

INSTITUTO DE PESQUISAS ESPACIAIS

TESE

**DISTRIBUIÇÃO DOS ELÉTRONS EMISSORES EM MICROONDAS E EM RAIOS X
DUROS EM EXPLOSÕES SOLARES.**

SUBMETIDA POR

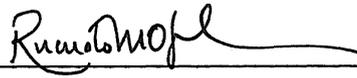
JOAQUIM EDUARDO REZENDE COSTA

**Em cumprimento parcial dos requisitos exigidos para obtenção
do título de Doutor em Ciência Espacial**

1990

Aprovada pela Banca Examinadora
em cumprimento a requisito exigido
para a obtenção do Título de Doutor
em Ciência Espacial

Dr. Ricardo Magnus Osório Galvão



Presidente

Prof. Pierre Kaufmann



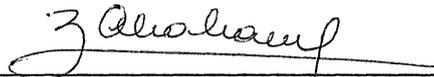
Orientador

Dr. Paulo Hiroshi Sakanaka



Membro da Banca
-convidado-

Dr^a Zulema Abraham



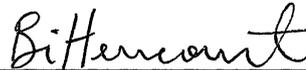
Membro da Banca
-convidada-

Dr^a Liliana Rizzo Piazza



Membro da Banca

Dr. José Augusto Bittencourt



Membro da Banca

Candidato: Joaquim Eduardo Rezende Costa

São José dos Campos, 19 de fevereiro de 1990

Aos meus pais.

AGRADECIMENTOS

Ao Prof. Pierre Kaufmann que dirigiu nossos esforços para a realização deste trabalho.

A todos os colegas do CRAAE que lutaram contra os arbitrios na Radioastronomia brasileira que ameaçaram nossas pesquisas.

As colegas, Ana Maria Zodi Vaz e Emilia Correia, pelas exaustivas leituras, discussões e contribuições que valorizam os nossos resultados.

Um agradecimento especial à minha família, Marcelo, Paulo e Regina, pelo perdão ao tempo roubado.

RESUMO

Nós analisamos as manifestações radiativas dos elétrons levemente relativísticos presentes durante explosões solares. A análise das correlações entre o fluxo de emissão em microondas e raios X duros resultou na separação das características dos elétrons situados nos extremos energéticos da distribuição contribuindo diferenciadamente para a emissão de raios X e microondas. Analisamos a baixa emissão em microondas de explosões típicas, as diferenças no número de elétrons inferidos por raios X duros e microondas e as observações de alta sensibilidade em raios X sugerindo a despopulação de elétrons relativísticos na distribuição. Os atrasos temporais nos máximos de emissão da componente impulsiva observados entre microondas e raios X duros, confirmam a nossa hipótese de emissão gradual de elétrons no aprisionamento mais a emissão impulsiva de elétrons em precipitação. Apresentamos uma análise teórica inédita dos espectros microondas de explosões solares recentemente observados por Stahli, Gary e Hurford (1989, 1990). A largura e o índice espectral opticamente espesso dos espectros em microondas suportam uma distribuição de energia dos elétrons em duas leis de potência, ou seja, uma distribuição que apresente uma menor dureza espectral na região de alta energia, em concordância com as observações recentes de raios X de alta resolução espectral. Esta quebra espectral foi verificada também numa explosão atípica ocorrida em 13 de Novembro de 1981, onde a evolução temporal do espectro de elétrons pode ser caracterizada a partir dos fluxos e impulsividades da radiação observada. Concluimos que o modelo de aprisionamento mais precipitação se aplica melhor na interpretação da emissão em raios X e microondas. Sendo a emissão de raios X duros produzida primordialmente pelos elétrons em precipitação e a emissão em microondas pelos elétrons aprisionados numa faixa estreita da atmosfera solar onde a não-homogeneidade do campo magnético pode ser aplicada.

ABSTRACT

We analysed the radiation signature of mildly relativistic electrons accelerated during solar flares. The cross-correlation analysis of microwaves and hard X ray emission, suggests differentiated emission in both electromagnetic ranges from electrons in the energy interval of the distribution. The relatively weak microwave emission, the different electron number inferred from hard X rays and microwaves and the high sensitivity solar X ray observations support the hypothesis of a number of relativistic electrons lower than expected. The time delays due to the composition of emission from trapped and precipitating electrons have been observed showing the same trend and magnitude we expect from the trap plus precipitation model. We present some methods to separate the two component emissions. The high sensitivity microwave spectra from Owens Valley Radio Observatory contributes to the highest precision measurement of the magnetic field strength. The microwave spectra width also support the hypothesis of two power law electron spectra in order to decrease the number of relativistic electrons. The 13 november, 1981 burst suggests a time evolution in the electron spectra from two power law to a single one. We conclude that the trap plus precipitation model is the best to be applied in the interpretation of the microwave and hard X ray emissions. The bulk of microwave emission being attributed to the trapped electrons and hard X rays being attributed to the precipitating ones.

SUMARIO

LISTA DE FIGURAS.....	ix
LISTA DE FLUXOGRAMAS.....	xi
LISTA DE TABELAS.....	xii
LISTA DE SIMBOLOS.....	xiii
CAPITULO 1 - FENOMENOS ASSOCIADOS COM ELETRONS LEVEMENTE.....	
RELATIVISTICOS.....	1
1.0 - Introdução.....	1
1.1 - Experimentos.....	1
1.2 - Características dos elétrons.....	2
CAPITULO 2 - SEPARAÇÃO DAS FONTES EMISSORAS DE MICROONDAS E ...	
RAIOS X DUROS.....	9
2.1 - Amplitude relativa da emissão.....	12
2.2 - Correlação.....	16
2.2.1 - Estatísticas.....	16
2.2.2 - Energia média das partículas.....	18
2.3 - Polarização.....	29
CAPITULO 3 - ESPECTRO DE EMISSÃO MICROONDAS.....	33
3.1 - Índices espectrais observados.....	38
3.2 - Primeira estrutura harmônica.....	50
3.3 - Frequência de pico do espectro.....	52
3.4 - Largura do espectro girossincrotrônico.....	59
CAPITULO 4 - CARACTERÍSTICAS TEMPORAIS DA EMISSÃO EM MICROONDAS	65
4.1 - A explosão de 13 de novembro de 1981.....	65
4.1.1 - Observações.....	67
4.1.2 - Interpretação.....	71
4.2 - Tempo de crescimento do fluxo em microondas.....	77
4.2.1 - Escalas de tempo.....	80
4.2.2 - Regime de emissão opticamente espesso.....	82
4.2.3 - Regime de emissão opticamente fino.....	86
4.2.4 - Aplicação ao evento de 13 de novembro de 1981.....	89

CAPITULO 5 - SEPARAÇÃO DAS COMPONENTES IMPULSIVA E GRADUAL.....	93
5.1 - O efeito da componente gradual nos tempos dos máximos de emissão da componente impulsiva.....	96
5.1.1 - O problema.....	96
5.1.2 - Tempos de pico da emissão impulsiva superposta a emissão gradual linear e quadrática.....	97
5.1.3 - Tempos de pico da emissão impulsiva superposta a emissão gradual senoidal.....	101
5.1.4 - Simulações numéricas de composições.....	101
5.2 - Os efeitos da remoção da componente gradual.....	107
5.2.1 - Subtração da média corrida.....	107
5.2.2 - Derivada de segunda ordem.....	110
5.2.3 - Filtro de Fourier.....	112
5.3 - Discussões.....	115
CAPITULO 6 - CONCLUSÃO.....	119
REFERENCIAS BIBLIOGRÁFICAS.....	123
APENDICE A - RADIAÇÃO GIROSSINCROTRONICA	
APENDICE B - INDICE ESPECTRAL DE ELETRONS INFERIDO A PARTIR DA EMISSAO EM RAIOS X DUROS.	

LISTA DE FIGURAS

2.1	-	Amplitude relativa dos pulsos versus a frequência de observação relativa.....	15
2.2	-	Coeficiente de correlação linear ρ do log do fluxo de pico da emissão em microondas (17 GHz) contra raios X duros em quatro energias.....	17
2.3	-	Contribuição relativa η_x e elétrons com energia cinética $E \leq E_0$ para o fluxo de raios X duros na energia do fóton ϵ	20
2.4	-	Contribuição relativa η_R de elétrons com energia cinética $E \leq E_0$ para o fluxo em microondas no número harmônico ν/ν_G	21
2.5	-	Energia média dos elétrons, ϵ , versus o corte superior de energia, ϵ_c	23
2.6	-	Ângulo de correlação versus energia do fóton....	28
2.7	-	Grau de polarização circular versus intensidade das explosões solares.....	31
2.8	-	Parâmetros I e V de Stokes versus ângulo de varredura.....	32
3.1	-	Espectro girossincrotrônico teórico para fonte homogênea.....	37
3.2	-	Espectro de emissão em microondas da explosão de 18 de julho de 1981.....	39
3.3	-	Distribuição de índices espectrais obtidos entre 22 e 44 GHz pelo Observatório do Itapetinga.....	44
3.4	-	Índice espectral opticamente fino, α , versus o índice espectral dos elétrons, δ	45
3.5	-	Corte superior de energia, ϵ_2 , versus índice espectral de elétrons.....	47
3.6	-	Densidade colunar de emissão, N_l , versus índice espectral de elétrons, δ	48
3.7	-	Distribuição de campos magnéticos em explosões solares.....	53
3.8	-	Largura relativa, L_T , versus índice espectral de elétrons, δ	62

4.1	-	Perfil temporal da explosão solar de 13 de novembro de 1981.....	72
4.2	-	Espectro em microondas da explosão solar de 13 de novembro de 1981.....	70
4.3	-	Espectro em raios X duros da explosão solar de 13 de novembro de 1981.....	75
4.4	-	Coeficiente de emissão, j_ν , e a razão com o coeficiente de absorção, k_ν , girossincrotrônicos versus o número harmônico, ν/ν_g	76
4.5	-	Tempo de vida da radiação girossincrotrônica versus ν/c	79
4.6	-	$\partial \log(f_\nu)/\partial \log(x)$ versus número harmônico.....	87
4.7	-	$\partial \log(g_\nu)/\partial \log(x)$ versus número harmônico.....	88
4.8	-	Perfil temporal e impulsividade da explosão solar de 13 de novembro de 1981.....	90
5.1	-	Simulação numérica da composição aditiva de sinais.....	100
5.2	-	Atraso relativo máximo versus amplitude relativa.....	103
5.3	-	Atraso relativo máximo versus amplitude relativa.....	104
5.4	-	Atraso relativo máximo versus amplitude relativa observacional.....	106
5.5	-	Atraso relativo máximo versus amplitude relativa.....	114
5.6	-	Exemplo de sinal com componente gradual filtrada.....	116

LISTA DE FLUXOGRAMAS

		Pag.
1.1	- Fenômenos associados com elétrons levemente relativísticos.....	3
2.1	- Separação das fontes emisoras em microondas e em raios X duros.....	10
2.2	- Polarização circular de explosões solares.....	30
3.1	- Espectros de emissões em microondas.....	34
4.1	- Características temporais da emissão em microondas.....	66
5.1	- Separação das componentes impulsiva e gradual....	94

LISTA DE TABELAS

2.1	-	Angulo de correlação.....	26
3.1	-	Parâmetros característicos de explosões em microondas.....	41
3.2	-	Parâmetros característicos do plasma emissor.....	46
3.3	-	Constantes dos ajustes das Equações 3.1 e 3.2....	49
3.4	-	Frequência da primeira estrutura harmônica em unidades da girofrequência do elétron.....	51
3.5	-	Constantes do ajuste da Equação 3.3.....	57
3.6	-	Densidade colunar de emissão (cm^{-2}).....	58

LISTA DE SIMBOLOS

$\alpha_{T < 1}$	Índice espectral em microondas opticamente fino.
$\alpha_{T > 1}$	Índice espectral em microondas opticamente espesso.
B	Intensidade da indução magnética, G.
δ	Índice espectral do elétrons.
Δt	Atraso relativo da componente rápida.
ΔT	Intervalo de tempo da média corrida.
ϵ	Energia dos fótons em raios X duros, keV.
ϵ_0	Energia mínima dos fótons observados em raios X duros num espectro de lei de potência, keV.
ϵ_1	Índice espectral opticamente espesso.
$\epsilon_1 - \epsilon_2$	Índice espectral opticamente fino.
ϵ_2	Energia máxima dos fótons observados em raios X duros num espectro de lei de potência, keV.
F_0	Componente gradual de emissão da explosão solar, ufs.
F_1	Componente rápida de emissão da explosão solar, ufs.
j_ν	Coefficiente de emissão girossincrotrônica na frequência ν , $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{Hz}^{-1}$.
k_ν	Coefficiente de auto-absorção girossincrotrônica, cm^{-1} .
L_T	Largura relativa à meia potência do espectro em microondas
ν	Frequência de emissão em microondas, GHz.
ν_g	Girofrequência do elétron, GHz.
ν_p	Frequência do máximo de emissão do espectro de explosões solares em microondas, GHz.
N_0	Densidade numérica de elétrons na energia mínima da distribuição, $\text{cm}^{-3} \text{keV}^{-1}$.
$N(\epsilon)$	Densidade numérica de elétrons com energia cinética entre ϵ e $\epsilon + d\epsilon$, $\text{cm}^{-3} \text{keV}^{-1}$.
$N(\epsilon^*)$	Densidade numérica de elétrons emissores em microondas com energia cinética entre ϵ^* e $\epsilon^* + d\epsilon^*$, $\text{cm}^3 \text{keV}^{-1}$.
N_l	Densidade colunar de emissão, cm^{-2} .
RA	Amplitude relativa da componente rápida

S_{μ}	Densidade de fluxo em microondas, ufs.
S_{ν}	Densidade de fluxo na frequência de emissão ν , ufs.
$S_{\tau} \gg 1$	Densidade de fluxo em microondas no regime ópticamente espesso, ufs.
$S_{\tau} \ll 1$	Densidade de fluxo em microondas no regime ópticamente fino, ufs.
S_x	Fluxo de emissão em raios X duros, contagens s^{-1}
τ_{ν}	Profundidade óptica em microondas na frequência ν .
t_m	Instantes do máximos da emissão resultante, s.
τ_x	Escala de tempo da variação do parâmetro x , s.
T	Duração à meia potência da explosão solar, s.
ω	Frequência angular da componente rápida, Hz.

CAPITULO 1

FENOMENOS ASSOCIADOS COM ELÉTRONS LEVEMENTE RELATIVÍSTICOS

1.0 - INTRODUÇÃO

1.1 - EXPERIMENTOS

No último ciclo de atividade solar o número de experimentos de observações solares aumentou consideravelmente combinando melhorias na sensibilidade do instrumento com resolução espacial, resolução temporal e ampliação da cobertura espectral.

Dentro deste progresso podemos citar experimentos à bordo de satélites, balões e no solo. As explosões solares foram vastamente exploradas através de imagens e acompanhamento da curva de luz das mesmas em diversas regiões do espectro eletromagnético.

As emissões associadas à presença de elétrons levemente relativísticos foram exploradas com imagens em raios X duros de experimentos nos satélites SMM da NASA/USA e Hinotori/Japão; observações estereoscópicas com dois satélites simultaneamente: o ISEE-3 e PVO; imagens de alta resolução espacial com o VLA(NRAO) e WRST em rádio-freqüências (comprimentos de ondas centimétricos); observações da variação temporal da emissão explosiva com alta resolução temporal em rádio pelo Observatório do Itapetinga, Rádio Observatório de Berna e Rádio Observatórios de Toyokawa e Nobeyama (comprimentos de ondas centimétricos e milimétricos e imagens interferométricas), com alta resolução espectral pelo Radioespectrômetro de Zurich (comprimentos de ondas decimétricos) e Rádio Observatório do Owens Valley (comprimentos de ondas centimétricos). Nos próximos capítulos, pretendemos fazer uma colocação dos principais problemas que afligem a modelagem das explosões solares e sugerir soluções. Dentre eles, o número menor de elétrons inferidos a partir da emissão em microondas do que a partir da radiação X dura. Exploramos também o caso dos campos magnético

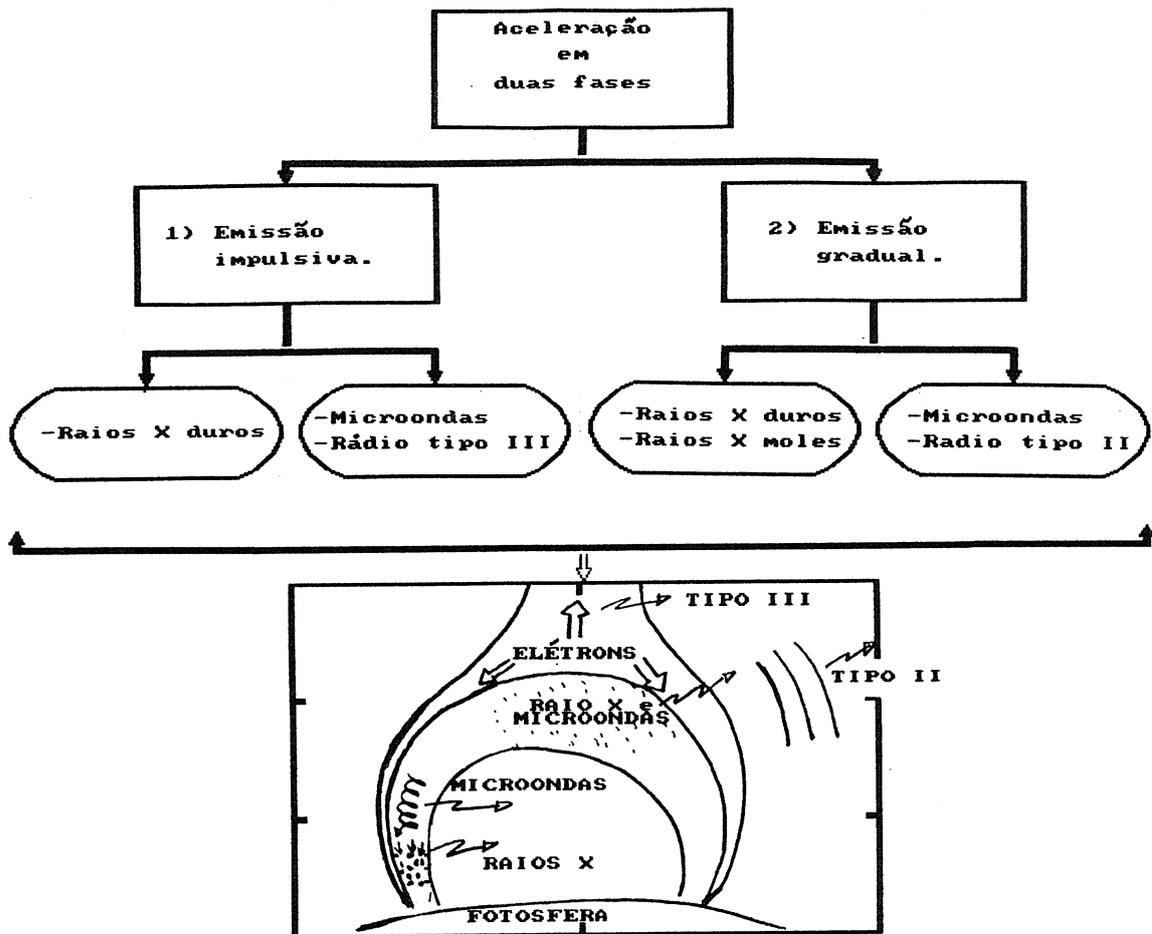
extremamente altos inferidos das análises de correlação entre a emissão em raios X duros e em microondas em explosões solares. Apresentamos para solução destes problemas uma quebra no espectro de elétrons em duas leis de potência atenuando a presença de elétrons relativísticos. Esta diminuição no número de elétrons relativísticos vem acomodar também a pobreza da emissão em microondas de eventos típicos e os espectros de alta sensibilidade e resolução espectral em raios X duros que já apresentavam esta intrigante característica.

No Capítulo 2, nós discutimos alguns trabalhos importantes para a caracterização da população eletrônica em explosões solares que se utilizam da análise da correlação do perfil temporal ou fluxo de pico em microondas e raios X duros. Fazemos uma análise da energia média dos elétrons emissores e concluímos pela necessidade de um modelo de aprisionamento mais precipitação destes elétrons. Acrescentamos a polarização circular da radiação em microondas corroborando com o nosso modelo. No Capítulo 3 estudamos uma amostra de espectros com a mais alta sensibilidade e resolução espectral já obtida com os experimentos anteriores à este utilizado pelo observatório do Owens Valley. Concluímos pela ocorrência de um espectro de dupla lei de potência para os elétrons emissores. No Capítulo 4, reencontramos esta característica no espectro de elétrons evidenciada fortuitamente na evolução temporal de uma explosão solar atípica. Para concluir apresentamos no Capítulo 5 um estudo completo sobre a separabilidade das componentes de emissão dos elétrons em precipitação e aprisionados fundada nas diferenças temporais, gradual e impulsiva, da emissão de cada população.

1.2 - CARACTERÍSTICAS DOS ELÉTRONS

Nós vamos procurar ilustrar no início de cada capítulo os passos e resultados importantes que serão desenvolvidos no decorrer do mesmo. O Fluxograma 1.1 apresenta uma sinópsse dos resultados das análises de explosões solares que temos na literatura. A geometria apresentada tem uma aceitação majoritária destas análises e vamos

DISTRIBUIÇÃO DOS ELÉTRONS EMISSORES DE RAIOS X DUROS E MICROONDAS



Fluxo 1.1 - Distribuição dos elétrons emissores em raios X duros e em microondas.

- A figura ilustra um arco magnético na superfície solar com elétrons sendo injetados para cima e para dentro do arco.

discutir apenas a localização da emissão em microondas e raios X duros no decorrer deste trabalho.

Apesar do flare solar produzir uma população rica e complexa de partículas, os entes mais comuns durante o fenômeno são os elétrons de dezenas à centenas de keV que se manifestam de imediato às acelerações pelas emissões da radiação em rádio e raios X duros. Ocasionalmente observa-se a presença da radiação γ , também de imediato, sugerindo elétrons e prótons ultra-relativísticos (p. ex.: Forman et alii, 1986).

