trabalho.

Foi dada a devida atenção às particularidades e detalhes do espectro (66), seguindo as parametrizações descritas nas seções 6.1 e 6.2, principalmente para as frequências de corte e variações nos índices espectrais com o tempo e frequência.

A seguir são mostradas as figuras correspondentes aos ajustes feitos por Türler et al. (2000b) e pelo presente trabalho, respectivamente, para que possam ser comparadas. E depois segue a tabela correspondente ao ajuste com os principais parâmetros: os ajustados e os calculados a partir dos demais.

Nas figuras a seguir, o painel **d** mostra a representação tridimensional do espaço ($\log S$, $\log v$, $\log t$), e os outros painéis mostram as três projeções cartesianas da superfície. O **b** mostra o espectro síncrotron em diferentes tempos e o **c** mostra as curvas de nível da superfície do espaço ($\log S$, $\log v$, $\log t$), apresentando frequência versus tempo. A linha cheia em mostra o comportamento do máximo de emissão do espectro, delineado pelas equações (50), que é composto por leis de potência unidas em quebras, possuindo três índices distintos em cada painel. Estes índices são, da esquerda para a direita: $\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3$ no painel **a**, $\gamma_1/\beta_1, \gamma_2/\beta_2, \gamma_3/\beta_3$ no painel **b**, e $\beta_1, \beta_2, \beta_3$ no painel **c**, dados na tabela dos parâmetros (Tabela 3).

As linhas tracejadas conectam os picos de fluxo das curvas de luz em diferentes frequências e os pontos mostram os valores que teriam os pontos de transições de estágios devido aos desvios logarítmicos específicos de cada explosão.

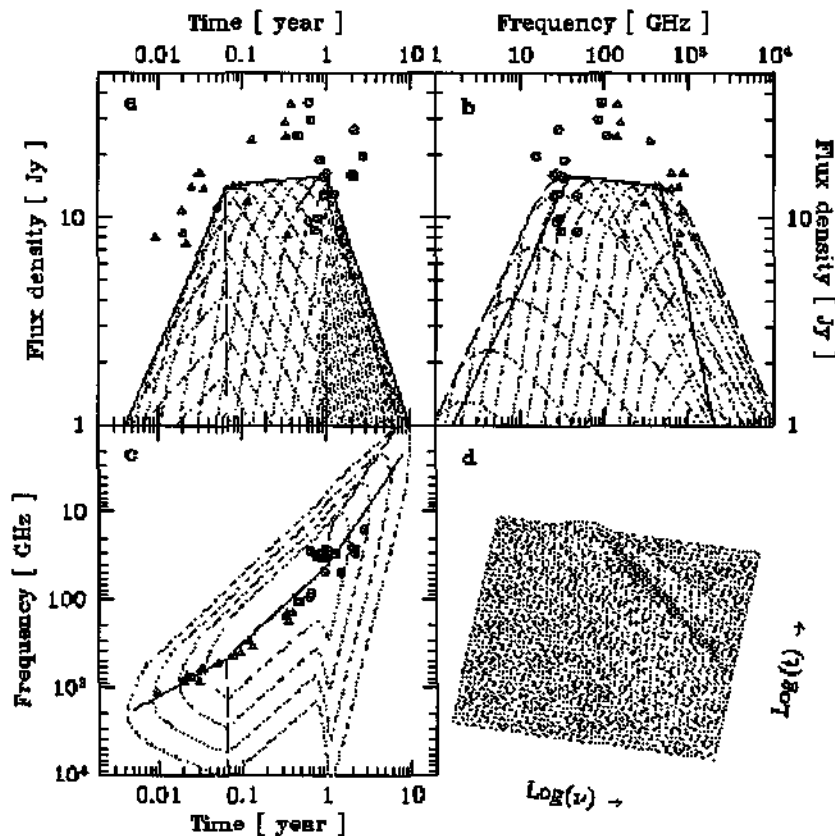


Figura 4 – Evolução logarítmica da explosão média para o 3C273 (Türler et al., 2000b)