Relativo às características e tempo de aparecimento destas partículas no flare têm sido associadas duas fases de aceleração. A primeira fase é caracterizada pela emissão impulsiva em raios X duros, microondas e emissão em rádio do tipo III provenientes de feixes de elétrons precipitando em direção à cromosfera e escapando em direção à coroa. A segunda fase se manifesta pela emissão em rádio do tipo II associada à propagação de frentes de choque na Coroa; microondas, emissão métrica do tipo IV e raios X duros de evolução temporal gradual associados à emissão de partículas aprisionadas na coroa solar com contribuição importante de elétrons térmicos.

A emissão impulsiva da primeira fase de aceleração apresenta uma evolução temporal em raios X duros bem correlacionada com a emissão em microondas já conhecida desde Peterson e Winckler (1959), com revisões recentes sobre o assunto apresentadas em Kundu (1965), Svestka (1976), Lin (1974) e Kane et alii (1980). Alguns outros trabalhos propoem também uma relação entre os máximos de emissão em raios X duros e os equivalentes em microondas (p. ex.: Kane, 1974; Kai, Kosugi e Nitta, 1985 e Kosugi et alii, 1988). A emissão em raios X duros resulta do bremsstrahlung de elétrons na região de energia de 10 keV a algumas centenas de keV (p. ex.: Hudson, 1978) dentro de dois regimes limites quanto à natureza dos elétrons. Os elétrons emissores podem estar distribuídos em energia como um ensemble não térmico e pouco denso relativo ao meio ou formarem um meio quente quase-térmico (p. ex.: Forman et alii, 1986). A

interpretação desta radiação é dependente do modelo de emissão que no caso não-térmico divide em dois os limites de interação das partículas emissoras e o meio, a saber, a interação com alvo espesso (modelo 'thick target') e com alvo fino ('thin target') como pode ser entendido, por exemplo, na revisão de Kane et alii (1980).

A presença de campos magnéticos intensos (centenas à milhares de Gauss) neste ambiente de elétrons acelerados, favorece a giroemissão na região de microondas acima de 1 GHz. A suposição da existência de elétrons emissores puramente relativísticos, emissão sincrotrônica, em explosões solares (p. ex.: Takakura, 1960), tem sido há muito esquecida na literatura. Na verdade tem se firmado o conceito de que a correlação entre as emissões explosivas em raios X duros e em microondas sugerem tipicamente uma população comum de elétrons emissores, levemente relativísticos, como já foi comentado anteriormente. O aparecimento dos elétrons levemente relativísticos durante explosões solares é diretamente notado pela presença da emissão em raios X duros de dezenas até algumas centenas de keV. Alguns trabalhos recentes de correlação entre microondas e raios X duros sugerem também que a emissão em rádio seja provenientes de elétrons com energias mais baixas, próximas a uma ou duas centenas de keV (Kai et alii, 1985; Nitta e Kosugi, 1986; Kosugi, Dennis e Kai, 1988). Esta sugestão, porém, exige campos magnéticos intensos devido à baixa eficiência de emissão em frequências altas de microondas dos elétrons de baixa energia (p. ex.: Mackinnon et alii, 1986; Nitta e Kosugi, 1986; Kosugi, Dennis e Kai, 1988).

O número de elétrons inferidos pelos modelos que dão conta das emissões em raios X duros e em microondas tem diferido por algumas ordens de grandeza como observou Peterson e Winckler (1959) (ver também revisão em Svétka, 1976). Porém, o número de parâmetros e condições de contorno desconhecidos nos modelos de emissão girosincrotrônica são tantos que permitiram que muitas sugestões fossem dadas amenizando ou anulando esta discrepância (Gary, 1985; Kai, 1986; Mackinnon et alii, 1986).

Um aspecto controverso da similaridade das populações emissoras em raios X duros e em microondas é conhecido como atrasos nos máximos de emissão em raios X duros em função da energia bem como atrasos do pico de emissão em microondas com relação à raios X duros. Este fato, porém, não invalida a similaridade da evolução temporal das emissões e tem sido tratado como uma característica do acelerador (um endurecimento do espectro de elétrons) ou uma relaxação colisional das partículas, diferencial em energia (Vlahos et alii, 1986). No caso de pequenos atrasos observados em microondas sugere-se ainda mecanismos absorptivos ou emissivos diferenciais em frequências (Wiehl et alii, 1980, Costa e Kaufmann, 1983). Uma colocação mais recente prevê que os atrasos pequenos possam ser devidos à composições aditivas de emissões de múltiplas fontes de evolução temporal diferentes (Costa et alii, 1989). Com relação ao endurecimento do espectro em raios X duros propõe-se que o espectro de elétrons de mais baixa energia praticamente não se modifica quanto ao índice espectral, sendo o endurecimento mais acentuado nas energias mais altas (Vlahos et alii, 1986 e referências dadas ali). Esta mudança de comportamento da distribuição de energia dos elétrons deve-se refletir na razão de emissão em microondas comparado à emissão-x dura por se tratar de uma região de energia cinética cujos extremos estão mais relacionados à esta ou aquela emissão (radiação X dura ou microondas), como foi reportado, por exemplo, em Mackinnon et alii (1986). Alguns trabalhos recentes têm tentado estabelecer quantitativamente esta razão de emissão, como em Bai, Kiplinger e Dennis (1985), através do índice de riqueza microondas, MRI, calculados como a razão da emissão em 9 GHz comparada à emissão em raios X duros integrados. Por outro lado, Kai, Kosugi Nitta (1985) e Kosugi, Dennis e Kai (1988) também estabeleceram relações empíricas entre a emissão explosiva em 17 GHz e raios X duros de várias energias. Basicamente, foram estabelecidas duas classes quanto à razão de emissão, uma relativa à maioria das explosões, chamada de impulsiva e uma outra minoritária que estabelece uma classe de eventos mais ricos quanto à emissão em microondas chamada de explosões extensas. Devemos notar, que é possível observar certas explosões solares em altas energias em raios X duros, porém o caráter de lei de potência do espectro de fótons reduz rapidamente a emissão

em energias mais altas para um nível abaixo do limite de detecção dos instrumentos à bordo dos satélites na maioria das explosões. Assim, em geral, nos referimos à raios X duros como sendo a emissão abaixo de uma ou duas centenas de keV, simplesmente devido à falta de sensibilidade dos instrumentos.

A hipótese da emissão em raios X duros e em microondas de uma população comum de elétrons precisa de algumas considerações à mais, frente às discussões que apresentamos acima. Podemos tomar como válida a origem e evolução temporal dos elétrons de uma dezena à milhares de keV. Porém, a extremidade mais baixa de energia está mais relacionada à emissão em raios X duros praticamente devido à baixa sensibilidade dos instrumentos e o outro extremo à emissão em microondas dos elétrons de mais alta energia.

8

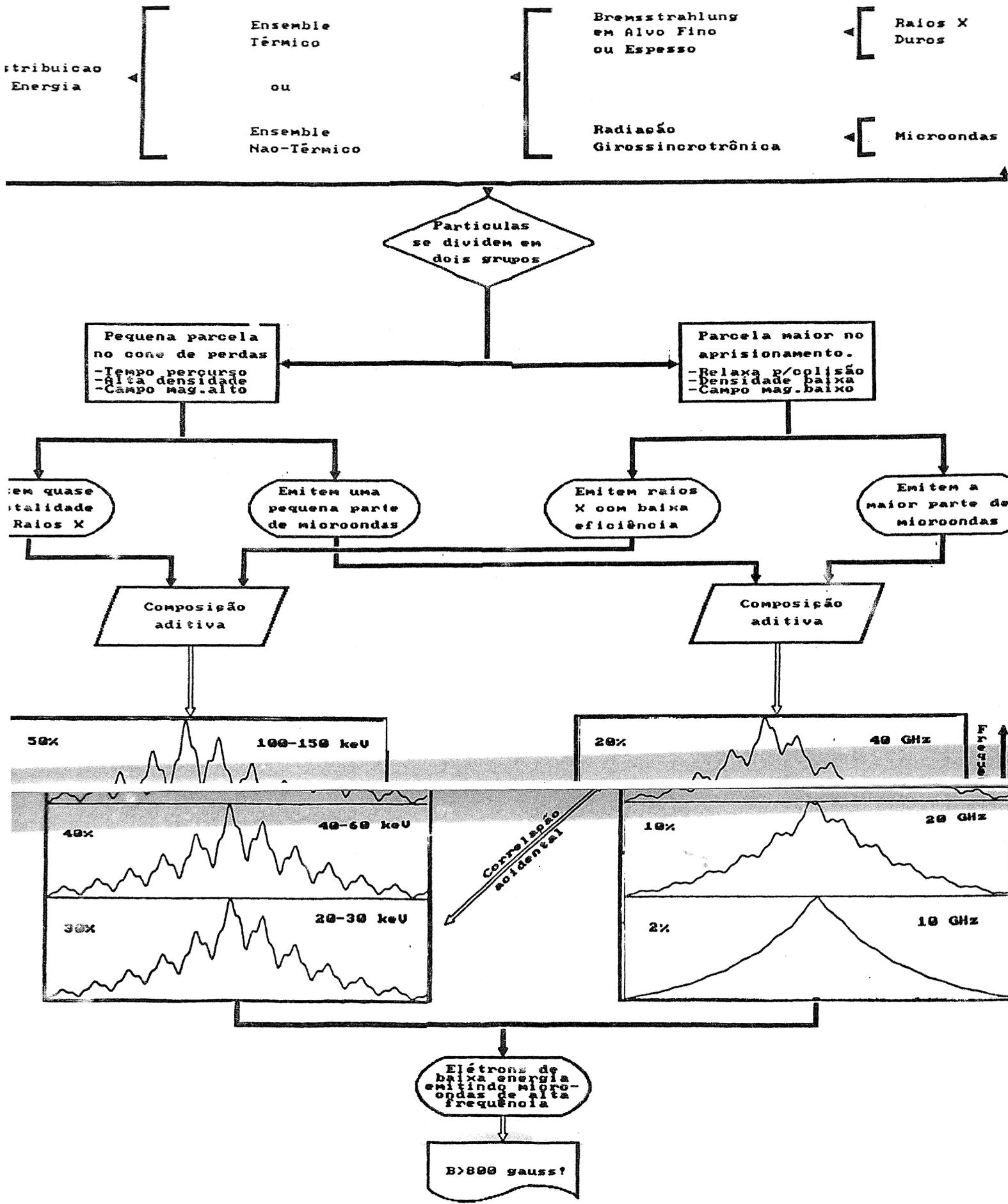
·
· ·

CAPITULO 2

SEPARAÇÃO DAS FONTES EMISSORAS EM MICROONDAS E EM RAIOS X DUROS

Os modelos concorrentes de distribuição dos elétrons, térmico ou não-térmico, utilizados para explicar as explosões solares, combinados com as disposições geométricas possíveis dos elétrons na fonte e com os meios mais ou menos eficientes de produzir radiação, estão delineados no Fluxograma 2.1. Nós apresentamos no decorrer deste capítulo as evidências que apontam para uma divisão, quanto ao ângulo de passo, dos elétrons na fonte em um modelo que denominamos de aprisionamento mais precipitação.

Tomando observações em raios X duros e em microondas com alta resolução temporal Lin et alii (1981) concluíram que a emissão em microondas é uma versão alisada da emissão em raios X duros devido à ausência de estruturas finas de emissão em microondas (de duração da ordem de 80 ms) presentes em raios X duros. Este fato isolado revela um comportamento temporal das partículas emissoras em raios X que não estão presentes na emissão em microondas. Porém, o aparecimento de estruturas de emissão tão rápidas como por exemplo os "spikes" (estruturas finas de emissão de duração de uma fração de segundo) concomitante com uma emissão mais gradual têm sugerido dois processos que limitam o tempo de vida das partículas emissoras: o tempo de percurso do elétron pela região emissora e o tempo de aprisionamento seguido da relaxação colisional e/ou perda do aprisionamento. Estes processos de aprisionamento mais precipitação tem sido, na verdade, evocados para explicar os atrasos dos máximos de emissão em raios X duros como função da energia (p. ex.: Mackinnon et alii, 1983; Trottet e Vilmer, 1983). O aprisionamento seguido de precipitação tratado em Mackinnon et alii (1983) no limite de difusão fraca dos ângulos de passo dos elétrons e por Trottet e Vilmer (1983) no limite de difusão forte, utiliza o confinamento dos elétrons por espelhamento magnético seguido de uma difusão contínua dos ângulos de passo repleenendo o cone de perdas. Uma situação similar de aprisionamento mais perdas, também, pode ser conseguida com o modelo



Fluxo. 2.1 - A correlação microondas vs raios X duros.

- As figuras ilustram uma composição aditiva de uma emissão rápida e uma lenta. A amplitude relativa da componente rápida, em percentagem, está anotada em cada caso. As energias dos fótons e as frequências em microondas são valores aproximados ao que se espera encontrar.

de distribuição quase-térmica introduzido por Brown, Melrose e Spicer (1979), o qual retém elétrons abaixo de um certo limite de velocidade com uma distribuição quase-térmica de energia e permite o escape de elétrons mais energéticos com uma distribuição "tail" que precipitam à cromosfera. Em ambas as situações apresentadas, a separação dos elétrons em ângulo de passo ou energia interagindo com regiões diferentes do plasma ambiente pode resultar em emissões diferenciadas em alguns aspectos na região microondas comparada à região de raios X duros. Também, em ambas as situações, a população confinada é em geral modelada no topo do arco magnético ou regiões coronais enquanto que as partículas precipitantes teriam, basicamente, suas emissões próximas à Cromosfera (p. ex.: Kane et alii, 1980; Vlahos et alii, 1986). As observações dos imageadores da emissão X dura, o SXT no satélite japonês Hinotori e HXIS no satélite americano SMM têm mostrado que a radiação X impulsiva é proveniente, basicamente, da Cromosfera, como é o caso dos eventos do tipo B (Tsuneta et alii, 1983; Duijveman, Hoyng e Machado 1982). Estas observações levam ainda à que a emissão gradual em raios X é tipicamente coronal. Estes eventos do tipo B correspondem aos eventos impulsivos nas estatísticas de Kai, Kosugi, e Nitta (1985), Nitta e Kosugi (1986) e Kosugi, Dennis e Kai (1988), enquanto que os eventos graduais correspondem aos eventos chamados extensos. Do ponto de vista das observações estereoscópicas de eventos no limbo do Sol, realizadas fortuitamente por dois satélites separados, Kane et alii (1979, 1982) e Kane (1981) têm mostrado que a emissão impulsiva é quase toda proveniente de alturas cromosféricas e pelo menos 70% da emissão gradual em raios X duros também. Porém, para raios X duros de energia maior que 100 keV a emissão independe da altura. A emissão em rádio de eventos próximos ao limbo em 17 GHz, observada por interferômetro, parece provir de elétrons em alturas da ordem de 10^4 km acima da Fotosfera (Nakajima et alii, 1985). As observações do VLA e WRST têm mostrado a emissão em microondas de fontes compactas entre nódulos de emissão H- α sugerindo uma emissão no topo de arcos magnéticos (p. ex.: Marsh e Hurford, 1980, Kundu, 1983).

2.1 - AMPLITUDE RELATIVA DA EMISSÃO

Para uma exploração teórica da emissão, é importante conhecer a forma funcional que descreve a distribuição das partículas em energia, que se estabelece durante o flare, na região de energia em que as partículas são aceleradas. No caso térmico, descrito anteriormente, esta função é bem conhecida e prevê limites efetivos para a região de energia envolvida. Não obstante, se a função não possui tais limites, ou seja, se esta pode se estender matematicamente para os extremos de baixa e alta energia indefinidamente, tal região deve ser arbitrada ou obtida das observações. A distribuição do tipo lei de potência que descreve, em geral, o número das partículas em função da energia em processos de aceleração não-térmicos, de injeção instantânea de energia mais aprisionamento ou injeção contínua, têm este comportamento funcional. O limite inferior desta distribuição certamente é maior que a energia térmica (kT) ambiente da região explosiva conhecida pelas observações de linhas de emissão de raios X moles como sendo da ordem de 10 keV. O limite superior de energia e possíveis quebras no comportamento funcional da distribuição, admitindo mais de uma lei de potência no intervalo de energia de interesse, serão objetos de estudo neste trabalho.

A similaridade da emissão em microondas e em raios X duros foi bem estabelecida, para estruturas da ordem de segundos de duração, pelo trabalho de Kosugi, Dennis e Kai (1988). Porém, nas estruturas de duração menor que um segundo prevaleceram outras características, a saber, o perfil temporal em 17 GHz é menos "spike" que em raios X acima de 50 keV o que confirma o resultado de Lin et alii (1981). A emissão em raios X é mais "spike" em altas energias e a região de energia que raios X mais lembra o perfil temporal em microondas (excluindo as estruturas de subsegundos) difere de evento para evento e usualmente cai entre 30 e 100 keV, como foi apresentado no trabalho deles. Assim, parece nos que existe uma composição de emissões em raios X duros bem como em microondas, exigindo pelo menos duas populações emitindo distintamente, levando à correlações entre uma certa frequência de observação em microondas e uma certa energia

em raios X duros, dependentes da composição destas fontes. Não há porque supor que a eficiência de emissão de cada população dentro dos mecanismos distintos de emissão em microondas e em raios X sejam iguais entre estas duas regiões de emissões. Esta composição de emissão com características diferentes quanto as escalas de tempo envolvidas concorda também com outros resultados obtidos por Kawabata et alii (1982) com a observação interferométrica de um evento em 1 de abril de 1981, Klein, Trotter e Magun (1986) com a interpretação teórica da explosão de 29 de junho de 1980 com um modelo de fonte não-homogênea em microondas e por Brown et alii (1983) analisando as observações estereoscópicas em raios X duros.

Em microondas, a amplitude relativa da emissão mais impulsiva pela emissão gradual têm sido medida e se mostra em geral abaixo de 10% no pico das explosões, como pode ser visto no trabalho de Takakura et alii (1983) e reconfirmado recentemente em Correia e Kaufmann (1987) (veja Figura 2.1). Portanto, as amplitudes relativas da emissão impulsiva em microondas são bastante pequenas para que possam ser medidas por um instrumento de baixa sensibilidade ou detectadas numa correlação com raios X duros sem a subtração da componente gradual para que seja realçada a componente impulsiva. Em raios X duros esta amplitude relativa se mostra acima de 50% como pode ser visto nos trabalhos de Takakura et alii (1983) e Kosugi, Dennis e Kai (1988). O resultado desta composição de emissões, no caso de microondas, nos leva à conclusão de que os espectros que temos analisados na literatura referem-se principalmente à componente gradual em termos de emissão, uma vez que esta é, em geral, maior que 90% da emissão total do flare. O pico de emissão em microondas atrasa-se com relação ao pico em raios X duros, como já comentamos anteriormente, de uma fração de segundo até uns poucos segundos (veja também a estatística de Kosugi, Dennis e Kai, 1988) e a adição da componente gradual com a componente impulsiva com uma amplitude relativa de 1% leva a um deslocamento do pico de emissão da estrutura impulsiva para direita, ou seja, atrasando esta de 10% do período da estrutura rápida (Costa et alii, 1989), como veremos no Capítulo 5. Os atrasos resultantes da composição aditiva da emissão gradual com a

emissão impulsiva é função da amplitude relativa da componente impulsiva e é tanto menor quanto maior for a mesma. Assim, é de se esperar que a composição da emissão X dura seja menos deslocada de seu tempo original devido à grande amplitude relativa da componente impulsiva.

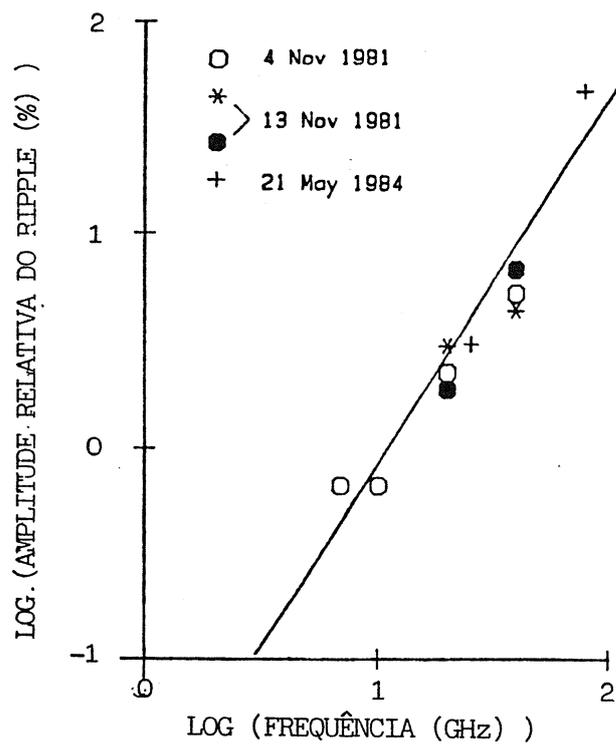


Fig. 2.1 - Amplitude relativa dos pulsos versus a frequência de observação.

- A figura mostra a amplitude relativa de quatro picos de explosões solares ocorridas nos dias citados.

FONTE: Carreira (1989).

2.2 - CORRELAÇÃO

2.2.1 - ESTATÍSTICAS

O principal resultado de correlação das emissões de pico das explosões solares medidas em microondas e em raios X duros é certamente a estatística de aproximadamente 400 eventos de Kosugi, Dennis e Kai (1988). Foi estabelecida uma relação linear entre a intensidade do pico da emissão dos eventos em 17 GHz (F_r em unidades de sfu-unidade de fluxo solar= 10^{19} erg s⁻¹ cm⁻² Hz⁻¹ str⁻¹) e em raios X integrados acima de 30 keV (F_x em contagens/s) como sendo: $F_r = 0,08F_x$. O espalhamento em torno da reta ajustada é bastante pequeno de tal forma à levar os autores à conclusão de que a intensidade do campo magnético não deve variar de mais do que um fator 2 para toda a amostra de eventos (Kosugi, Dennis e Kai, 1988; veja também: Kai, Kosugi e Nitta, 1985; Nitta e Kosugi, 1986). Os coeficientes de correlação linear obtidos nas correlações da emissão em 17 GHz e a emissão em quatro bandas de energia de raios X duros para eventos impulsivos e extensos por Kosugi, Dennis e Kai (1988) são mostrados na Figura 2.2.