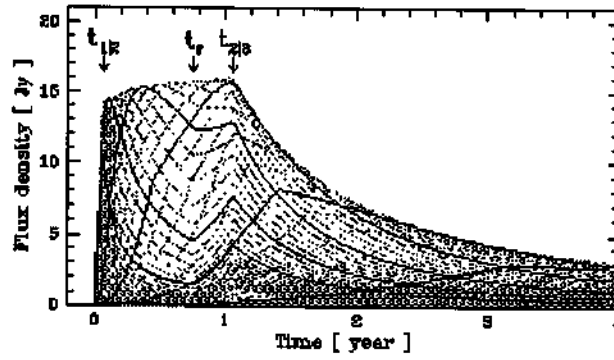


Figura 5 – Modelo de curvas de luz (em várias frequências) da explosão média para o 3C273

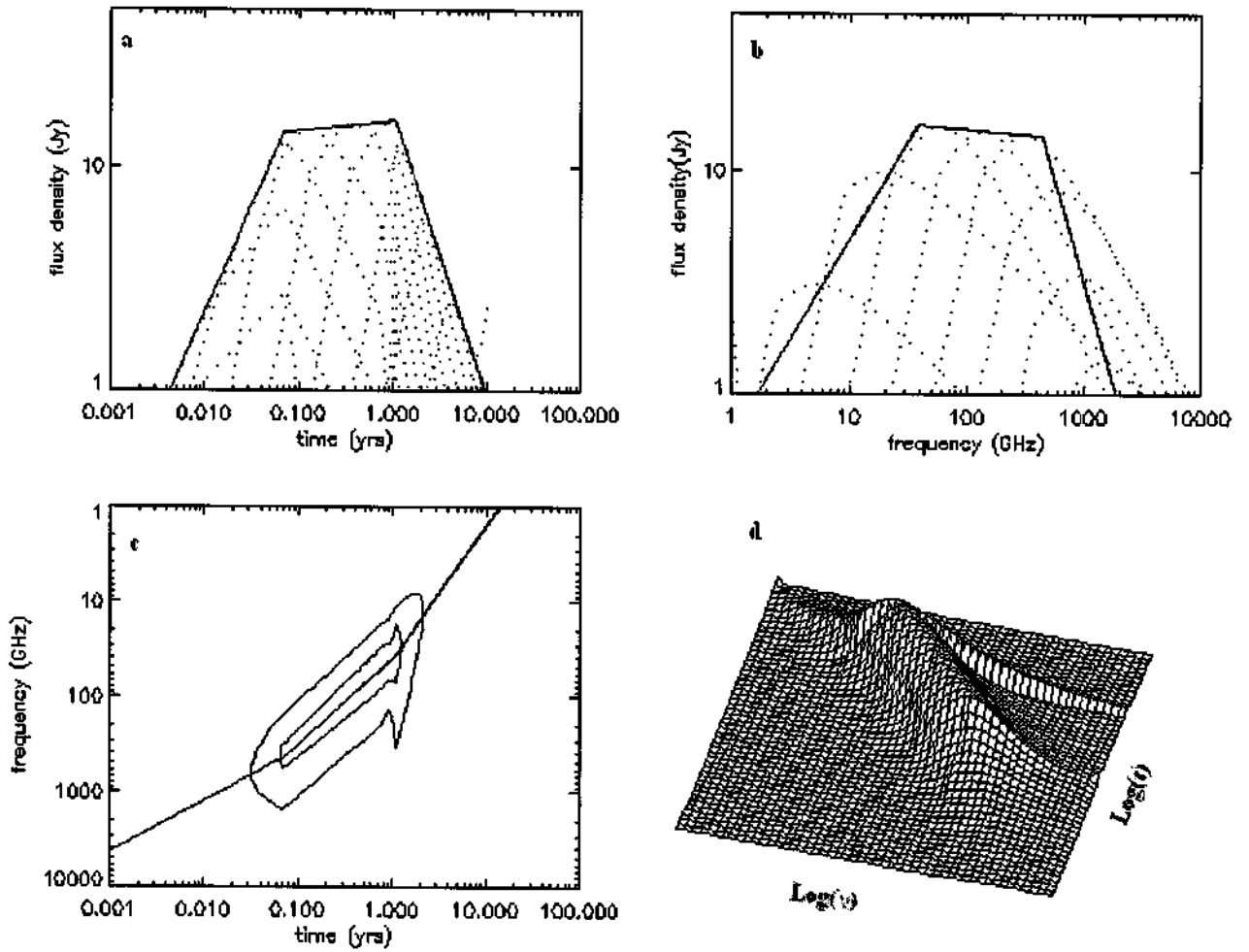


Figura 6 – Evolução logarítmica da explosão média de um AGN

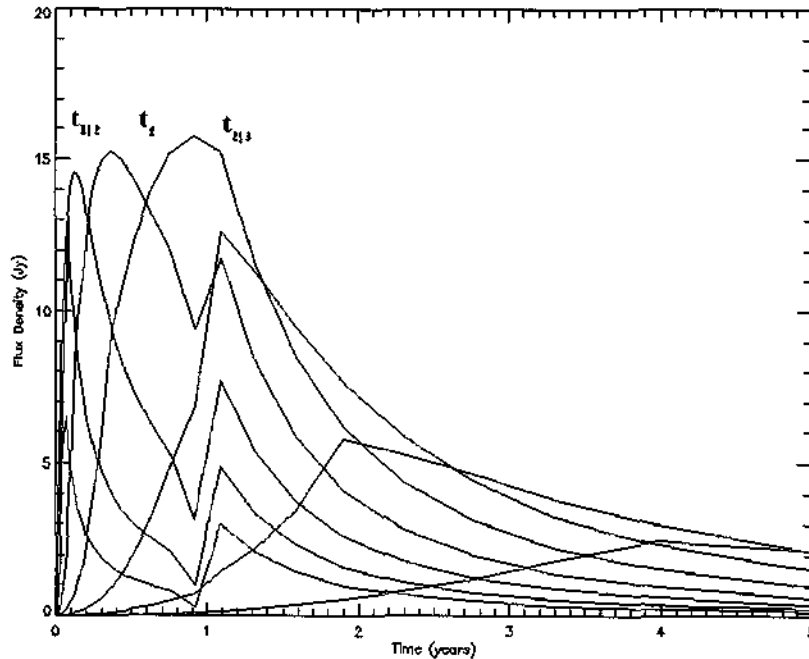


Figura 8 – Modelo de curvas de luz (em várias frequências) para a explosão média de um AGN

8 Resultados obtidos

Aqui serão apresentados os resultados obtidos para os onze parâmetros de ajuste, a partir da aproximação da evolução logarítmica do espectro (66) em conformidade com o comportamento do máximo de emissão (50), no modelamento da explosão média.

Assumimos que o plasma que emite por processo síncrotron, atrás da frente de choque, se move com uma velocidade relativa quase constante e sempre com a mesma direção, portanto, o fator Doppler \mathcal{D} fica constante durante a evolução do choque. Assim, o índice d que caracteriza o decréscimo de \mathcal{D} com o raio da secção transversal do jato R foi tomado como zero.

Os demais parâmetros livres foram adquiridos por um chute inicial bem próximo de uma boa aproximação qualitativa, retirados de Türler et al., 2000b. Devido ao método aplicado, que não levou em conta nenhuma particularidade do 3C273, ao número de pontos gerados para o conjunto de dados, e à precisão dos pontos, que para o tempo foi da ordem de 0.01 anos e para o tempo de 0.1 GHz, o ajuste da superfície do painel d da figura 6 foi conseguido antes mesmo de qualquer curva de luz ser ajustada às fontes. A aproximação ficou muito boa, apesar de nenhum