Como podemos ver na Figura 2.2 o coeficiente de correlação linear entre a emissão em 17 GHz e em raios X duros cresce com a energia dos fótons em raios X para os eventos extensos e decresce para os eventos impulsivos. Este resultado deve conter, certamente, informação sobre a composição aditiva das emissões impulsivas e graduais diferenciadas para raios X duros e microondas que estamos sugerindo. Como ficou estabelecido no trabalho de Kosugi, Dennis e Kai (1988), a emissão em raios X duros de mais alta energia se mostra mais "spike" (com a amplitude relativa da componente impulsiva maior). Assim, a partir da nossa proposta de que a componente mais impulsiva seja característica dos elétrons em precipitação, a emissão em raios X de mais alta energia destes elétrons teria menor contribuição dos elétrons aprisionados. Para as três explosões analisadas em Correia e Kaufmann (1987), a tendência

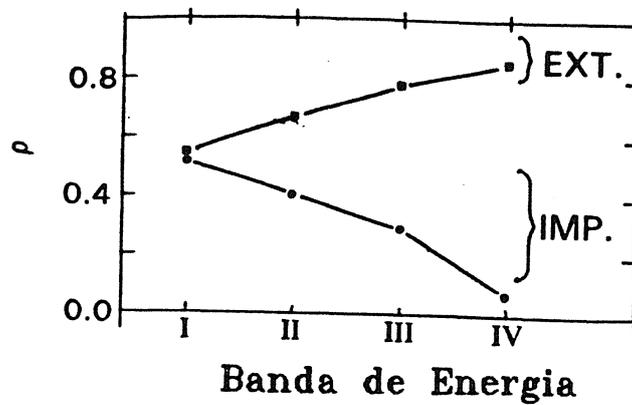


Fig. 2.2 - Coeficiente de correlação linear ρ do log do fluxo de pico da emissão em microondas (17 GHz) contra raios X duros em quatro energias.

- As curvas rotuladas com EXT. foram obtidas com a amostra de explosões classificadas como extensas e as curvas com IMP. para as impulsivas. As bandas de I à IV correspondem aos intervalos de energia de 29-58, 58-134, 134-307 e 307-516, respectivamente.

FONTE: Kosugi, Dermis e Kai (1988).

das amplitudes relativas da componente impulsiva é a mesma que em raios X duros, ou seja, as frequências mais altas, relacionadas à emissão dos elétrons mais energéticos, têm amplitudes relativas maiores (ver Figura 2.1). Um outro resultado importante, foi obtido por Correia (1983), onde se mostra que as explosões em microondas aparentam uma superposição de pulsos de emissão com amplitudes relativas maiores quando a emissão é baixa. Assim, pode-se concluir que os eventos impulsivos em 17 GHz na estatística de Kosugi, Dennis e Kai (1988) apresentaram amplitudes relativas de uns poucos pontos percentuais, correlacionando-se melhor com os canais de mais baixa energia em raios X duros, onde as amplitudes relativas da componente impulsiva são mais parecidas com as mesmas em microondas. No caso dos eventos extensos, onde as emissões em microondas e em raios X duros devem provir, basicamente, da mesma população de elétrons, aprisionada no arco magnético, a correlação das duas bandas de emissão é melhor em direção aos canais de mais alta energia. Este resultado indica que os elétrons emissores em 17 GHz estão no extremo de mais alta energia da distribuição, como é inferido em Takakura (1973) e Mackinnon et al. (1986). Assim, acreditamos que a separação da emissão das partículas em precipitação da emissão das partículas aprisionadas crie condições para que o resultado observacional da Figura 2.2 seja obtido .

2.2.2 - ENERGIA MÉDIA DAS PARTICULAS

A relação que se estabelece entre a energia cinética média do sistema emissor e a energia média dos fótons emitidos na banda de raios X duros e na banda de microondas depende do modelo de emissão. A correlação que tentamos estabelecer entre as duas bandas de radiação é sensível aos parâmetros do mecanismo de emissão que relacionam o número de partículas numa dada energia cinética ao espectro de fótons emitidos. O estudo apresentado por Kosugi, Dennis e Kai (1988) mostra estas relações entre a energia cinética e a energia dos fótons para raios X (modelos de emissão alvo espesso e alvo fino) e também para microondas opticamente fina de elétrons levemente relativísticos com um espectro de energia do tipo lei de potência e com uma distribuição dos ângulos de passo isotrópica num plasma sem

colisão e com campo magnético uniforme. O resultado da emissividade em raios X duros em função da energia pode ser visto na Figura 2.3 e da emissividade em microondas nas Figuras 2.4a e 2.4b.

Pode-se ver na Figura 2.3 que a emissão em raios X duros é proveniente, basicamente, de elétrons com energias cinéticas de uma à três vezes a energia do fóton em ambos os modelos de emissão, alvo espesso ou alvo fino. Assim, a energia média da emissão X dura não deve ser superior à energia cinética média dos elétrons emissores. No caso da emissão em microondas, a relação entre a energia do fóton e a energia dos elétrons emissores depende do número harmônico da girofrequência e do índice espectral da distribuição de energia. Sendo a emissão opticamente fina acima de 8 GHz (Stahli, Gary e Hurford, 1989) o número harmônico deve ser maior que 5 (mesmo para os campos magnéticos extremados inferidos em Kosugi, Dennis e Kai, 1988). Assim, a emissão em microondas opticamente fina deve provir de elétrons com energia superior à 100 keV.

A energia cinética média dos elétrons emissores distribuídos em energia segundo uma lei de potência pode ser escrita como:

$$\bar{\epsilon} = \frac{\int_{\epsilon_1}^{\epsilon_2} \epsilon^2 N_0 \epsilon^{-\delta} \epsilon \, d\epsilon}{\int_{\epsilon_1}^{\epsilon_2} \epsilon^2 N_0 \epsilon^{-\delta} \, d\epsilon} \quad (2.1)$$

$$\bar{\epsilon} = \frac{1-\delta}{2-\delta} \frac{\epsilon_2^{-(\delta-2)} - \epsilon_1^{-(\delta-2)}}{\epsilon_2^{-(\delta-1)} - \epsilon_1^{-(\delta-1)}} \quad (2.2)$$

Para $\delta \gg 2$ a solução acima sempre resulta em um $\bar{\epsilon}$ muito próximo ao corte inferior de energia ϵ_1 . Vamos supor que $\epsilon_1 = 25$ keV e $2 < \delta < 6$ e o corte superior de energia seja:

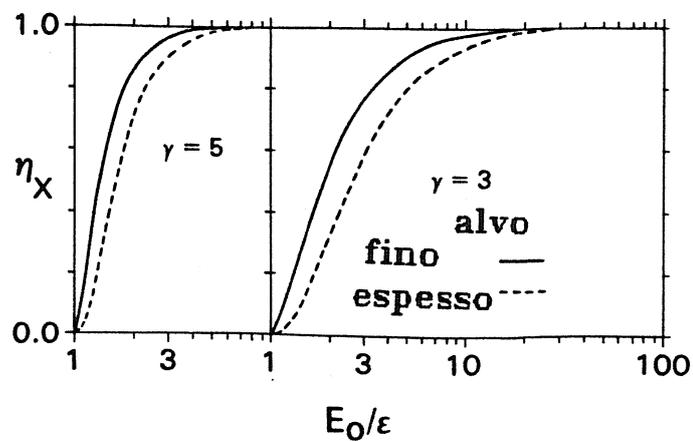


Fig. 2.3 - Contribuição relativa, η_X , de elétrons com energia cinética $E \leq E_0$ para o fluxo de X duros na energia do fóton ϵ .

- A linha contínua foi calculada usando um modelo de emissão bremsstrahlung de elétrons colidindo em alvo fino e a linha segmentada para alvo espesso. As curvas à esquerda foram calculadas para um espectro de fótons em raios X duros com índice espectral $\gamma=5$ e a direita $\gamma=3$.

FONTE: Kosugi, Dennis e Kai (1988).

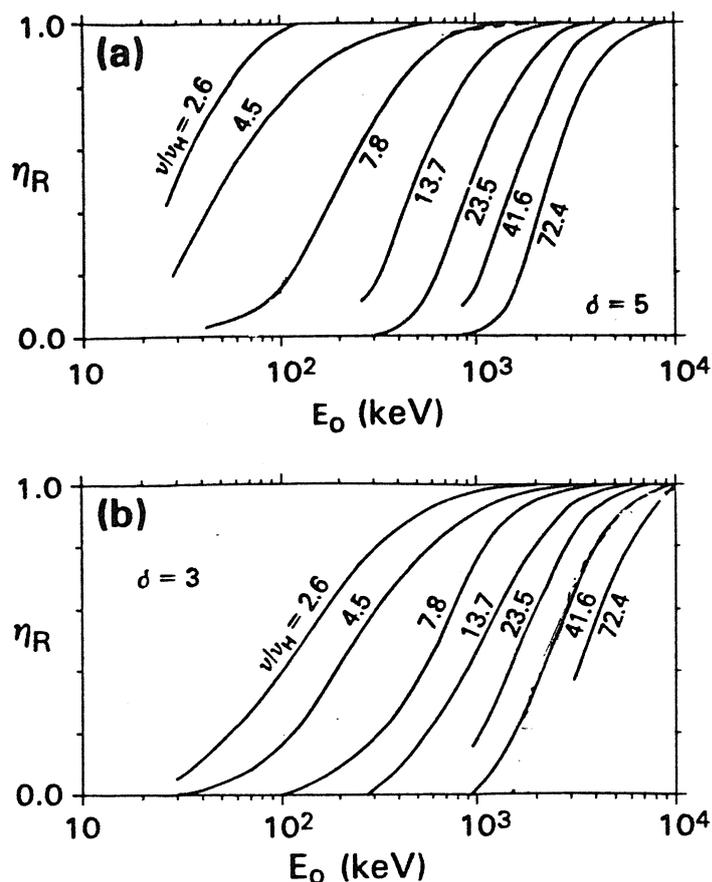


Fig. 2.4 - Contribuição relativa, η_R , de elétrons com energia ESE_0 para o fluxo microonda no número harmônico v/v_g .

- As contribuições relativas foram calculadas usando-se uma distribuição de elétrons do tipo lei de potência com índice espectral $\delta=5$ na parte (a) da figura 2 $\delta=3$ na parte (b).

FONTE: Kosugi, Dennis e Kai (1988).

$100 < \epsilon_2 < 10.000$ keV. As energias médias destes sistemas podem ser vistas na Figura 25. O índice espectral em raios X duros para as explosões impulsivas e extensas obtido por Kosugi, Dennis e Kai (1988) é tipicamente 3, para ambos os casos. O valor de δ calculado a partir deste índice espectral de fótons, é de 2,5 no caso de emissão bremsstrahlung por alvo fino e de 4,5 no caso de emissão por alvo espesso de partículas precipitantes. Pode-se ver da Figura 2.5 que, para todos os efeitos, a energia média dos elétrons é menor ou da ordem de 50 keV.

Para podermos estabelecer uma relação temporal entre a variação da distribuição de energia das partículas e as variações consequentes na emissão em raios X duros, vamos supor uma relação linear entre as escalas de tempo características de cada variação, as variações temporais do número dos elétrons em cada energia e as variações temporais do fluxo de emissão em raios X duros. Para isso, vamos propor que a energia ϵ do fóton é proveniente de elétrons de energia ϵ similar, o que é bastante razoável como vimos anteriormente dos resultados de Kosugi, Dennis e Kai (1988). Assim, seja a relação:

$$\frac{1}{S_X(\epsilon)} \frac{d}{dt} S_X(\epsilon) \approx \frac{1}{N(\epsilon)} \frac{d}{dt} N(\epsilon) \quad (2.3)$$

onde $S_X(\epsilon)$ é o fluxo de emissão em raios X duros na energia do fóton, ϵ , e $N(\epsilon)$ é o número de elétrons de energia cinética ϵ emitindo primordialmente fótons de energia ϵ cuja variação temporal reflete principalmente a variação temporal da radiação. Vamos propor ainda uma relação similar para o fluxo de emissão em microondas, ou seja:

$$\frac{1}{S_\mu(\nu)} \frac{d}{dt} S_\mu(\nu) \approx \frac{1}{N(e^*)} \frac{d}{dt} N(e^*) \quad (2.4)$$

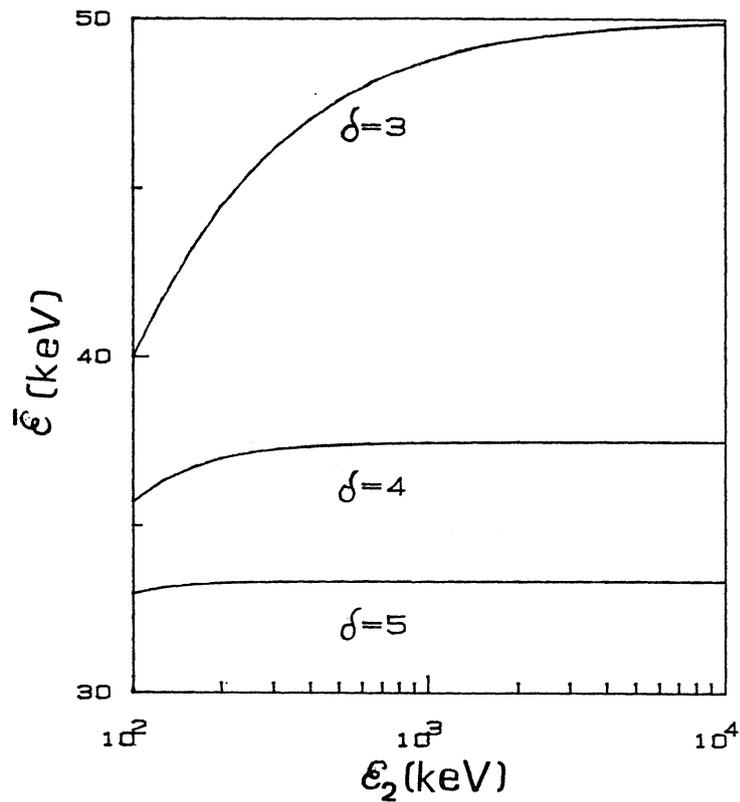


Figura 2.5

Fig. 2.5 - Energia média dos elétrons, $\bar{\epsilon}$, versus o corte superior de energia, ϵ_2 .

- Os cálculos foram efetuados usando-se para isto uma distribuição de elétrons do tipo lei de potência com índice espectral $3 \leq \delta \leq 5$ com corte inferior de energia em 25 keV e corte superior $10^2 \leq \epsilon_2 \leq 10^4$ keV.

onde ϵ^* é a energia dos elétrons cuja variação temporal comanda a variação da emissão em microondas na frequência ν .

A hipótese de trabalho de Nitta e Kosugi (1986) foi a de que $\epsilon^* = \epsilon$ e portanto a divisão da Equação 2.3 pela Equação 2.4 resulta em:

$$\frac{1}{S_X(\epsilon)} \frac{d}{dt} S_X(\epsilon) \approx \frac{1}{S_\mu(17\text{GHz})} \frac{d}{dt} S_\mu(17\text{GHz}) \quad (2.5)$$

cuja correlação é linear e com coeficiente angular igual à um ou $\theta = 45^\circ$ como no trabalho deles. Devemos observar que se a variação temporal de $N(\epsilon)$ é constante com a energia ϵ , torna-se impossível mapear uma frequência em rádio com a Equação 2.4, porém o endurecimento do espectro de fótons em raios X duros, comumente observado, sugere que $dN(\epsilon^*)/dt$ é diferente de zero.

Na verdade, se queremos estabelecer uma relação entre ϵ e ϵ^* devemos abandonar a hipótese de que eles sejam iguais à priori. Para analisarmos esta relação vamos utilizar uma distribuição de energia dos elétrons do tipo lei de potência, ou seja,

$$N(\epsilon) = N_0 \left[\frac{\epsilon}{\epsilon_0} \right]^{-\delta} \quad (2.6)$$

onde N_0 é o número de elétrons entre ϵ_0 e $\epsilon_0 + d\epsilon$ no corte inferior de energia ϵ_0 desta distribuição e δ é o índice espectral da mesma. Vamos supor que esta lei seja única e se estenda até pelo menos a energia ϵ^* e que sua evolução temporal não modifique demasiadamente sua forma funcional. Assim, a escala de tempo característica da evolução desta distribuição pode ser escrita como:

$$\frac{1}{N(\epsilon)} \frac{d}{dt} N(\epsilon) = \frac{1}{\tau_{N_0}} + \frac{\ln(\epsilon/\epsilon_0)^{-\delta}}{\tau_\delta} \quad (2.7)$$

onde τ_{N0} é a escala de tempo da variação do número de partículas no limite inferior de energia e τ_{δ} é o equivalente para o índice espectral da distribuição. Para estabelecermos uma relação entre as escalas de tempo das emissões em raios X duros e em microondas podemos utilizar a Equação 2.3 e a Equação 2.4 na Equação 2.7 obtendo:

$$\frac{1}{S_X(\epsilon)} \frac{d}{dt} S_X(\epsilon) - \frac{1}{S_{\mu}(\nu)} \frac{d}{dt} S_{\mu}(\nu) = \frac{\ln(\epsilon/\epsilon^*)^{-\delta}}{\tau_{\delta}} \quad (2.8)$$

ou ainda:

$$\frac{d \log}{d \log(S_{\mu}(\nu))} S_X(\epsilon) = 1 + \frac{\ln(\epsilon/\epsilon^*)^{-\delta}}{d \log(S_{\mu}(\nu))/d \log(\delta)} \quad (2.9)$$

A Equação 2.9 nos informa que, em escala logaritmica, a correlação da emissão em raios X duros com a emissão em microondas tem um coeficiente angular maior ou igual a um devido à que $d \log(S_{\mu}(\nu))/d \log(\delta)$ é menor que zero como resultado do endurecimento do espectro durante a fase de crescimento do evento (Kane e Anderson, 1970 e Crannell et alii, 1978), e ϵ^* é maior ou igual à ϵ devido ao mecanismo de emissão em si. No trabalho de Nitta e Kosugi (1986) foi estabelecido que os perfis temporais das emissões nas duas regiões de frequências seriam mais parecidos quando estas emissões provissem de elétrons com a mesma energia ($\epsilon^* = \epsilon$). Na nossa interpretação, achamos que a composição das emissões provenientes de regiões fisicamente distintas deva ser levada em conta. Neste caso, o coeficiente angular da correlação linear, em escala logaritmica, seria maior do que um, como podemos avaliar para o evento da Figura 1 do Nitta e Kosugi (1986). Na fase de crescimento desta explosão o fluxo em 17 GHz cresceu de duas ordens de grandeza como pode ser visto na Figura 1 deles enquanto que o endurecimento do espectro de fótons em raios X duros foi de $\gamma=2,9$ para $\gamma=2,4$. No caso da emissão em raios X duros ser por bremsstrahlung em alvo fino, o índice espectral da distribuição de energia dos elétrons seria

de $\delta=2,4$ e $1,9$ e no caso de alvo espesso de elétrons em precipitação este seria de $\delta=4,4$ e $3,9$, respectivamente. Assim, a derivada logaritmica do lado direito da Equação 2.9 pode ser avaliada resultando em:

$$\frac{d}{d\log(\delta)} \log(S_{\mu}(17\text{Hz})) = -29 \pm 9 \quad (2.10)$$

A partir do resultado encontrado na Equação 2.10 podemos estabelecer os ângulos de correlação para diversas razões de energias ϵ/ϵ^* como pode ser visto na Tabela 2.1.

θ	ϵ / ϵ^*
48	1/10
50	1/100
52	1/1000

Tabela 2.1 - Ângulo de correlação.

Devemos notar que esta análise não inclui nenhuma informação sobre a composição da emissão das partículas aprisionadas com a emissão das partículas em precipitação. Assim, os nossos cálculos exploratórios apenas informam que o ângulo de correlação pode ser diferente de 45° se a energia média dos elétrons emissores em raios X duros for diferente da energia média dos elétrons emissores em microondas. No caso da composição não ser verdadeira ou não modificar em muito esta análise, podemos estabelecer que a energia média dos elétrons emissores em raios X seja da ordem de 37 keV, isto é, a energia cinética média dos elétrons com uma distribuição de energia lei de potência e índice espectral $\delta=4$ (típico), como vimos na Figura 2.5. Como vimos, pela teoria, a emissão em raios X duros é proveniente de elétrons com, praticamente, a energia do fóton (Kosugi, Dennis e Kai, 1988), ou ainda, como determinado por Nitta e Kosugi (1986), a energia média dos elétrons é 1,4 à 1,8 vezes a energia média dos fótons emitidos. Neste caso podemos nos referir a um dos gráficos que relaciona o ângulo de correlação de raios X duros e a emissão em 17 GHz em função da energia do fóton em raios X, como podemos ver na Figura 2.6, para obtermos o ângulo de correlação para uma energia média de fótons igual à 37 keV. A partir da Figura 2.6 ou da Figura 2 de Nitta e Kosugi, o ângulo de correlação se encontra, tipicamente, entre 50° e 60° . Para estes ângulos de correlação, o resultado da derivada apresentada na Equação 2.9 determina que a razão das energias médias, de elétrons emissores em raios X duros para elétrons emissores em microondas, está certamente abaixo de 1/10.

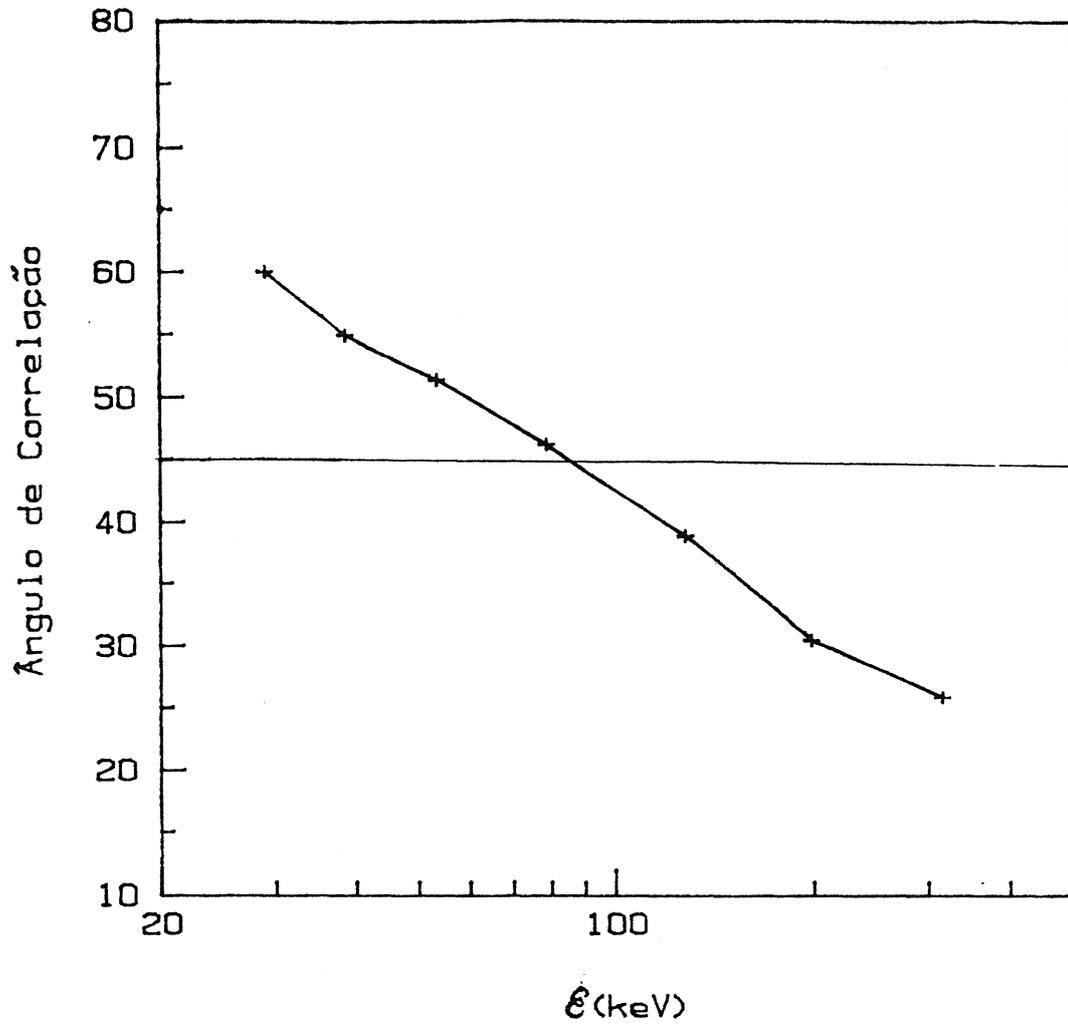


Fig. 2.6 - Ângulo de correlação versus energia do fóton.

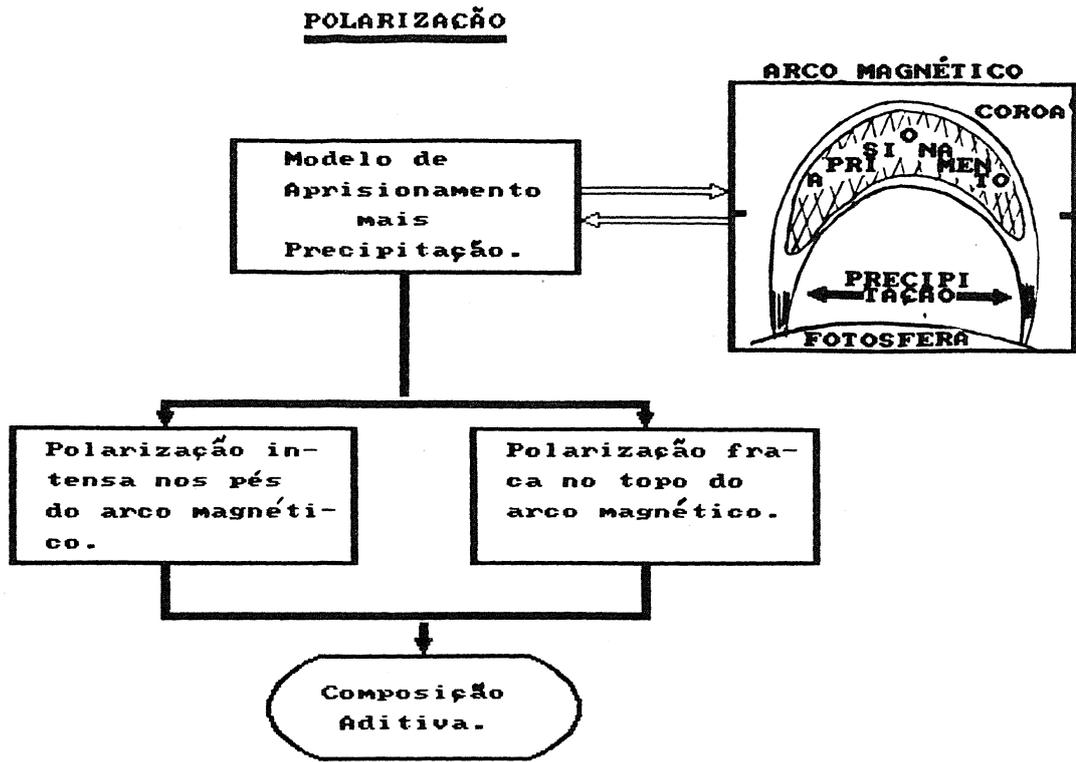
- Ângulo das correlações lineares entre o perfil temporal da explosão solar de 15 de outubro de 1981 em raios X duros em várias bandas de energia contra microondas em 17 GHz.

FONTE: Nitta e Kosugi (1986).

23 - POLARIZAÇÃO

De uma forma sucinta o Fluxograma 2.2 ilustra a melhor adequação das características da polarização circular observada com os modelos de aprisionamento mais precipitação.

A polarização de eventos solares em microondas tem sido estudada estatisticamente desde o 20.^o ciclo de atividades solares (p. ex.: Kaufmann et alii, 1968, Kosugi, 1985). O grau de polarização circular da emissão em microondas opticamente fina das explosões solares é, em geral, da ordem de 30% à 50%, como pode ser visto em Kaufmann et alii (1968) e Kosugi (1985), veja Figura 2.7. A polarização circular de eventos impulsivos chega à ser 100% e tem sido atribuída à emissão girosincrotrônica proveniente dos pés de arcos magnéticos assimétricos quanto à intensidade magnética das polaridades opostas do campo (Kundu e Vlahos, 1979). A polarização circular da radiação girosincrotrônica tem sido calculada para uma fonte de emissão com campo magnético não-isotrópico, supondo que o acoplamento entre modos seja desprezível e em propagação onde vale a aproximação quase-longitudinal por Klein (1984) como pode ser visto na Figura 2.8. Como podemos ver nesta figura, a emissão em microondas opticamente fina para um arco magnético situado no centro do sol, é invariante para toda a extensão da fonte e no entanto a polarização é bem mais intensa sobre os pés do arco magnético. Se levarmos em consideração a estatística apresentada na Figura 2.7 e a nossa hipótese de que a emissão em microondas é a composição da radiação proveniente das partículas em precipitação nos pés do arco magnético mais a radiação proveniente dos elétrons aprisionados no topo da fonte, então, os eventos mais intensos apresentam maior emissão do topo e os eventos menos intensos e mais impulsivos apresentam maior emissão dos pés.



Fluxo. 2.2 - Polarização circular em microondas.

- A figura ilustra um arco magnético com emissão não polarizada no topo e emissão polarizada nos pés.

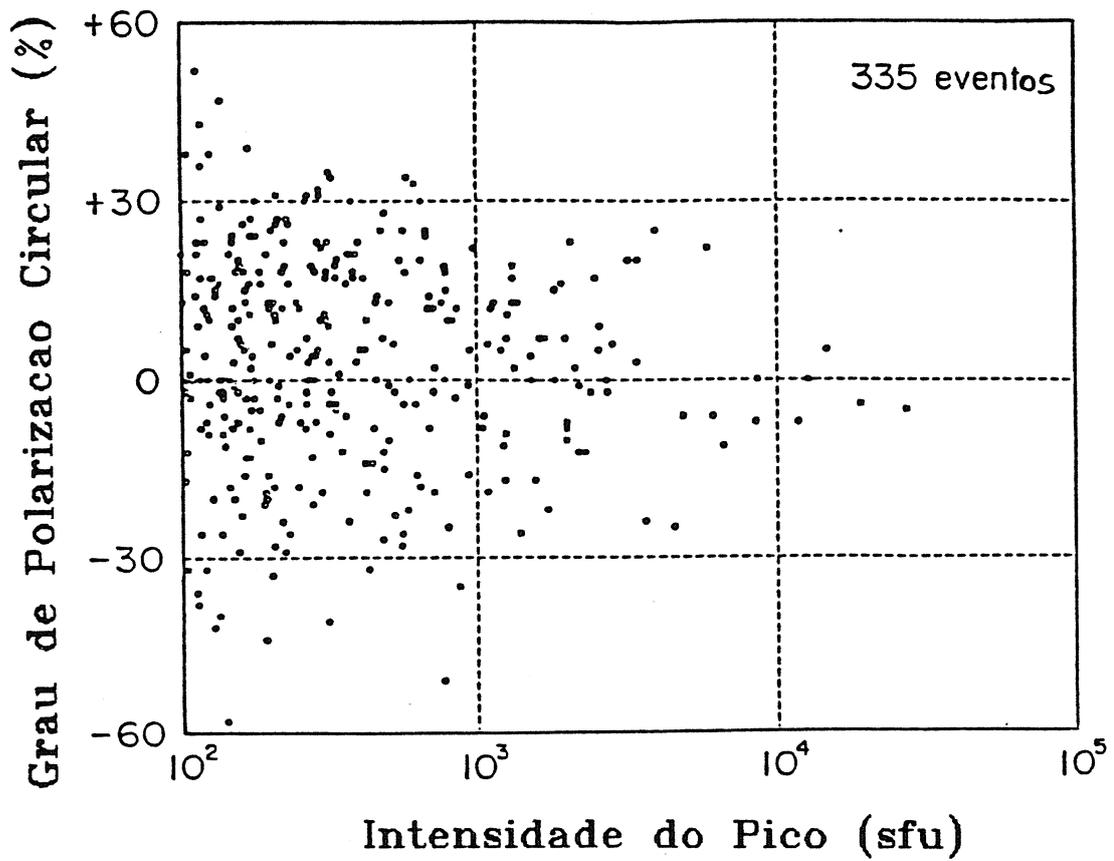


Fig. 2.7 - Grau de polarização circular versus intensidade de explosões solares.

FONTE: Kosugi (1985).

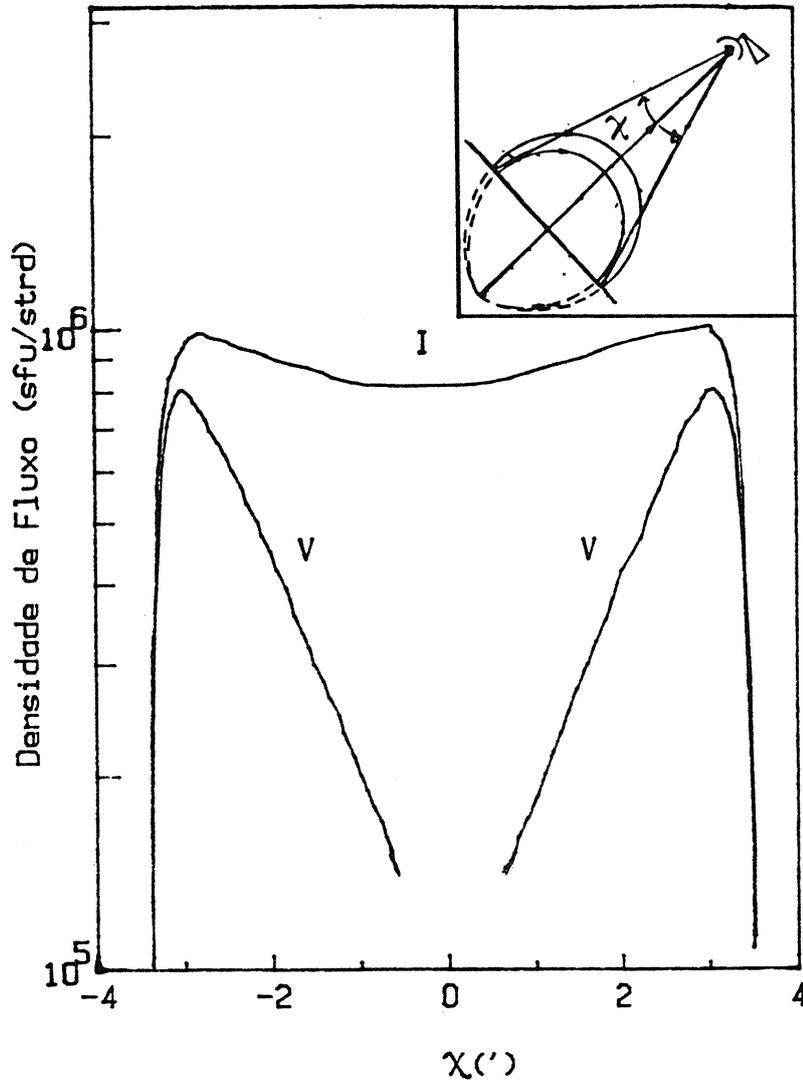


Fig. 2.8 - Parâmetros I e V de Stokes versus ângulo de varredura.

- Os parâmetros de Stokes foram calculados usando-se um modelo de fonte não-homogeneo, porém, a frequência de emissão nestes graficos é opticamente fina. O índice espectral de elétrons é $\phi=3$. No destaque vemos a definição ângulo de varredura, χ , denotado na abcissa, para um modelo bidimensional de arco magnético.

FONTE: Klein (1984).

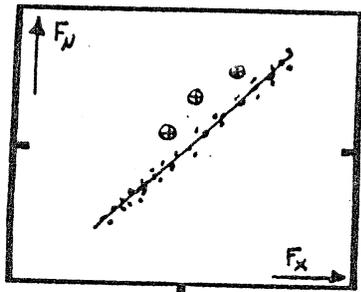
CAPITULO 3

ESPECTRO DE EMISSÃO EM MICROONDAS

Vamos explorar a possibilidade de um espectro de elétron com duas leis de potência, evidenciada em outras análises, ser compatível com o espectro de emissão em microondas como ilustramos no Fluxograma 3.1. O cálculo dos coeficientes de emissão e absorção girossincrotrônicos, que descrevemos em detalhes no Apêndice A, seguem um equacionamento bastante complexo, porém já foram algumas vezes explorados na literatura. Devemos a delimitação mais precisa dos parâmetros do plasma que controlam a emissão girossincrotrônica e a interpretação auto-consistente destes, à qualidade dos espectros de explosões solares exclusivos desta amostra que analisamos.

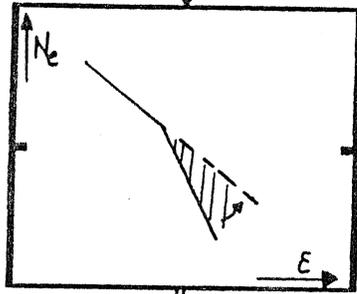
O espectro giromagnético de partículas em movimento no ambiente solar tem sido explorado desde Takakura (1960), naquela ocasião utilizando a teoria sincrotrônica de elétrons relativísticos. Posteriormente, foi apresentada uma solução numérica para a radiação girossincrotrônica, onde já se estabelecia a emissão de elétrons levemente relativísticos para explicar a emissão explosiva solar por Ramaty (1969). Uma revisão bastante completa foi apresentada recentemente por Klein (1984), o qual, explora o assunto para um plasma solar com campo magnético não-homogêneo. O espectro de emissão girossincrotrônico é caracterizado basicamente pelos índices espectrais opticamente espesso ($\alpha_{\tau} \gg 1$) e opticamente fino ($\alpha_{\tau} \ll 1$) e pela frequência de pico (ν_p) do espectro. Simbolicamente, o espectro de emissão tem a forma de um V invertido (Figura 3.1). Com menos importância nos estudos até agora, tem sido tratada a primeira estrutura harmônica que aparece no espectro na região de baixas frequências. O ambiente físico da emissão girossincrotrônica de explosões solares tem sido modelado, tipicamente, sob dois enfoques quanto a complexidade espacial da

NÚMERO E DISTRIBUIÇÃO DOS ELÉTRONS

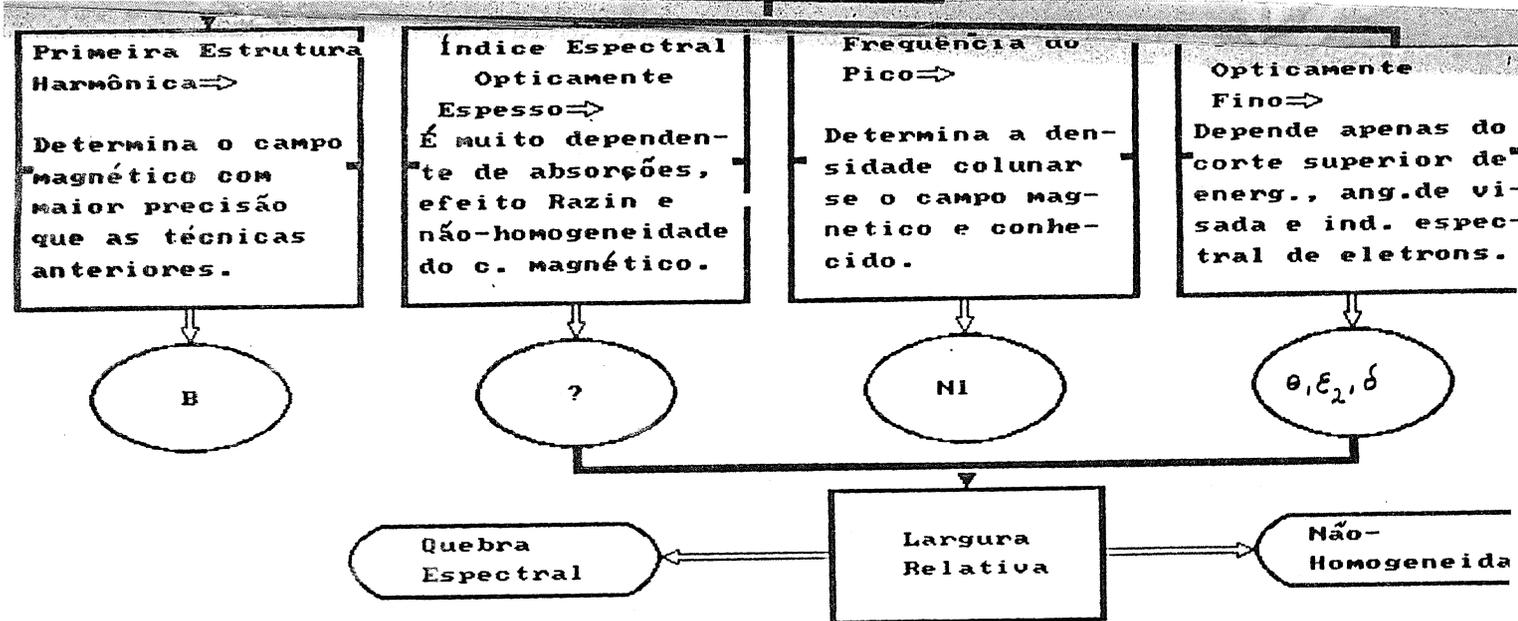
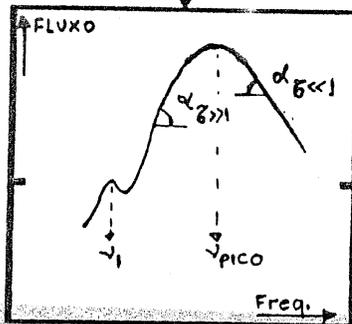


Número de elétrons inferido por Raios X duros maior que Número de elétrons inferido por microondas

Observações de Raios X duros com alta resolução espectral sugerem uma quebra na lei de potência em 100 keV. (Lin, 1974)



Quais as características do espectro de elétrons inferido por microondas ?



Fluxo. 3.1 - Número e distribuição dos elétrons.

- A ilustração no canto superior esquerdo mostra uma correlação de fluxos de pico de explosões solares entre microondas (F_μ) e raios X duros (F_X). As bolinhas maiores denotam os eventos estensos ricos em elétrons relativísticos. O gráfico de N_e vs ϵ mostra uma distribuição de elétrons com duas leis de potência evoluindo para uma. O espectro de emissão giro-sincrotrônica mostra a frequência da primeira

fonte. O modelo homogêneo que faz com que os parâmetros que influenciam a emissão sejam constantes espacialmente. No modelo não-homogêneo computa-se, tipicamente, as variações espaciais da densidade e campo magnético. Estes dois modelos de fonte apresentam algumas diferenças referentes ao espectro de emissão produzido. Por exemplo, estudando um modelo de fonte não-homogênea, Takakura e Scalise Jr (1970) e Takakura (1972) mostraram que a largura do espectro aumenta se comparado com o espectro de fonte homogênea devido basicamente ao abaixamento do índice espectral opticamente espesso. O resultado de Takakura e associados evidencia apenas a não-homogeneidade do campo magnético pois a densidade ambiente foi mantida baixa para que o índice de refração do meio pudesse ser considerado unitário (vácuo). A variação espacial da densidade é às vezes incluída quando se deseja a solução da equação de transferência radiativa no trajeto da radiação. Porém, a contribuição maior da densidade ambiente nos estudos da emissão girossincrotrônica solar é devida ao efeito Razin ou supressão do meio. Este efeito acontece devido à dependência do coeficiente de emissão girossincrotrônico no índice de refração do meio emissor. A radiação girossincrotrônica é mais eficientemente produzida em meios tênues (com índice de refração próximos à unidade). A combinação deste efeito e as absorções que a radiação pode sofrer no trajeto de propagação podem influenciar muito a região de baixas frequências do espectro (p.ex. Ramaty e Petrosian, 1972; Klein, 1984). Nós vamos evitar reescrever a história concluindo sobre o melhor modelo por exclusão das tentativas falhas. Propomos um modelo de fonte homogênea que mostra as características mais próximas da amostra de dados que vamos analisar e, quando possível, enfatizamos estas similaridades na sequência do nosso estudo. Assim, a região de emissão opticamente espessa (à esquerda do pico - Figura 3.1) é moldada pelos mecanismos de absorção que atuam no volume de plasma emissor. Nós incluímos em nossos cálculos apenas a auto-absorção girossincrotrônica devido aos altos índices espectrais opticamente espesso observados (veja também Holt e Ramaty, 1969). O efeito Razin poderia também ser incluído em nosso estudo no sentido de aumentar o índice espectral opticamente espesso. Porém, uma característica deste efeito é a de diminuir gradativamente mais, a emissão nos harmônicos mais baixos. Este efeito

tem como resultado o desaparecimento da primeira estrutura harmônica (p.ex. Klein, 1984), a qual caracteriza a amostra que pretendemos analisar e portanto não vamos considerá-lo. O espectro girossincrotrônico para as condições solares pode apresentar uma região de frequências baixas no regime de emissão opticamente espessa com estruturas harmônicas, como pode ser visto na Figura 3.1, resultantes da transição da emissão de linhas ciclotrônicas de elétrons de baixa energia com a emissão contínua de elétrons relativísticos. O lado de altas frequências (emissão opticamente fina acima do pico do espectro - Figura 3.1) pode apresentar, em função dos parâmetros envolvidos, uma quebra da emissão resultante de um corte superior na distribuição de energia de elétrons não-térmicos ou ainda devido à mudança do índice espectral da distribuição propriamente dita (Holt e Ramaty, 1969). O espectro de explosões solares no contínuo de rádio conhecido como explosões do tipo-IV em microondas (ou explosões em microondas), também tem sido objeto de estudos estatísticos desde Guidice e Castelli (1975), porém, com baixas sensibilidade, resolução espectral e temporal. Uma estatística mais recente apresenta uma evolução considerável destas medidas com altas resoluções, temporal e espectral, e alta sensibilidade dos espectros medidos (Stahli, Gary e Hurford, 1989, 1990).