método estatístico ter sido aplicado para se obter um bom ajuste, e nenhum coeficiente estatístico qualificador do ajuste ter sido calculado. As iterações possuíam passo 0.1 para os parâmetros de ordem até 100 e 0.001 para os de ordem até 1, e aproximação foi qualitativamente selecionada. É uma das metas calcular o coeficiente χ^2 em uma fase complementar do trabalho.

A explosão média adquirida foi baseada nas equações desenvolvidas durante as seções 5 e 6, fazendo-se as substituições necessárias na equação (66) para fluxo de máxima emissão, frequência correspondente à máxima emissão, frequência de corte nas baixas, frequência de corte nas altas, índices espectrais e profundidade óptica correspondente ao máximo de emissão, de forma a ficar apenas em função da frequência e do tempo.

O índice do espectro de energia dos elétrons tomou o valor de 2.0, bem próximo ao ajustado por Türler et al., 2000b e muito bem definido 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 2.78, bem menor 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 0.80 e consolidou a eficácia da hipótese de que o jato não é cônico, mas sim de que próximo a 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 do campo magnético com a expansão do choque, divergiu bastante do valor conseguido por Türler et al., 1.15. Uma possível explicação é de que o campo magnético não é bem

definido atrás da frente de choque, mas sim turbulento, apesar de possuir uma quase homogeneidade em direções e magnitudes, o que faria com que b não possuísse valores preferenciais de convergência.

O tempos de transição entre estágios foram assumidos idênticos aos de Türlér, o que vem a sugerir que o mecanismo de explosões em quasares, quando modelado por ondas de choque, é definido e propicia escalas de tempos característicos muito parecidos, divergindo apenas devido às especificidades das grandezas K , B e \mathcal{D} no início do choque. O tempo t_{12} foi obtido igual a 0.07 anos, t_{12} igual 1.06 anos e t_f igual a 0.75 anos.

A frequência ν_{12} do máximo de emissão correspondente a t_{12} foi obtida igual a 440 GHz e a densidade de fluxo do máximo de emissão S_{12} neste mesmo instante 14.1 Jy. Os fluxos são bem discrepantes de uma fonte para outra, mas para uma explosão média, valores entre 10 e 30 Jy são bem assumidos e além disso estes parâmetros fazem parte do grupo de parâmetros que varia com os desvios logarítmicos que assinalam a especificidade das explosões.

A frequência ν_{23} teve um valor de 38.6 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 18.7 Jy.

Os outros parâmetros livres importantes e com significado físico são: $\nu_{b,2\beta}=16$ 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, $\nu_b/\nu_m = 0.375$, 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. O último parâmetro livre seria o μ , mas este não foi utilizado pois ele representa a correção das superposições de decaimentos de explosões que têm pico antes de 1979, mas os ajustes de curvas de luz não foram aqui tratados. Os demais parâmetros são calculados através das equações descritas nas seções 5 e 6 e estão constam na tabela abaixo (os que não estão em negrito):

Parâmetro	Valor	Parâmetro	Valor
s	2.00	n_3	-1.72
r	0.80	n_b	-2.85
k	2.78	f_1	1.17
b	1.15	f_2	0.03
t_{12}	0.07 anos	f_3	-1.50
ν_{12}	440 GHz	β_1	-0.52
S_{12}	14.1 Jy	β_2	-0.88
ζ_{12}	12.7	β_3	-1.39
t_{23}	1.06	γ_1	0.93
ν_{23}	38.6 GHz	γ_2	0.04
S_{23}	18.7	γ_3	-1.24
ζ_{23}	13.4	γ_1/β_1	-1.82
t_f	0.75	γ_2/β_2	-0.05
$\nu_{b,2\beta}$	16 THz	γ_3/β_3	0.88
ν_b/ν_m	0.39	ρ	1.21
μ	-		
n_1	-0.64		
n_2	-1.09		

Tabela 3

9 Conclusões

As conclusões que podem ser tiradas até aqui, levando em conta que este é uma parte do trabalho que precisa ser completado, são:

- Os valores dos índices que descrevem o comportamento evolutivo do jato, seja ele geométrico, dinâmico ou eletromagnético e que relacionam as grandezas com a expansão deste jato estão consistentes com o modelo original de ondas de choques em jatos relativísticos de Marscher & Gear (1985)

- b) Os valores dos índices sugerem que o jato expande de um forma não-cônica, tendo um formato muito similar a um cone perto do local do início do choque, mas se estreitando levemente em posições longitudinais mais avançadas, revelando um comportamento não-linear de expansão
- c) O campo magnético é turbulento atrás da frente de choque, podendo ser indefinido
- d) As peculiaridades das explosões são devidas à influência, no início do choque, das magnitudes das seguintes grandezas: K , B e \mathcal{D}

10 Cursos assitidos

Introdução à Física de Plasmas – CRAAE / CRAAM – Prof. Dr. Carlos Guillermo Gimenez

11 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

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

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., 1999a. *A&AS* 134, 89

TÜRLER, M.; COURVOISIER T. J.-L.; PALTANI, S., et al., 1999b. *A&A* 349, 45

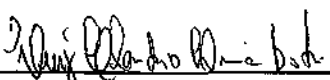
TÜRLER, M.; COURVOISIER T. J.-L.; PALTANI, S., et al., 2000a. *A&A* 361, 850-862

TÜRLER, M., 2000b. In: *Black Holes in Binaries and Galactic Nuclei*. KAPER, L.; van den HEUVEL, E. P. J.; WOUTDT, P. A. (eds.). ESO Workshop, Springer-Verlag. in press

Van der LAAN, H. , 1966. *Nature*. 211 (5054): 1131-1133

São Paulo, 31 de janeiro de 2002

Flávio Eler de Melo - aluno



Dr. Luiz Claudio Lima Botti - orientador