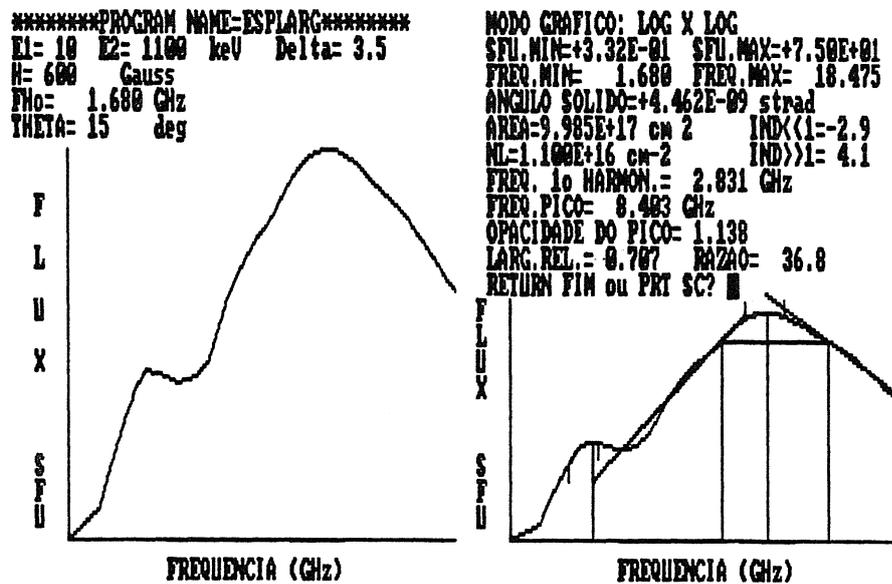


Fig. 3.1 - Espectro girossincrotrônico teórico para fonte não homogênea.

- "Print Out" do programa de computador utilizado para o cálculo da emissividade e absorção girossincrotrônica neste trabalho.

3.1 - INDICES ESPECTRAIS OBSERVADOS

Certamente, os resultados apresentados em Stahli, Gary e Hurford (1989, 1990) se constituem na melhor representação das características gerais dos espectros das explosões solares em microondas, as quais reproduzimos na Tabela 3.1

A intensidade do campo magnético altera a frequência do pico do espectro e pode alterar a largura, como vamos detalhar nas seções seguintes. Porém, a partir destas observações os autores comentam ainda que a maioria dos espectros apresentam estruturas complexas, isto é - evidências de múltiplas regiões magnéticas emitindo, devido à presença mais constante de múltiplos picos no espectro de emissão. Algumas estruturas espectrais que sugerem emissão harmônica na região de baixas frequências foram classificadas como espectro de múltiplas fontes na primeira análise deles (Gary 1988). Stahli, Gary e Hurford (1990) analisaram uma sub-amostra do primeiro resultado admitindo a possibilidade de uma fonte homogênea estar emitindo com a presença da primeira estrutura harmônica no espectro. Por exemplo, o espectro apresentado por Stahli, Gary e Hurford (1989) para o evento de 18 de julho de 1981 (ver Figura 3.2) é bem reproduzido pelo espectro teórico de uma fonte com campo magnético homogêneo que nós apresentamos na Figura 3.1.

Evidentemente, foram apresentadas observações de espectros por Stahli, Gary e Hurford (1989) que sugerem fortemente a emissão de regiões imersas em campos magnéticos diferentes. No entanto, é marcante constatar, em outros casos, que a apresentação de certos espectros não deixam dúvidas quanto à emissão de fontes com campos magnéticos homogêneos. Ressaltamos que, no sentido de melhor dirigir as nossas discussões a seguir, podemos definir dois tipos de não-homogeneidade do campo magnético, se é que esta é importante no contexto da física das explosões solares. Uma delas, que podemos chamar de não-homogeneidade discreta, evidencia um salto na intensidade do campo magnético dentro da região emissora (p.ex. Klein, Trotter e Magun, 1986). A outra, a não-homogeneidade contínua, talvez

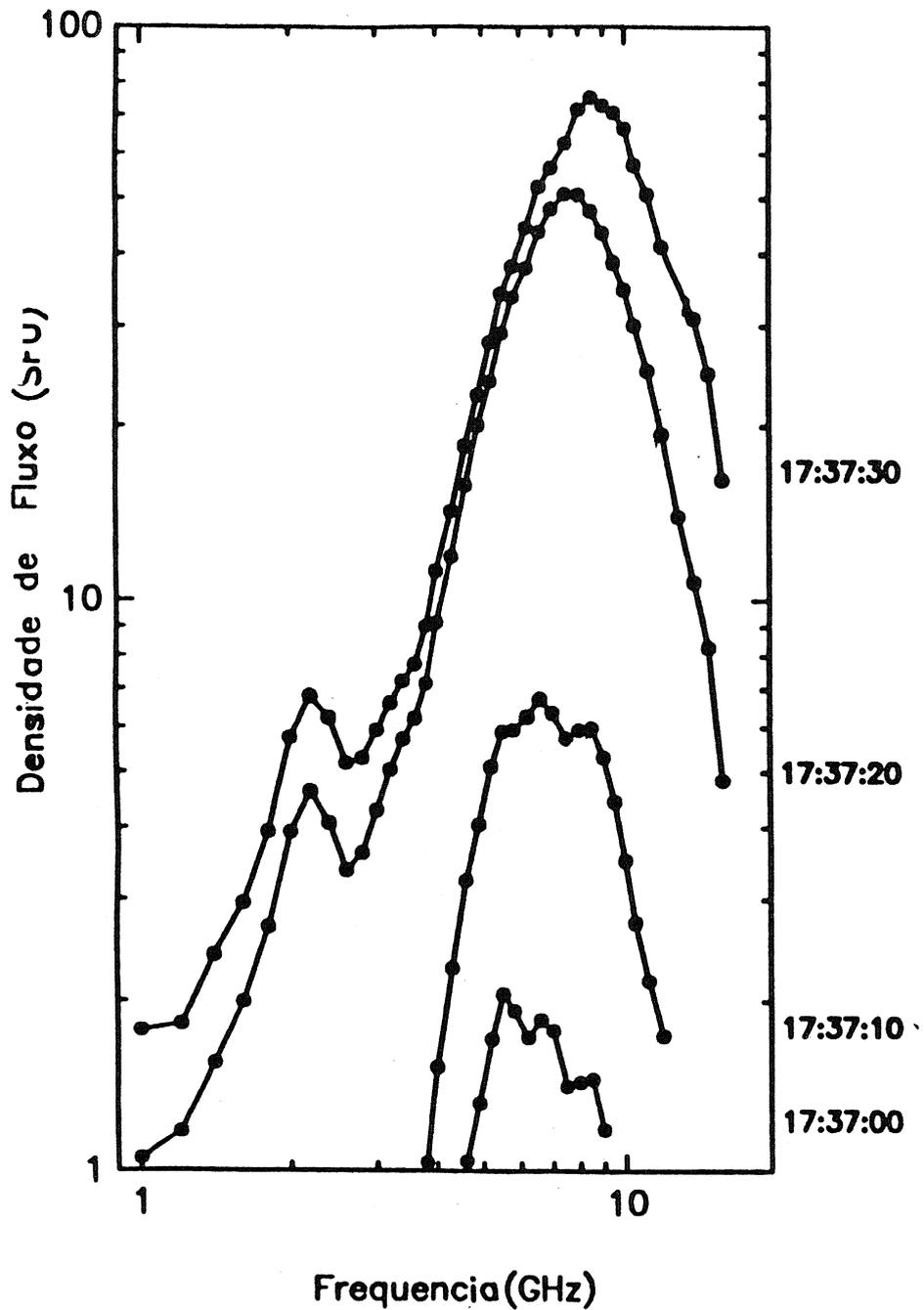


Fig. 3.2 - Espectro de emissão microondas da explosão de 18 de julho de 1981.

- Espectro obtido pelo Observatório do Owens Valley com 40 frequências de 1 à 18 GHz e resolução temporal de 50 ms.

FONTE: Stahli, Gary e Hirford (1988).

mais importante, se apresenta como uma variação gradual do campo magnético alterando algumas características do espectro tal como a largura do mesmo (p. ex.: Takakura e Scalise, 1970 e Klein 1984). Esta segunda não-homogeneidade, é menos provável nos casos de espectros que apresentem evidências claras de estruturas harmônicas na região de baixa frequência. A integração dos fluxos emitidos nas regiões com campos magnéticos diferentes alisa completamente estas estruturas devido à dependência da frequência destas com o campo magnético (p.ex. Klein, 1984).

A reprodução das características individuais dos espectros observados usando-se um modelo de fonte homogênea pôde ser obtida com parâmetros típicos para o plasma solar, nos nossos cálculos exploratórios. Porém, a auto-consistência destes parâmetros em conjunto, quando aplicados à teoria em nosso modelo de fonte homogênea, não pôde ser obtida, o que sugere que pode existir uma pequena não-homogeneidade contínua (como vamos examinar mais adiante) ou ainda um outro fator que deixaremos para discutir mais à frente neste capítulo. Um parâmetro que muito pouco pode ser afetado pela não-homogeneidade ou qualquer absorção presente é certamente o índice espectral da emissão opticamente fina. O limite superior de energia dos elétrons ou uma eventual quebra no comportamento espectral da distribuição (p.ex. duas leis de potência) poderia afetar o índice espectral opticamente fino. Porém, a determinação deste índice pelas observações do Rádio Observatório do Itapetinga, entre 22 GHz e 44 GHz, sugere uma mudança no índice espectral com relação ao medido por Stahli, Gary e Hurford (1989, 1990) como podemos ver na Figura 3.3. Aparentemente, dentro das limitações das medidas do índice espectral opticamente fino, encontramos uma pequena variação entre a região de baixas frequências (~8-18 GHz) e a de altas frequências (22-44 GHz).

Usando uma distribuição de energia dos elétrons do tipo lei de potência singular com corte inferior de energia em 10 keV e corte superior variável entre 700 e 10000 keV determinamos o índice espectral opticamente fino para vários índices de potência da distribuição eletrônica e ângulos de visada. A reprodução do índice

$\alpha_T \ll 1$	2.9 \pm .3
$\alpha_T \gg 1$	3.0 \pm .3
ν_D	8.4 \pm .5
L_T	.85 \pm .5

Tabela 31 - Parâmetros característicos de explosões microondas.

- Índices espectrais opticamente fino e espesso, α , frequência de pico do espectro em microondas, ν_D , em GHz, largura à meia potência do espectro relativa à frequência de pico do mesmo.

espectral em microondas opticamente fino observado, acontece entre $3 \leq \delta \leq 5$, para todos os ângulos de visada, como pode ser visto na Figura 3.4. Seria mais interessante se pudessemos conhecer para esta amostra o índice espectral típico dos elétrons para ser comparado ao índice típico ($\delta=4.5$), inferido por um modelo de emissão 'bremsstrahlung' em raios X duros por colisão de elétrons em alvo espesso (Kosugi, Dennis e Kai, 1988). Teria a extremidade de mais baixa energia do espectro de elétrons (responsáveis pela emissão em raios X duros até algumas centenas de keV) o mesmo índice espectral da extremidade de mais alta energia (elétrons emissores em microondas)? O índice espectral opticamente fino é dependente do corte superior de energia, índice espectral dos elétrons e ângulo de visada. Assim, para reproduzir o índice espectral opticamente fino observado, estabelecemos uma relação entre este, o índice espectral da distribuição de elétrons e o corte superior de energia para vários ângulos de visada (veja Figura 3.5). Para manter o número de pontos que o Owens Valley teve na determinação do índice espectral opticamente fino, pelo método dos mínimos quadrados, nós procuramos fixar o pico do espectro em 8.4 GHz e o limite superior do mesmo em 18 GHz. Os resultados são apresentados na Tabela 3.2. As densidades colunares de emissão, Nl (N é a densidade de elétrons emissores e l é a profundidade da fonte) - Figura 3.6, são extremamente dependentes da frequência de pico do espectro como veremos a seguir. Os resultados apresentados nas Figuras 3.5 e 3.6 foram obtidos fazendo-se $B=600$ Gauss, $15^\circ \leq \theta \leq 45^\circ$. O corte superior, ϵ_2 , e o índice espectral dos elétrons, δ , foram ajustados de tal forma à se obter um índice espectral opticamente fino, $\alpha_{\tau \ll 1}$, igual ao observado ($\alpha_{\tau \ll 1}=2.9$). O campo magnético apenas define a região de harmônicos da girofrequência em que o ajuste da lei de potência, que determina o índice espectral opticamente fino, foi feito. Nós usamos $B=600$ Gauss como valor típico para esta amostra, inferido através da frequência da primeira estrutura harmônica, como veremos a seguir. Nós encontramos uma relação empírica entre o corte superior, ϵ_2 , e o índice δ do tipo:

$$\epsilon_2 = \frac{K_1}{(\delta_0 - \delta)K_2} + K_3 \quad (3.1)$$

e entre a densidade colunar de emissão (N1) e δ :

$$N1 = K_4 10^{K_5 \delta} \quad (3.2)$$

onde os valores das constantes do ajuste são dados na Tabela 3.3.

A intensidade do campo magnético de B=600 Gauss, inferida a partir da primeira estrutura harmônica na Seção 3.2, é bastante precisa. Porém, os valores possíveis de N1 que vemos na Figura 3.6 oscilam dentro de um grande intervalo de possibilidades. Para uma pequena não-homogeneidade do campo magnético, que temos discutido em função de preservar as estruturas harmônicas, não devemos esperar que a profundidade da fonte emissora seja extremada. A razão disto é que para um campo magnético dipolar típico para esta situação (ver Kundu e Vlahos, 1979), $1 > 10^8$ cm provoca uma variação em B muito maior do que um fator 2, o que não é o esperado. Por outro lado, a densidade de elétrons emissores inferidos em observações em raios X duros é tipicamente 10^8 elétrons cm^{-3} . Pela Figura 3.6, nós temos que enfatizar que as densidades colunares mais aceitáveis acontecem para os índices espectrais, δ , menores em qualquer ângulo de visada. Vamos voltar à esta discussão sobre as densidades colunares de emissão na próxima seção.

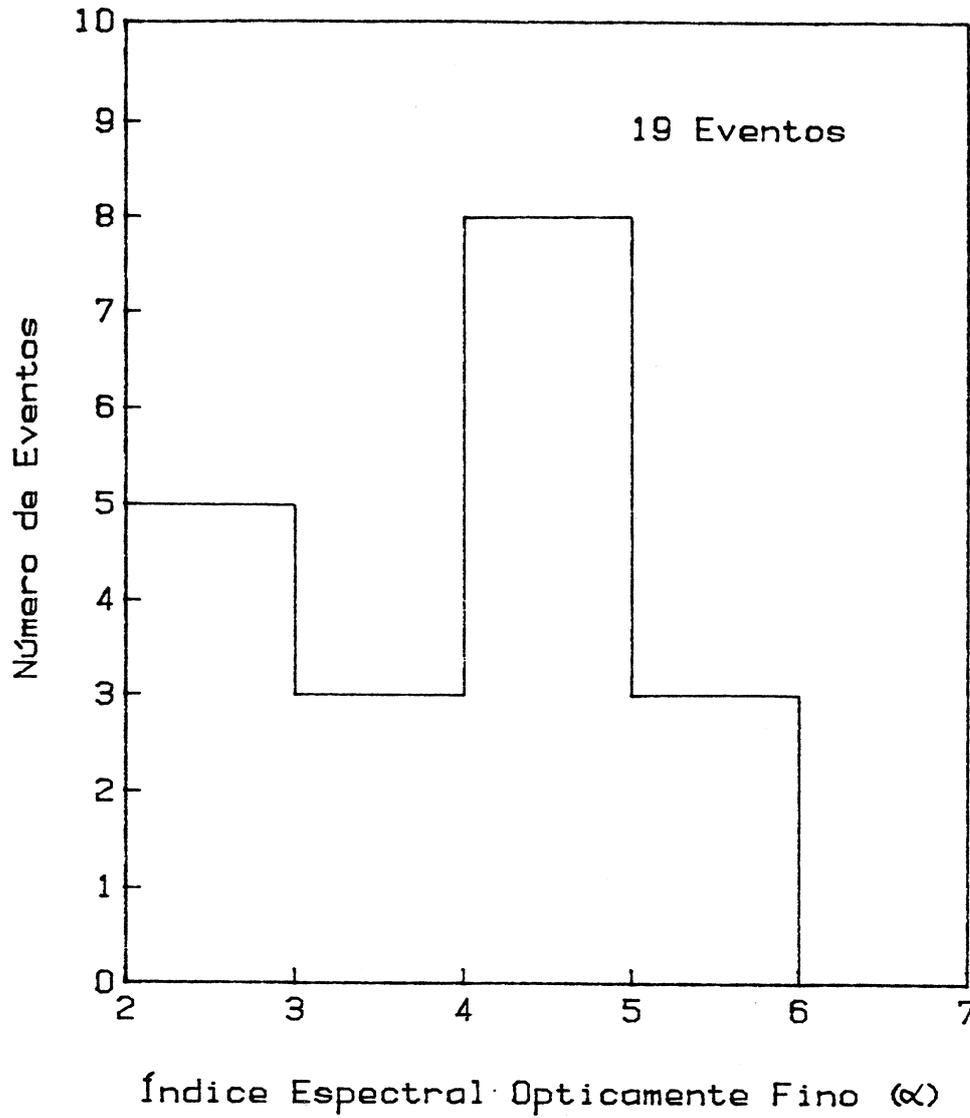


Fig. 3.3 - Distribuição de índices espectrais obtidos entre 22 e 44 GHz pelo Observatório do Itapetinga.

- O valor médio do índice espectral opticamente fino para esta distribuição foi $\alpha=4,2 \pm 0,6$.

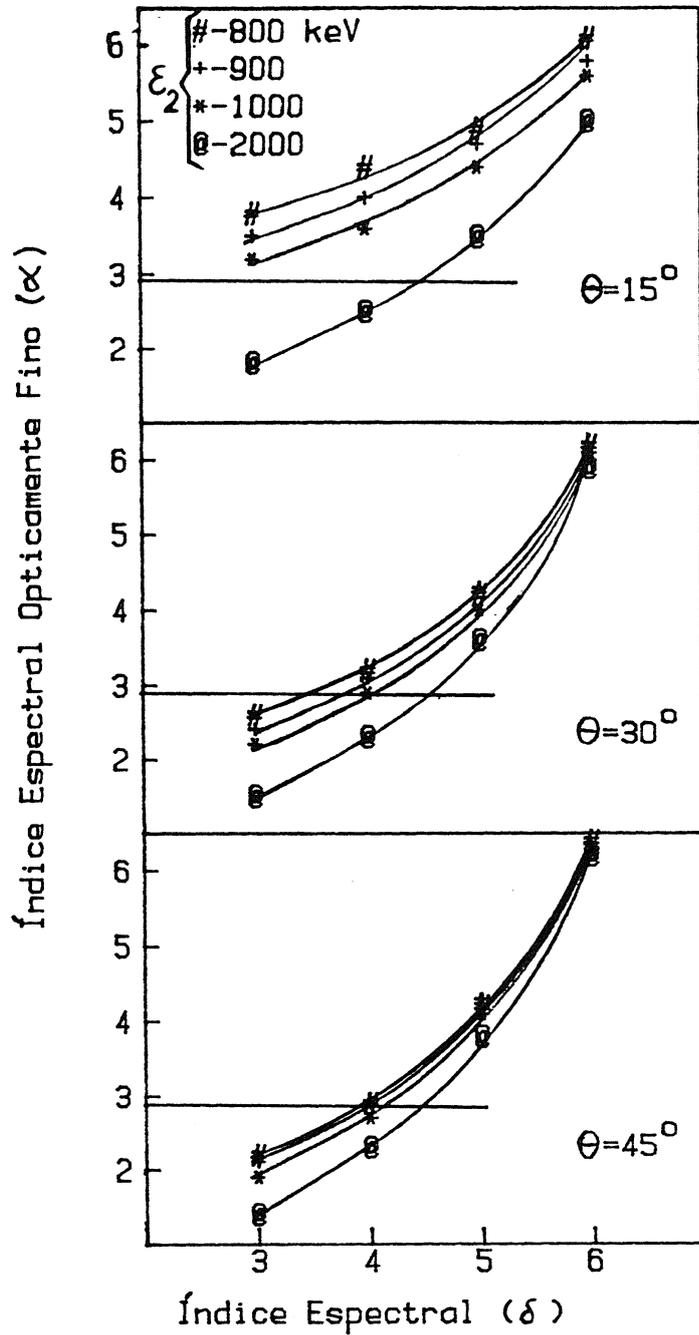


Fig. 3.4 - Índice espectral opticamente fino, α , versus o índice espectral de elétrons, δ .

- O valor assinalado $\alpha=2,9$ corresponde à medida obtida na estatística dos dados do Owens Valley (Stahli, Gary e Hürford, 1990).

ϕ	$\theta=15^\circ$		$\theta=30^\circ$		$\theta=45^\circ$	
	ϵ_2	N1	ϵ_2	N1	ϵ_2	N1
3.0	1000	2.6×10^{15}	700	1.4×10^{15}	550	8.6×10^{14}
3.5	1100	1.1×10^{16}	770	4.4×10^{15}	600	2.3×10^{15}
4.0	1250	4.8×10^{16}	930	1.3×10^{16}	780	6.2×10^{15}
4.5	1550	2.0×10^{17}	1500	3.8×10^{16}	2000	1.6×10^{16}
5.0	2700	6.5×10^{17}	-	-	-	-

Tabela 32 - Parâmetros característicos do plasma emissor.

- Parâmetros obtidos de espectros girossincrotrônicos cuja frequência de pico é 8,4 GHz. O corte superior de energia ϵ_2 é dado em keV e a densidade colunar de emissão N1 está em cm^{-2} .

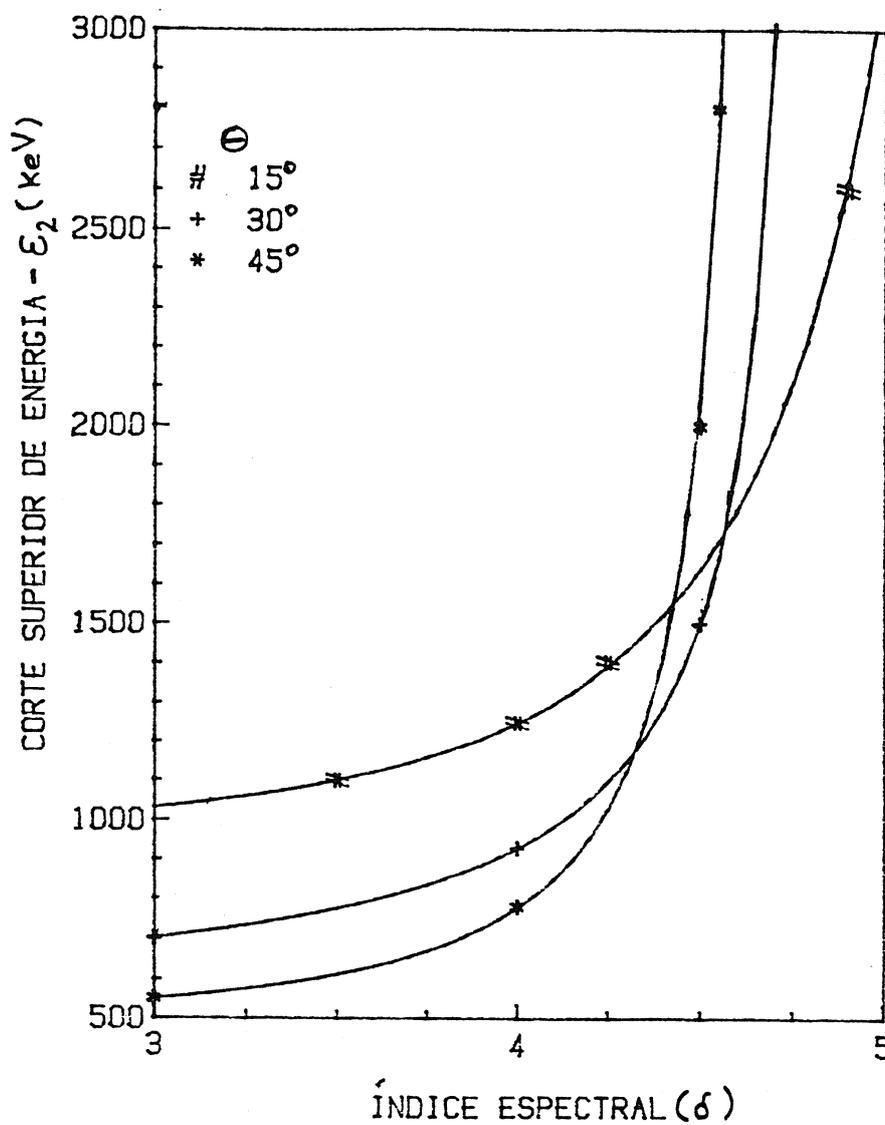


Fig. 3.5 - Corte superior de energia, ϵ_2 , versus índice espectral de elétrons.

- Limite superior de energia, ϵ_2 , da distribuição de elétrons em função do índice espectral de elétrons usados para mimetizar o índice espectral microondas, opticamente fino, observado $\alpha=2,9$.

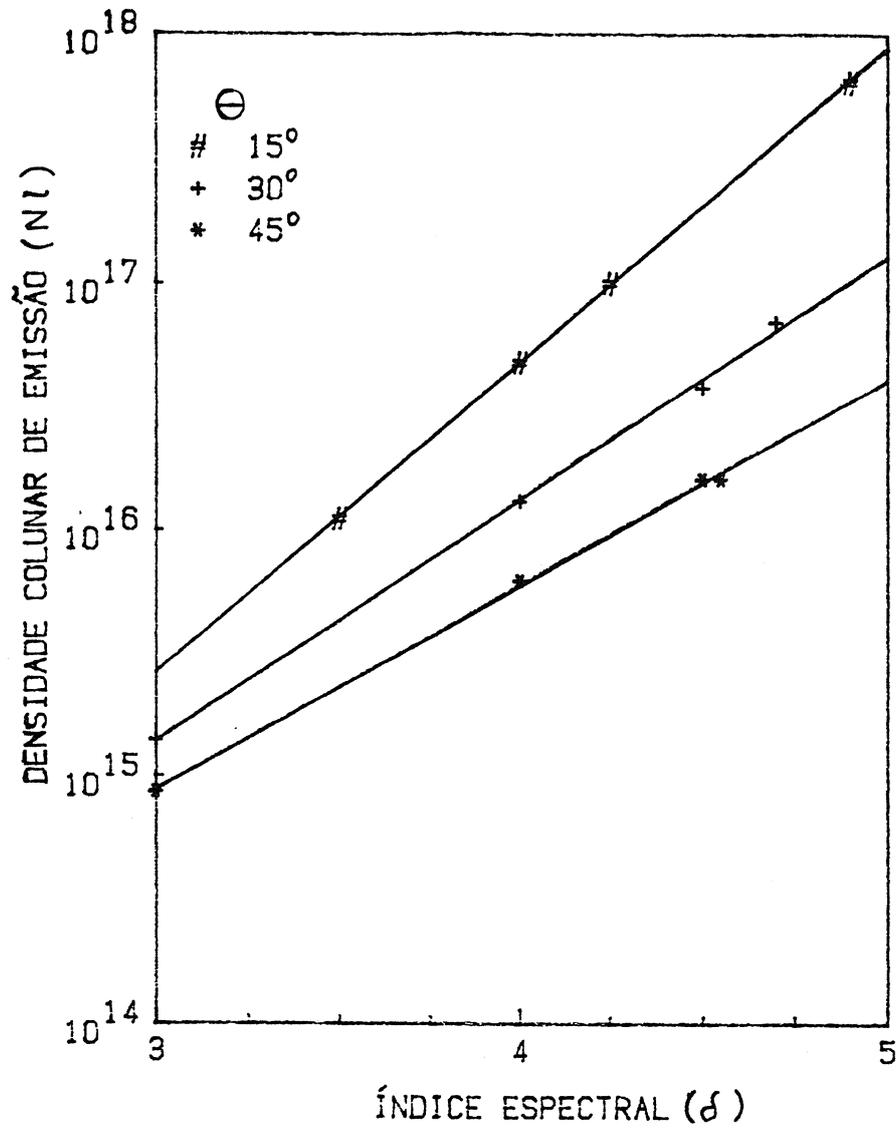


Fig. 3.6 - Densidade colunar de emissão, N_l , versus índice espectral de elétrons, δ .

- Densidades colunares correspondentes aos cálculos da Figura 3.5 para manter o pico do espectro em 8,4 GHz.

	$\theta=15^\circ$	$\theta=30^\circ$	$\theta=45^\circ$
K_1	1932.12	400.69	216.91
K_2	925	450	438.31
K_3	2.68	0.80	1.25
δ_0	5.95	4.80	4.70
K_4	4.37×10^{11}	1.55×10^{12}	2.80×10^{12}
K_5	1.260	0.983	0.832

Tabela 3.3 - Constantes do ajuste das Equações 3.1 e 3.2.

- K_1 e K_3 estão em keV, K_4 em cm^{-2} .

32 - PRIMEIRA ESTRUTURA HARMÔNICA

O aparecimento da primeira estrutura harmônica nos espectros observados por Stahli, Gary e Hurford (1990), tem três consequências importantes na modelagem da fonte girossincrotrônica. A primeira é a de que o efeito Razin nos casos de espectros que apresentem esta estrutura é desprezável. A segunda consequência é a de que a presença da mesma, limita a não-homogeneidade contínua do campo magnético a valores bem baixos (p.ex. Klein, 1984). O terceiro aspecto é o de que a frequência desta estrutura depende do campo magnético da região emissora. Diferente da frequência de pico do espectro que apresenta, entre outras, dependências fortes também na densidade colunar emissora, N_l , a frequência da primeira estrutura harmônica determina com razoável precisão a intensidade do campo magnético como veremos a seguir. O histograma da distribuição da frequência desta estrutura foi apresentado Stahli, Gary e Hurford (1990). Nós avaliamos a frequência da primeira estrutura harmônica (ν_1) para $3 \leq \delta \leq 5$ em função de (θ) e (ϵ_2) . O resultado apresentado na Tabela 3.4 mostra que a frequência ν_1 é em geral $1,5 \pm 0,1$ vezes a girofrequência do elétron em todos os casos e foi invariante com δ . Nós eliminamos ângulos de visada maiores ou iguais a 60° porque os espectros nestes ângulos mostram um número muito grande de estruturas harmônicas importantes que seriam confundidas com espectros de fontes complexas e certamente não estão presentes na nossa amostra. Por outro lado, para o ângulo de visada de 15° , a estrutura harmônica está ausente nos espectros com $\epsilon_2 = 10$ MeV e é pouco perceptível para $\delta = 3$.

A intensidade do campo magnético para $\nu_1 = 1,5\nu_g$, a partir do valor mais provável de ν_1 dado na Tabela 3.1, foi de $B = 600$ Gauss, como já utilizamos anteriormente. Apesar da pequena amostra de eventos analisados em Stahli, Gary e Hurford (1990), esta é única e pode se constituir numa primeira exploração sobre a distribuição dos campos magnéticos em explosões solares através da relação entre ν_1 e ν_g que apresentamos. O resultado é

$\epsilon_2 \backslash \theta$	15°	30°	45°
800	1.6	1.5	1.4
900	1.6	1.5	1.4
1000	1.6	1.5	1.4
2000	1.6	1.5	1.4
10000	-	1.6	1.4 .

Tabela 3.4 - Frequência da primeira estrutura harmônica em unidades da girofrequência do elétron.

- ϵ_2 está em keV.

apresentado na Figura 3.7 e distribui os campos magnéticos entre 400 e 800 Gauss.

A amplitude relativa das estruturas harmônicas no espectro, para uma distribuição isotrópica dos ângulos de passo, depende basicamente da razão entre o número de elétrons acima e abaixo da energia média de repouso destas partículas. Os elétrons relativísticos tem um espectro de emissão contínua, sincrotrônico, completamente sem estruturas harmônicas, enquanto que a emissão ciclotrônica dos elétrons não relativísticos se dá nos primeiros harmônicos da girofrequência do elétron. Um fator que pode ressaltar mais ou menos a presença das estruturas é o ângulo de visada. A emissão dos elétrons relativísticos é mais intensa na direção do movimento. Mesmo uma distribuição de ângulos de passo isotrópica, que tem o seu cosseno médio dirigido à 50° em relação ao campo magnético, faz com que a razão da emissão dos elétrons não relativísticos (emissão isotrópica) para os relativísticos mude com o ângulo em relação à direção do campo magnético que a radiação é observada.

No caso em que o efeito Razin e a não-homogeneidade do campo magnético são suficientemente pequenos de forma a não alterar a primeira estrutura harmônica, a amplitude desta pode ser explorada na análise do corte superior de energia, índice espectral e ângulo de visada.

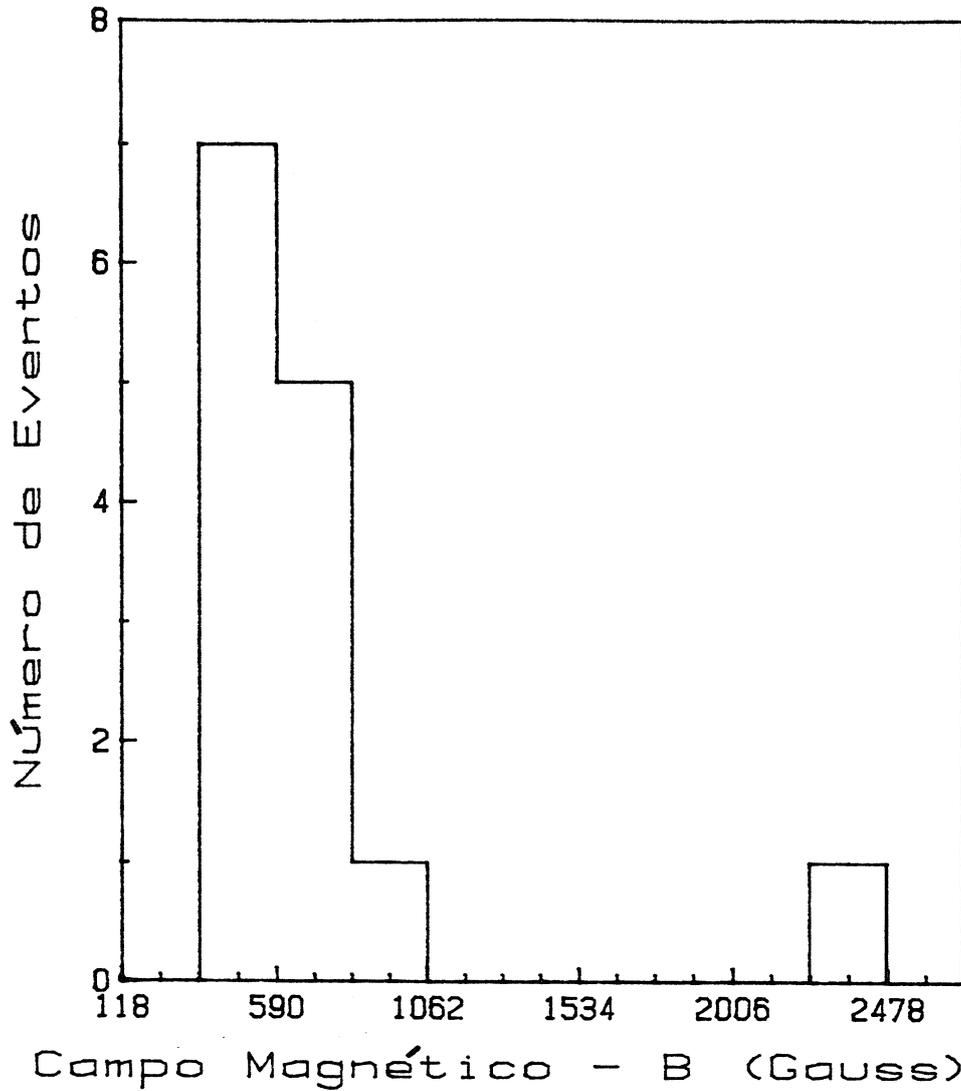


Fig. 3.7 - Distribuição de campos magnéticos em explosões solares.

- Distribuição inferida a partir da distribuição de frequências da primeira estrutura harmônica dada em Stahli, Gary e Hirford (1990).

3.3 - FREQUÊNCIA DO PICO DO ESPECTRO

A frequência do máximo de emissão do espectro girosincrotrônico é conhecidamente um fator determinante do campo magnético. Porém, o desconhecimento de alguns outros parâmetros do plasma emissor não permite a determinação independente da intensidade do campo magnético durante explosões solares. Dulk (1985) apresentou relações simplificadas entre a frequência de pico do espectro e parâmetros do plasma de uma fonte com campo magnético homogêneo de um plasma acolisional, com índice de refração unitário (formalismo de vácuo) e elétrons emissores levemente relativísticos distribuídos isotropicamente em ângulos de passo. Estas relações simplificadas têm sido muito utilizadas na literatura, porém, elas são uma aproximação válida para frequências que correspondam a um número harmônico da girofrequência entre 10 e 100. Devemos ressaltar que o pico do espectro em microondas é tipicamente 8 GHz, como vimos na Tabela 31, e portanto a intensidade do campo magnético deve ser menor que 280 Gauss para que o pico espectral esteja acima do décimo harmônico da girofrequência do elétron. Isto torna impraticável a aplicação destas relações simplificadas na maioria das análises de eventos solares (veja Kai, Kosugi e Nitta, 1985; Nitta e Kosugi, 1986 e Kosugi, Dennis e Kai, 1988).

Nós vamos desprezar a possibilidade da emissão em microondas das partículas aprisionadas ser térmica, basicamente porque a emissão térmica opticamente fina exige um índice espectral muito elevado, da ordem de 8 de acordo com Dulk (1985), o que não foi tipicamente observado em Stahli, Gary e Hurford (1989, 1990) e na nossa Figura 3.3.

Por outro lado o corte superior de energia da distribuição das partículas emisoras tem sido à muito arbitrado em energias altas, da ordem de 10 MeV, e existem muitas sugestões de corte no espectro ou mesmo de quebra (mudança) em sua inclinação,

diminuindo o número de elétrons em altas energias (veja Forman, Ramaty e Zweibel, 1986). Porém, especificamente para a frequência de pico do espectro, o corte superior de energia não influencia as determinações da mesma, com exceção de cortes extremamente baixos. Nós apresentamos nossos cálculos a seguir onde o corte superior de energia foi arbitrado em $\epsilon_2=2$ MeV. Assim, nós utilizamos um programa numérico para uma solução similar às condições de plasma usadas em Dulk (1985) para o caso não térmico, porém, a validade desta solução foi estendida à números harmônicos menores do que 10. O resultado é apresentado em forma tabular a partir de uma expressão simplificada, a saber:

$$\nu_p = C B^a Nl^b \quad (3.3)$$

onde ν_p é a frequência de pico do espectro, B é a intensidade do campo magnético, Nl é o produto da densidade de elétrons emissores (N) pela profundidade da fonte (l), respectivamente. As constantes C, a e b são determinadas por um ajuste de mínimos quadrados da Equação 3.3 nos cálculos obtidos pelo nosso código numérico, dispostos na Tabela 3.5. Estes ajustes foram feitos para a região de harmônicos da girofrequência entre 3 e 15 de campos magnéticos de 200 à 800 Gauss e Nl de 10^{15} à 10^{18} cm^{-2} .

Os ajustes apresentaram erros menores que 5% na frequência de pico e se mostraram bastante compatíveis com os resultados calculados com as expressões encontradas por Dulk (1985) na região de validade dos cálculos dele.

Um resultado que podemos obter da relação apresentada na Equação 3.1 é a determinação do intervalo de densidades colunares, N_1 , que reproduzem uma frequência de pico do espectro em 8,4 GHz. Usando o resultado que obtivemos na seção 3.2 de que $400 \leq B \leq 800$ Gauss, nós encontramos $1 \times 10^{14} \leq N_1 \leq 1 \times 10^{19}$ como pode ser visto na Tabela 3.6.

O intervalo extenso de possibilidades de N_1 é devido à pequena dependência que ν_p tem em N_1 .

δ	θ=150					θ=300					θ=450					
	3	4	5	3	4	5	3	4	5	3	4	5	3	4	5	
c	0.416	0.830	2.099	0.582	1.375	2.733	0.482	1.708	3.581	0.182	0.842	0.872	0.205	0.150	0.118	·
a	0.822	0.836	0.892	0.779	0.827	0.874	0.803	0.842	0.872	0.803	0.842	0.872	0.803	0.842	0.872	·
b	0.199	0.162	0.119	0.202	0.155	0.120	0.205	0.150	0.118	0.205	0.150	0.118	0.205	0.150	0.118	·

Tabela 35 - Constantes do ajuste da Equação 3.3.

- As constantes C, a e b determinam V_p em GHz na Equação 3.3.

θ	δ=3			δ=4			δ=5		
	15°	30°	45°	15°	30°	45°	15°	30°	45°
B									
400	5.8×10^{15}	3.2×10^{15}	2.4×10^{15}	2.9×10^{17}	9.9×10^{16}	4.7×10^{16}	1.5×10^{19}	2.8×10^{18}	6.4×10^{17}
500	2.3×10^{15}	1.4×10^{15}	9.9×10^{14}	9.3×10^{16}	3.0×10^{16}	1.3×10^{16}	2.8×10^{18}	5.5×10^{17}	1.2×10^{17}
600	1.1×10^{15}	6.7×10^{14}	4.8×10^{14}	3.6×10^{16}	1.1×10^{16}	4.8×10^{15}	7.1×10^{17}	1.5×10^{17}	3.2×10^{16}
700	5.7×10^{14}	3.7×10^{14}	2.6×10^{14}	1.6×10^{16}	5.0×10^{15}	2.0×10^{15}	2.2×10^{17}	4.7×10^{16}	1.0×10^{16}
800	3.3×10^{14}	2.2×10^{14}	1.6×10^{14}	8.2×10^{15}	2.4×10^{15}	9.6×10^{14}	8.2×10^{16}	1.8×10^{16}	3.8×10^{15}

Tabela 36 - Densidade colunar de emissão (cm^{-2}).

- O campo B está em G.

34 - LARGURA DO ESPECTRO GIROSSINCROTRONICO

A largura do espectro em microondas medida na estatística de Stahli, Gary e Hurford (1989) foi de 85% da frequência de pico do espectro, como vimos na Tabela 3.1. A determinação desta largura à meia potência foi feita através do ajuste da solução da equação de transferência radiativa para um meio homogêneo, à saber:

$$S_{\nu} = S_0 \left(\frac{\nu}{\nu_g} \right)^{e_1} (1 - e^{-k (\nu/\nu_g)^{e_2}}) \quad (3.4)$$

onde S_0 , k , e_1 e e_2 ($\alpha_{\tau} \gg 1 = e_1$ e $\alpha_{\tau} \ll 1 = e_2 - e_1$) são constantes à se determinar. Esta solução resulta em uma lei de potência para a emissão opticamente espessa dada para a região de frequências onde a opacidade optica ($\tau_{\nu} = k \times (\nu/\nu_g)^{-e_2}$) é maior que a unidade e uma outra lei de potência para a emissão opticamente fina ($\tau_{\nu} < 1$). Na verdade, estes limites são soluções assintóticas da Equação 3.4 para $\tau_{\nu} \gg 1$, à saber:

$$S_{\tau \gg 1} = S_0 \left(\frac{\nu}{\nu_g} \right)^{e_1} \quad (3.5)$$

e para $\tau_{\nu} \ll 1$, a equação:

$$S_{\tau \ll 1} = S_0 k \left(\frac{\nu}{\nu_g} \right)^{e_1 - e_2} \quad (3.6)$$

respectivamente. Uma vez que a não-homogeneidade contínua do campo em cada componente espectral ajustada pela Equação 3.4 por Stahli, Gary e Hurford (1989), não parece ser muito importante devido à presença de estruturas harmônicas e pelo alto índice espectral da região opticamente espessa (veja Tabela 3.1), podemos vincular a largura relativa aos índices espectrais através da Equação 3.4 para explorarmos os resultados obtidos.

Nós determinamos ajustes de leis de potência no coeficiente de absorção girossincrotrônico para toda a gama de parâmetros utilizados na determinação da frequência de pico na seção 3.3. O que podemos ressaltar é que os ajustes são muito bons para harmônicos que certamente já estão acima da frequência de pico dos espectros de explosões solares com campo magnético de 600 Gauss. A presença das estruturas harmônicas faz com que o ajuste da Equação 3.5 seja apenas uma solução média, i.é, com desvios quadráticos mínimos. Porém, nós vamos proceder de forma bastante similar à Stahli, Gary e Hurford (1990), na obtenção destes ajustes aos resultados calculados, quanto à faixa de frequências selecionada. O argumento da função exponencial na Equação 3.4 é comumente conhecido como opacidade óptica do meio, τ_ν , na frequência ν . Assim, vamos determinar a largura à meia altura do espectro dado pela Equação 3.4 parametrizando a opacidade τ_ν , ou seja:

$$I_T = \frac{\Delta\nu/\nu_g}{(\nu/\nu_g)_p} = \frac{(1-e^{-\tau})^{1/(e_1-e_2)}}{2\tau} - \frac{(1-e^{-\tau})^{1/e_1}}{2} \quad (3.7)$$

A Equação 3.4 tem seu máximo em $\tau_\nu=1$, porém o ajuste por mínimos quadrados desta aos dados com a presença de estruturas harmônicas pode mudar um pouco esta solução. Na primeira amostra de dados apresentada por Stahli, Gary e Hurford (1989), foi encontrada uma largura relativa de 0,85 com índice espectral opticamente espesso de $\alpha_{\tau \gg 1}=3,1$ e índice espectral opticamente fino de $\alpha_{\tau \ll 1}=3,7$, os quais resultam em $\tau_\nu=2,9$ pela Equação 3.7. Devemos lembrar que a primeira amostra de dados continha espectros complexos que poderiam apresentar um alargamento espectral. Nós procuramos determinar as frequências de pico dos espectros na seção 3.3 independente do ajuste global dos mesmos pela Equação 3.4. Em todos os nossos cálculos teóricos, os máximos ocorreram próximos à $\tau_\nu=1$. Porém, as frequências de pico determinadas por Stahli, Gary e Hurford (1989, 1990) podem apresentar apenas pequenos desvios porque a opacidade óptica vai rapidamente para o infinito em direção ao lado de baixas frequências (onde $\tau_\nu > 1$).

Nós calculamos a largura relativa, L_r , para o conjunto de parâmetros utilizados na obtenção da Figura 3.5, a qual se mostrou independente do ângulo de visada. Na verdade, a largura relativa cresce com o ângulo de visada (Θ) e também com o corte superior de energia (ϵ_2), porém, para um dado δ na Figura 3.5, ϵ_2 decresce com Θ (ver Figura 3.8).

A largura relativa do espectro nesta segunda amostra que estamos analisando não foi fornecida, porém, a mesma pode ser obtida a partir da Equação 3.7, usando para isto os índices espectrais dados na Tabela 3.1. Encontramos que a largura relativa desta amostra consistente com os índices espectrais observados é de $L_r > 0,80$, seja usando $\tau=1$ ou $\tau=2.9$. Assim, o que vemos na Figura 3.8 é que somente para $\delta=3$ temos $L_r=0,81$. Esta, certamente, pode ser uma solução para esta amostra. Examinando as Figuras 3.5, 3.6 e 3.8 para $\delta=3$ concluímos que esta amostra teve tipicamente o corte superior de energia abaixo de 1 MeV e densidade colunar abaixo de $2 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$. O problema que temos aqui é o de compatibilizar o índice espectral de elétrons $\delta=3$ com o inferido das observações em raios X duros, por exemplo, em Kosugi, Dennis e Kai (1988) de $\delta=4,5$. A chave desta questão está na forma funcional da distribuição de energia dos elétrons emissores. Trabalhos mais recentes em raios X duros evidenciam duas leis de potência, sendo a de baixa energia mais dura (δ menor) e a de alta mais mole (δ maior), como pode ser visto em Lin et alii (1982) e Forman, Ramaty e Zweibel (1986).

Assim, nós vimos que do ponto de vista do índice espectral opticamente espesso e da largura relativa, a distribuição de elétrons precisa ser mais 'dura' mas esta dureza espectral não pode ser estendida indefinidamente até altas energias porque nós deixamos de reproduzir o índice espectral opticamente fino, como pode ser visto na Figura 3.5. Uma boa sugestão é a de aceitar uma quebra no comportamento espectral em alguma energia acima de 100 keV, como em Lin et alii (1982) e Mackinnon et alii (1986). Esta diminuição no número de elétrons de alta energia acima da quebra espectral também

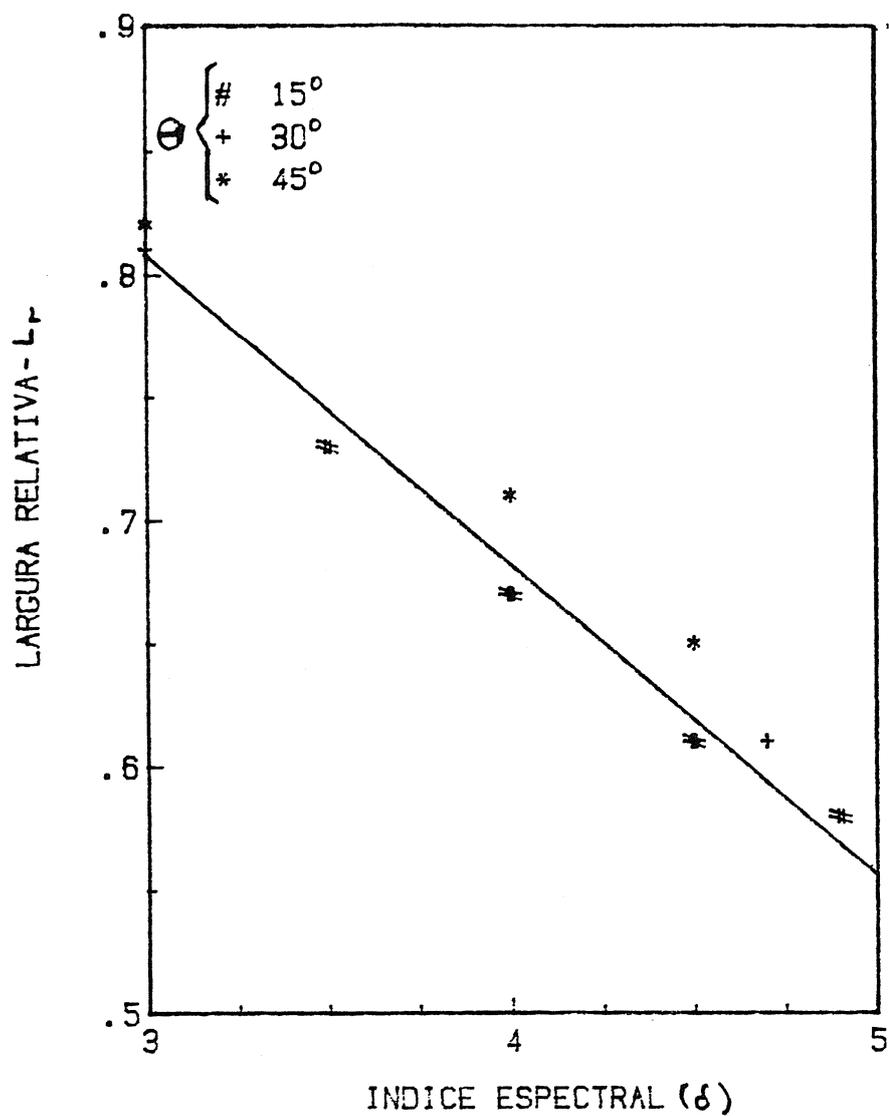


Fig. 3.8 - Largura relativa, L_r , versus índice espectral de elétrons, δ .

- Largura relativa à meia altura dos espectros correspondentes aos cálculos das Figuras 3.5 e 3.6.

ajudaria explicar a pobreza da emissão em microondas, eficientemente produzida por elétrons de mais alta energia, observada nas estatísticas de Kai, Kosugi e Nitta (1984), Nitta e Kosugi (1986) e Kosugi, Dennis e Kai (1988) como discutiremos no Capítulo 4.

A validade da aproximação dada na Equação 3.4 para os resultados obtidos por Stahli, Gary e Hurford (1989) é difícil de ser testada. Porém, os índices espectrais observados em ambos os regimes de emissão (opticamente fino e espesso), são bastante altos, compatíveis com uma fonte homogênea e os valores obtidos para os campos magnéticos e densidades colunares estão, certamente, contidos na maioria absoluta das análises de flares solares apresentadas na literatura. Para todos os parâmetros envolvidos em nossos cálculos o campo magnético ficou entre 400 e 800 Gauss que são extremamente compatíveis com as três estatísticas apresentadas recentemente na literatura (Kai, Kosugi e Nitta, 1984; Nitta e Kosugi, 1986 e Kosugi, Dennis e Kai, 1988), onde os autores argumentam que o espalhamento das medidas sugerem que o campo magnético das explosões solares, de um evento para outro, medidas em raios X duros e em microondas simultaneamente não varia mais do que por um fator 2 (rms).

Aparentemente, as características dos espectros observados por Stahli, Gary e Hurford (1990) não comporta, nesta nossa análise, eventos com corte superior de energia em 10 Mev e índice espectral único na distribuição de elétrons, como foi visto em nossa dificuldade de compatibilizar a largura relativa com os índices espectrais de altas e baixas frequências. A influência da largura espectral de fontes não-homogêneas nos ajustes da solução de fonte homogênea nos espectros observados realizados por Stahli, Gary e Hurford (1989) foram estudados aqui para uma não-homogeneidade contínua do campo magnético de um dipolo, a saber:

$$B = B_{\max} (1 - (1 - m^{-1/3}) X)^{-3} \quad (3.8)$$

onde m é o coeficiente de não-homogeneidade (B_{\min}/B_{\max}), B_{\min} e B_{\max} são os campos magnéticos mínimo e máximo da fonte respectivamente e X é a razão de uma altura genérica na atmosfera solar pela altura onde o campo magnético é máximo. Foram utilizados em nossas simulações dois coeficientes de não-homogeneidade, $m=0.5$ (não-homogeneidade fraca) e $m=0.2$ (não-homogeneidade forte), e campo magnético máximo igual à 200 e 500 Gauss. Os resultados de nossos cálculos mostraram que a queda na frequência de pico do espectro com relação à frequência de pico da camada com o campo mais intenso da região foi de 35% no caso de não-homogeneidade fraca e de 55% no caso de não-homogeneidade forte. De maneira geral, esta variação da frequência de pico de um espectro de fonte não-homogênea medido como sendo de fonte homogênea causa um erro na determinação do campo magnético de aproximadamente 30%. Assim, comparando a largura do espectro da fonte não-homogênea com a largura do espectro de uma fonte homogênea com uma mesma frequência de pico nota-se que em todas as composições de ϵ_2 e δ propostas neste estudo o alargamento do espectro não ultrapassa 40% a largura do espectro da fonte homogênea. Desta forma podemos ver que largura espectral à meia potência é fracamente dependente da não-homogeneidade cujo coeficiente variou de 0,5 até 0,2, i.é, precisamos variar o campo magnético de um fator que seria prejudicial à existência da primeira estrutura harmônica.

CAPÍTULO 4

CARACTERÍSTICAS TEMPORAIS DA EMISSÃO EM MICROONDAS

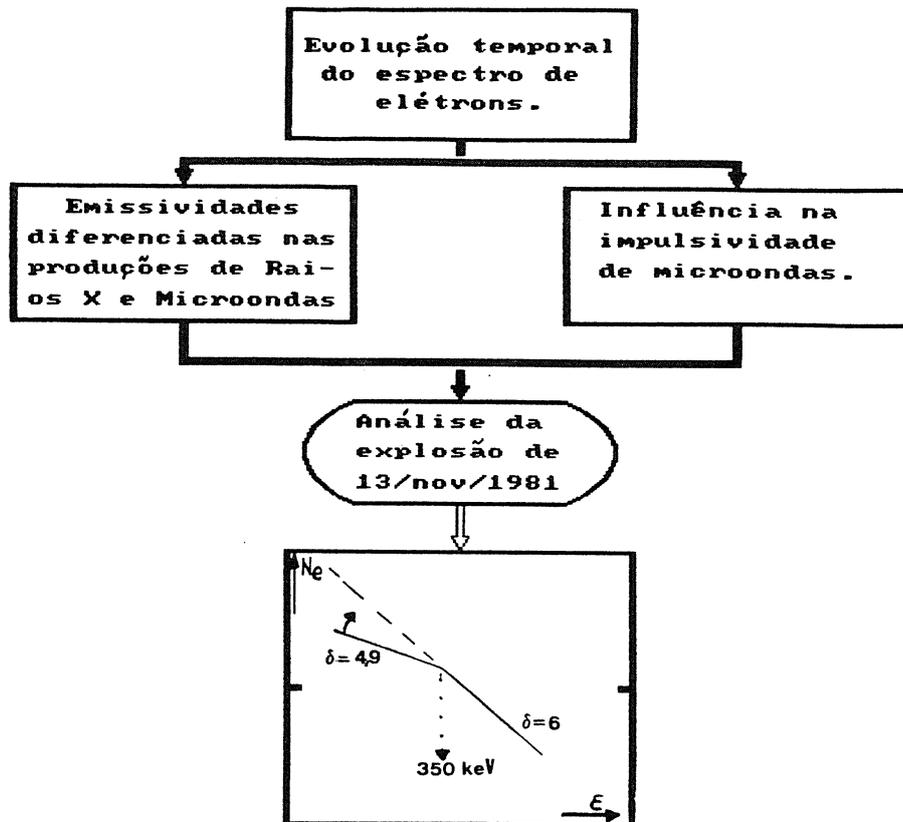
Os trabalhos teóricos sobre a evolução temporal do espectro de elétrons são frequentemente improdutivos na física solar. Uma análise desta natureza exige o conhecimento prévio das fontes e sumidouros de elétrons que quase nunca podem ser determinados com sucesso. Nós encontramos em uma explosão atípica evidências de que o espectro de elétrons evoluiu no decorrer da explosão. O Fluxograma 4.1 ilustra o caminho que encontramos para caracterizar um espectro de elétrons com uma quebra espectral evoluindo para uma lei de potência singular.

A correlação temporal das emissões em raios X duros e em microondas de explosões solares, dentro das escalas de tempo de segundos, como nós vimos no Capítulo 2, caracteriza-se como o fator principal de modelagem das duas emissões em termos de uma população singular de elétrons (p. ex.: Holt e Ramaty, 1969; Takakura, 1972; Bohme et alii, 1977). Aparentemente não há nenhum fato que contrarie fortemente esta suposição. Acreditamos que haja apenas uma mudança de cenário físico das emissões como consequência das importâncias relativas que cada parâmetro do plasma emissor tem dentro dos respectivos mecanismos de emissão, como procuramos demonstrar nos Capítulos 2 e 3. A conciliação das características de todas as emissões é sempre desejável para o estudo do processo de liberação de energia bem como para o estudo do transporte da mesma (p. ex.: Brown e Smith, 1980). As emissões em raios X duros e em microondas possuem correlação muito bem estabelecida e a análise conjunta é quase sempre proposta.

4.1 - A EXPLOSÃO DE 13 DE NOVEMBRO DE 1981.

Analisamos neste capítulo uma explosão solar que apresentou uma correlação costumeira em apenas uma parte de sua duração total. Pode parecer que esta análise nos levaria a um

CARACTERÍSTICAS TEMPORAIS DA EMISSÃO MICROONDAS



Fluxo. 4.1 - Características temporais da emissão em microondas.

- A figura ilustra um espectro de elétrons com duas leis de potência evoluindo para uma única.

resultado bastante particular quanto à sua aplicação ao entendimento das explosões solares típicas. No entanto, concluímos em nossa análise que o desenvolvimento temporal desta explosão se deu de tal forma à resumir as possibilidades de incertezas na interpretação conjunta da emissão em raios X duros e em microondas.

4.1.1 - OBSERVAÇÕES.

A explosão que analisamos ocorreu dia 13 de novembro de 1981 às 11:02 TU. Em 22 e 44 GHz, a emissão situou-se na Região Ativa AR 3451 (N18,W24). O único evento H- α relatado teve sua emissão detectada alguns graus oeste às 11:04 TU e foi classificado como tendo importância N1. Esta explosão foi também observada em raios X duros pelo espectrômetro HXRBS do satélite SMM (Orwig et alii, 1980). As observações em microondas mediram o fluxo total em três frequências: 7, 22 e 44 GHz. As observações em 22 e 44 GHz foram obtidas usando-se a antena de 13,7 m do Rádio-Observatório do Itapetinga e em 7 GHz a antena de patrulhamento solar de 1 m do mesmo Observatório (Kaufmann et alii, 1982).

A Figura 4.1 mostra o fluxo em microondas nas três frequências e a taxa de contagens de fótons do HXRBS na banda de energia de 26-52 keV, como função do tempo durante o evento. Podemos notar a existência de duas estruturas maiores no perfil temporal em microondas, a primeira maximiza-se às 11:02:30 TU e a segunda às 11:03:10 TU.

Notamos também que os fluxos de pico das duas estruturas apresentam, aproximadamente, intensidades iguais nas três frequências. Porém, considerando o perfil temporal dos raios X duros, nós vemos que os fluxos nos instantes dos picos da emissão em microondas são bastantes diferentes. O fluxo no primeiro pico é duas ordens de grandeza menor que no segundo pico, em contradição com a suposição de emissões de pico bem correlacionadas, entre microondas e raios X duros.

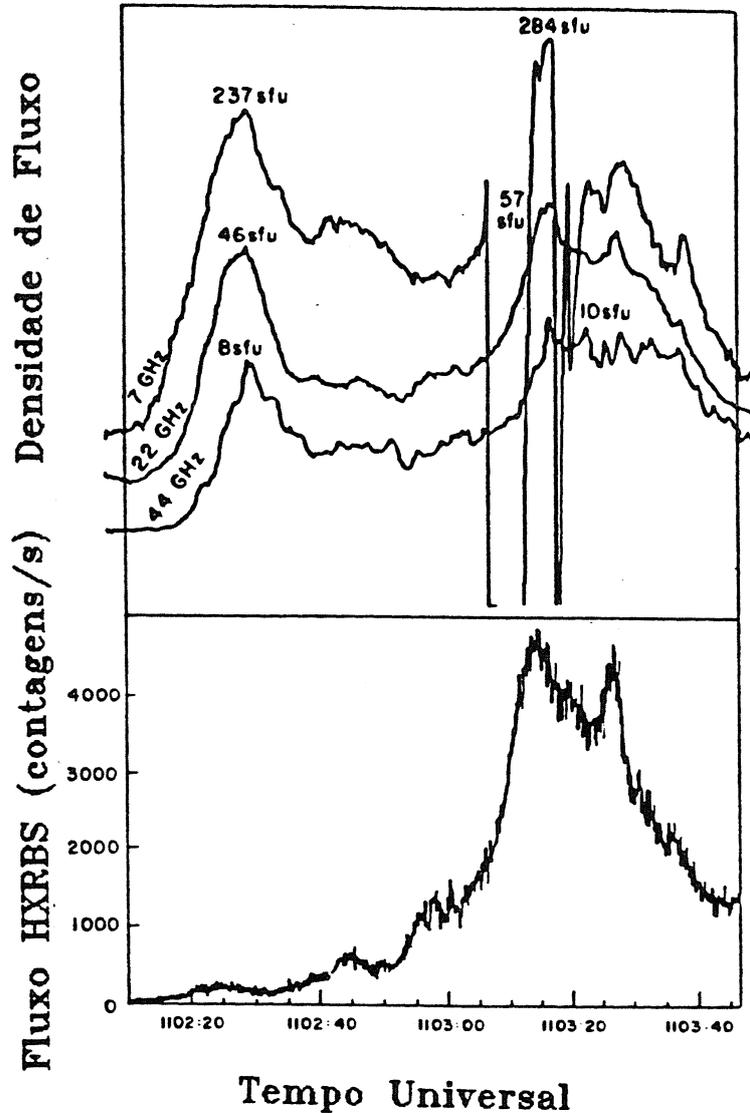


Fig. 4.1 - Perfil temporal da explosão solar de 13 de novembro de 1981.

- A parte superior mostra o fluxo microondas em função do tempo de 7, 22 e 44 GHz. A escala é linear e os fluxos de pico são indicados para cada frequência. A interrupção do fluxo de 7 GHz é devida a um atenuador de acionamento mecânico (automático) que se partiu intermitente. A parte inferior mostra as contagens de fótons do instrumento HXRBS na banda de energia de 26-52 keV em função do tempo.

FONTI: Mackinnon et alii (1986).

A interrupção do perfil temporal em 7 GHz no segundo pico deveu-se a um dispositivo elétrico-mecânico que aciona um atenuador que evita a saturação do detector. Parece improvável que o fluxo em 7 GHz tenha-se comportado de forma radicalmente diferente dos fluxos em 22 e 44 GHz por dois motivos: pela similaridade durante o período não atenuado e pelo espectro computado a partir de dados publicados pelo Solar Geophysical Data (SGD), como discutiremos a seguir.

A Figura 4.2 mostra o espectro compilado do SGD nos instantes do primeiro e segundo picos. A maioria dos pontos neste espectro são de Observatórios diferentes, e provavelmente contam com problemas de calibração absoluta. Porém, o fato principal a ser notado é a similaridade dos dois espectros. Notemos, também, que os picos de emissão dos espectros em torno de 9 GHz coloca a emissão em 7 GHz no regime opticamente espesso. Assim, nós temos uma igualdade aproximada de emissão no primeiro e segundo pico, em duas frequências opticamente fina (22 e 44 GHz) e uma opticamente espessa (7 GHz).

Um outro aspecto interessante é o índice espectral dos fótons de raios X duros, de -3,6 no instante do primeiro pico e -4,9 no segundo, com contagens significativas na região de energia do ajuste espectral (30-200 keV).

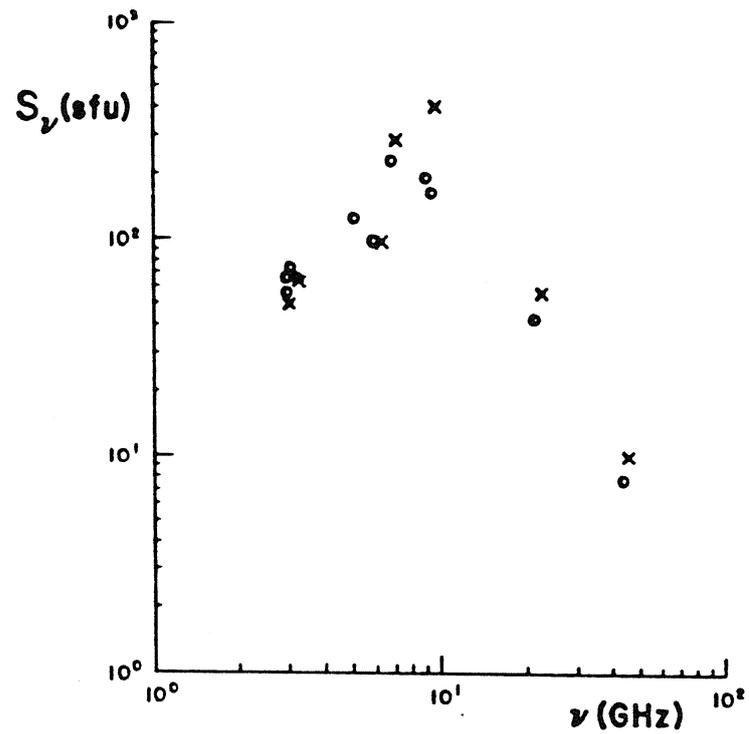


Fig. 4.2 - Espectro microonda da explosão solar de 13 de novembro de 1981.

- Espectro compilado a partir de dados do Solar Geophysical Data nos instantes do primeiro pico (o, às 11:02:25 UT) e do segundo pico da explosão (x, às 11:03:15 UT).

FONTE: Mackinnon et alii (1986).

4.1.2 - INTERPRETAÇÃO

O principal problema apresentado neste evento para as teorias convencionais é o seguinte: se os elétrons presentes no instante do primeiro pico são adequados em número e espectro de energia para produzir em microondas uma quantidade de radiação igual àquela do segundo pico, como será que foi inibida uma produção similar em raios X duros nos dois picos?. Teóricamente, é fácil inibir a radiação em microondas por vários mecanismos de absorção relevantes (i.é: Ramaty e Petrosian, 1972). Uma vez que os elétrons necessários estejam presentes, a emissão em raios X duros é sempre opticamente fina à menos que se coloquem os elétrons na atmosfera solar em profundidades absurdas (Ohki, 1969).

Encontramos uma explicação razoável onde ambos os picos em raios X duros são devidos à emissão de uma população não térmica de elétrons colidindo em alvo espesso. Os elétrons rápidos presentes durante o segundo pico têm um espectro de energia seguindo aproximadamente uma única lei de potência, entre umas poucas dezenas de keV até alguns MeV. O espectro de elétrons no primeiro pico é grosseiramente idêntico ao do segundo pico acima de 350 keV, mas tem uma forma diferente abaixo desta energia. Como os elétrons de mais alta energia são dominantes na determinação do espectro em microondas, como já discutimos no Capítulo 3, ambas as séries de observações podem ser satisfeitas simultaneamente. Antes de considerar esta interpretação em maiores detalhes, vamos discutir possibilidades alternativas para explicar este evento.

A similaridade dos espectros em rádio obtidos a partir do SGD indicam condições de similaridades da fonte no primeiro e segundo picos. Esta similaridade de fluxos em frequências opticamente fina e espessa em rádio impossibilita explicações baseadas em campos magnéticos substancialmente diferentes. Nós podemos desprezar, também, a possibilidade de que a emissão nos dois picos foi proveniente de regiões muito separadas no disco solar, devido à resolução angular dos feixes da antena do Itapetinga (2' de arco em 44 GHz e 4' de arco em

22 GHz). Concluimos destes dois fatos que a emissão em microondas foi proveniente de regiões fisicamente similares e que envolveu um número e distribuição similar de elétrons. Notemos também, que o evento ocorreu próximo do centro do disco solar.

Uma outra possibilidade é a de que o segundo pico de emissão em raios X duros envolveu uma substancial contribuição de um plasma térmico, o qual deve, em primeira aproximação, ter uma influência desprezável para a emissão em microondas de alta frequência (p. ex.: 22 e 44 GHz) devida à queda brusca do espectro girossincrotrônico opticamente fino que os elétrons térmicos produzem (i.é: Dulk et alii, 1979). Porém, isto ajudaria à explicar o índice espectral maior no segundo pico. Atribuindo o excesso de emissão em raios X duros do segundo pico à emissão térmica, no entanto, a temperatura necessária para explicar o espectro observado é de $3,4 \times 10^8 \text{K}$, e a medida de emissão é de $2,0 \times 10^{45} \text{cm}^{-3}$, e tal quantidade de material quente nos leva quantitativamente a uma contribuição excessiva para o espectro em microondas (i.é: Batchelor et alii, 1985), principalmente na região de baixas frequências.

Vamos voltar agora à nossa proposta de emissão não térmica convencional para a emissão em raios X duros. Façamos γ , δ e α denotarem respectivamente, os índices espectrais do: 1) fluxo de fótons em raios X duros, 2) da distribuição de elétrons energéticos na fonte (bem representada por uma lei de potência) e 3) da parte opticamente fina do espectro em microondas. O valor de α foi de -2,5 em ambos os picos. Na teoria da emissão sincrotrônica (Ginzburg e Syrovatskii, 1965), $|\delta| = 2|\alpha| + 1$ (portanto $|\delta| = 6$ para o primeiro e o segundo pico). Da teoria de emissão em raios X duros provenientes de alvo espesso (i.é: Brown, 1975, Apêndice B), $|\delta| = |\gamma| + 1$ (portanto $|\delta| = 5,9$ no segundo pico). Assim, os índices espectrais no segundo pico são consistentes com uma interpretação sincrotrônica/bremsstrahlung alvo-espesso envolvendo uma população comum ou pelo menos uma injeção comum de elétrons.

Nós usamos o resultado da teoria sincrotrônica (elétrons relativísticos) ao invés da teoria da emissão girossincrotrônica (elétrons levemente relativísticos) (Dulk e Marsh, 1982), desde que a aplicabilidade desta última, a partir de nossos cálculos numéricos, descritos a seguir, pareceu depender dos elétrons de mais alta energia presentes, especialmente quando analisamos a emissão em altos harmônicos (representados aqui pela emissão em 22 GHz e 44 GHz). A excelente consistência dos índices espectrais em microondas e em raios X duros que apresentamos com a suposição de emissões sincrotrônica e bremsstrahlung "alvo-espesso" de uma população de elétrons distribuída como uma lei de potência é bastante sugestiva e nós interrompemos, pelo momento, esta interpretação.

Tendo explicado o segundo pico, como poderemos suprimir a emissão em raios X duros no primeiro pico?. Existem, exploradas na literatura, duas possibilidades: a) a emissão em raios X duros no primeiro pico poderia ser por "alvo-fino" e no segundo pico por "alvo-espesso", isto porque o primeiro caso é menos eficiente para emitir em raios X duros uma vez que o número de colisões com o alvo é menor, b) a emissão em raios X duros no primeiro pico resulta de "alvo-espesso" com a perda de energia do elétron avaliada acima de seu valor colisional de Coulomb como descrito em Brown e Mackinnon (1985). No caso (a), o índice espectral de fótons X deve ser maior no primeiro pico que no segundo, o que de fato foi menor (ver Apêndice B). Além do mais, esta interpretação, necessita de altas densidades (da ordem de 10^{11}cm^{-3} , implicando em uma forte supressão Razin da emissão em microondas), e campos magnéticos intensos (aproximadamente 1500 Gauss). A possibilidade (b) sempre funcionará - nós podemos ajustar a magnitude e a dependência em energia das perdas de energia dos elétrons para explicar as observações, porém, isto nos parece bastante arbitrário.

Devemos ressaltar que a partir de dados extraídos do SGD, não foi observado nenhum evento do tipo III no instante do primeiro pico, sugerindo que não houve injeção de elétrons em direção

à coroa que pudesse dar respaldo à emissão em raios X duros por alvo fino.

Uma explicação mais natural é possível se nos lembrarmos que os dois espectros de elétrons inferidos a partir de raios X duros pela emissão por alvo-espesso (Figura 4.3) se cruzam em 350 keV e que este ajuste de lei de potência não é confiável para energias maiores e lembrando ainda que os elétrons abaixo desta energia não são importantes para produzir o espectro girossincrotrônico opticamente fino. Por exemplo, Takakura (1973) concluiu que os elétrons com energias abaixo de 100 keV não têm importância para a formação do espectro em microondas. Nós enfatizamos este resultado, calculando a emissividade j_ν e o coeficiente de absorção k_ν , usando o programa baseado no formalismo de emissão no vácuo (Apêndic A). Na Figura 4.4 nós mostramos a emissividade girossincrotrônica j_ν e a temperatura de brilhância para a parte opticamente espessa do espectro j_ν/k_ν produzidas por elétrons distribuídos com uma lei de potência em energia entre o limite inferior de 10 e 350 keV e o limite superior de 1 MeV. Para estes cálculos, usamos parâmetros específicos (Índice espectral e campo magnético) relevantes para esta explosão. As conclusões, porém, se mantêm para toda gama de parâmetros usualmente atribuídos na maioria das análises de explosões. Constatamos que a emissividade é substancialmente afetada pela mudança do corte inferior de energia somente abaixo do décimo número harmônico. Considerando-se que a função fonte j_ν/k_ν é menos afetada, mesmo nesta região de baixas frequências, e que qualquer fonte real será, provavelmente, opticamente espessa abaixo do décimo harmônico, nós concluímos que o espectro girossincrotrônico é essencialmente insensível à forma do espectro de elétrons abaixo de 350 keV.

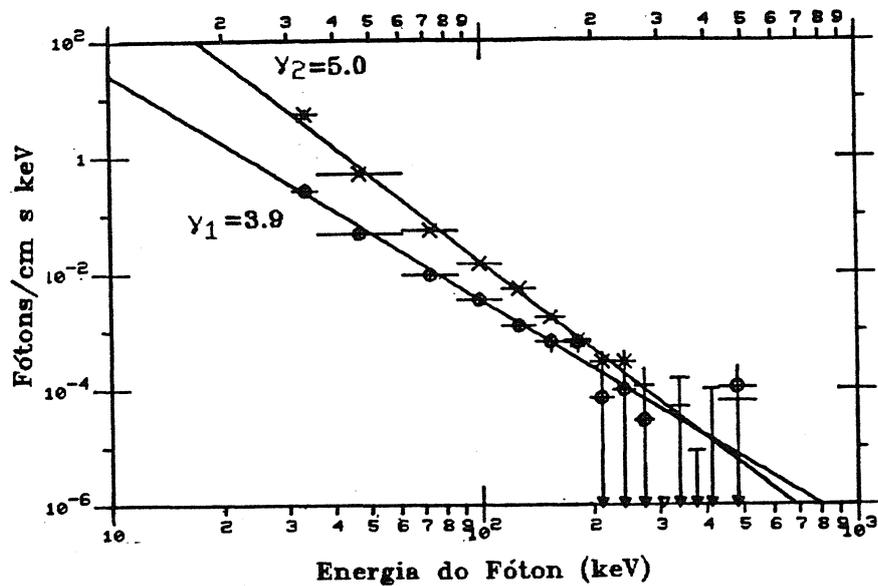


Fig. 4.3 - Espectro de raios X duros da explosão de 13 de novembro de 1981.

- Espectro obtido pelo instrumento HXRES à bordo do satélite SMM. Espectro compilado nos instantes do primeiro pico (o, às 11:02:25 ut) com índice espectral de fótons determinado $\gamma_1=3,9$ e do segundo pico (x, às 11:03:15)ut) com $\gamma_2=5,0$.

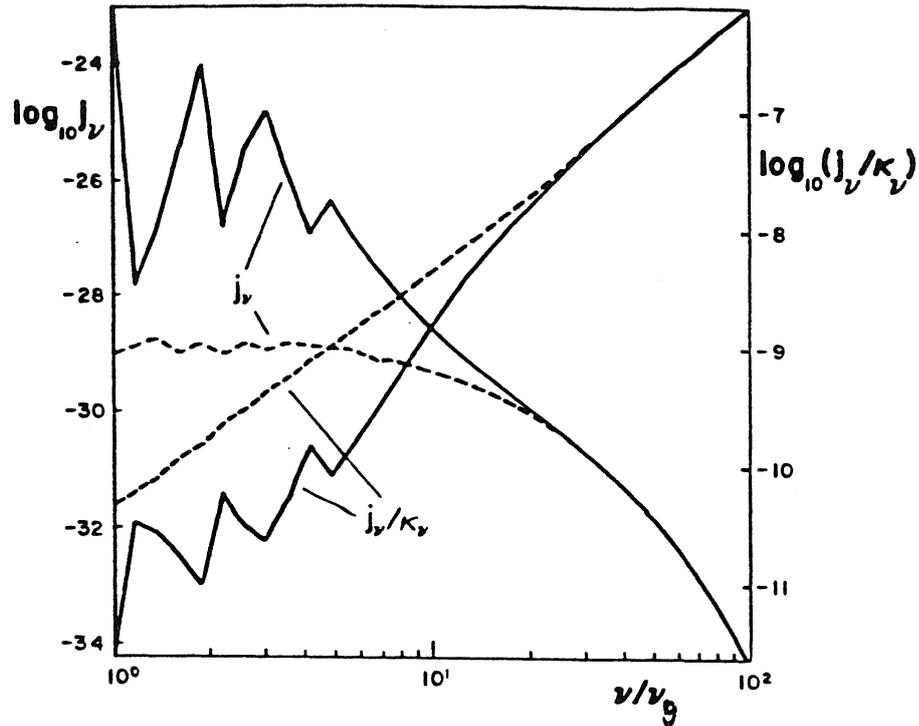


Fig. 4.4 - Coeficiente de emissão, j_ν , e a razão com o coeficiente de absorção, κ_ν , girossincrotrônicas versus o número harmônico ν/ν_g .

- Cálculos efetuados com elétrons distribuídos em energia por uma lei de potência com índice espectral $\delta=6$, com cortes inferiores de energia em $\epsilon_1=10$ keV (linha sólida) e $\epsilon_1=350$ keV (linha tracejada) e corte superior em $\epsilon_2=1$ MeV. O campo magnético utilizado foi de $B=500$ Gauss.

FONTE: Mackinnon et alii (1986).

Assim, a explicação mais adequada e completamente consistente, é a seguinte. O espectro de elétrons no segundo pico é uma lei de potência única para todas energias, com índice espectral $\delta = -5,9$. No primeiro pico, o espectro de elétrons é idêntico ao do segundo pico apenas acima de uma certa energia ϵ_1 (maior ou da ordem de 300 keV), para garantir a similaridade dos espectros em microondas. Para elétrons de energias abaixo de ϵ_1 o espectro é menos inclinado, com índice espectral $\delta = -4,6$, o qual propicia o espectro de emissão correto (por alvo-espesso) em raios X duros, conforme observado pelo HXRBS.

Nós podemos estimar o número total de elétrons acima de alguma energia ϵ_0 na fonte de microondas a partir da taxa de injeção de elétrons, $F_0(s^{-1})$, inferida do espectro em raios X duros através do modelo de emissão por alvo-espesso, escrevendo $N_0 = F_0 \tau$, onde τ é o tempo característico da propagação dos elétrons desde a aceleração até o alvo-espesso, e admitindo-se a fonte de microondas equacionada dentro desta região de propagação (p. ex.: Kai, 1986). Para uma escala de comprimento de 10^9 cm e velocidade $c/3$, onde c é a velocidade da luz no vácuo, $\tau = 1$ s resulta em $N_0 = 10^{37}$ elétrons acima de 10 keV. Usando a emissividade aproximada de Dulk e Marsh (1982) (adequada dentro da ordem de grandeza, à despeito de nossas restrições quanto a sua forma espectral), nós encontramos um campo magnético de 700 Gauss, dependente do ângulo de visada. Se os elétrons emissores em microondas são preferencialmente aprisionados, como já discutimos amplamente nos capítulos anteriores, então N_0 será maior e B será menor devido ao índice espectral mais duro da distribuição de elétrons inferida a partir da emissão em raios X duros por alvo espesso de elétrons aprisionados do que de elétrons em precipitação, $|\delta| = |\gamma| + 1$ e $|\delta| = |\gamma| + 1,5$, respectivamente.

42 - TEMPO DE CRESCIMENTO DO FLUXO EM MICROONDAS

A evolução temporal da radiação microondas, pelo menos no regime opticamente fino, onde as absorções são desprezíveis, é fortemente dependente da evolução da distribuição de energia dos

elétrons (p. ex.: Klein, 1984). Numa situação simplificada, as perdas de energia dos elétrons emissores em microondas por radiação e também por colisão foi estimada por Takakura (1960), cujo resultado reproduzimos na Figura 4.5.

O que observamos é que em geral as perdas por radiação são mais eficientes em baixas densidades (p. ex.: Coroa) e as perdas por colisão são dominantes em altas densidades (p. ex.: Cromosfera). A evolução temporal detalhada da distribuição de energia envolve uma equação de balanço de energia com muitos parâmetros desconhecidos sobre as perdas pela radiação, colisão, escape do aprisionamento magnético, condução de calor, correntes de retorno, movimentos turbulentos e processos não lineares de produção de ondas não eletromagnéticas, além do desconhecimento, à priori, da evolução da fonte de energia. Por exemplo, Takakura et alii (1968) considerando a emissão de elétrons levemente relativísticos analisou a escala de tempo de decaimento da emissão microondas e associou esta à perdas por radiação girossincrotrônica, por colisão e perdas no aprisionamento.

Por outro lado, nós podemos tentar analisar a evolução da fonte de energia através das escalas de tempo de crescimento da fase impulsiva da explosão. Para explorar esta hipótese, consideramos que a evolução temporal da fase impulsiva da explosão solar em microondas fosse sensível às mudanças da energia cinética dos elétrons emissores durante a aceleração.

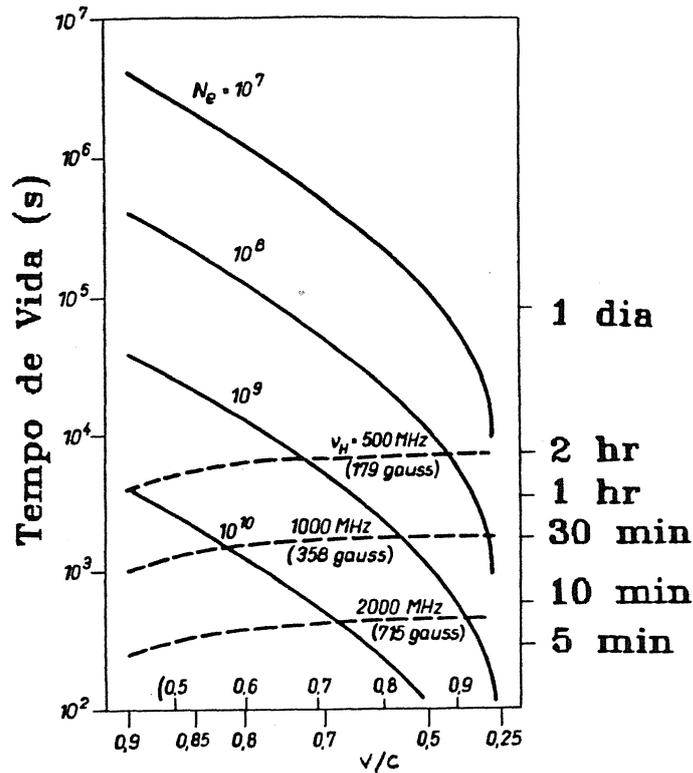


Fig. 4.5 - Tempo de vida da radiação girossincrotrônica versus v/c .

- O processo dominado por colisões dos elétrons não-térmicos com velocidade relativa (à velocidade da luz no vácuo, v) v/c , com os térmicos do meio cuja densidade, N_e , é mostrado pela linha sólida e o processo dominado por perda radiativa, pela linha segmentada. A figura evidencia o domínio das perdas radiativas em altos níveis da Coroa solar e as perdas por colisão na baixa atmosfera.

FONTE: Takakura (1960).

A variação temporal do fluxo de radiação em microondas é função do modelo de emissão. O espectro em microondas de explosões solares sugere emissão girossincrotrônica como já discutimos. A região de baixas frequências do espectro, regime opticamente espesso, é modelada principalmente pela auto-absorção (Holt e Ramaty, 1969), embora possa ser também, determinada pela supressão do meio chamada de efeito Razin (Ramaty, 1969). A parte de altas frequências do espectro, regime opticamente fino, é completamente determinada pela distribuição de energia dos elétrons (p. ex.: Klein, 1984). Assim, as variações temporais do fluxo em microondas é um problema complexo que demanda algum conhecimento da evolução da distribuição de energia bem como dos mecanismos de absorção relevantes.

A partir da observação em raios X duros com alta resolução espectral (Schwartz, 1984; Lin e Schwartz, 1987), pode se notar que o espectro de fótons evolui no tempo como uma lei de potência mesmo nos estágios primordiais da explosão. Estas observações sugerem uma distribuição de lei de potência com um corte inferior de energia. Um corte superior de energia é em geral aceito e está relacionado à aceleração finita imposta pelo mecanismo de liberação de energia. Desta forma, nós podemos propor em caráter exploratório, um modelo simples de evolução que responda às características do dado observacional. Vamos considerar que a distribuição de energia do elétron varie, durante a fase de crescimento da emissão impulsiva em microondas, mantendo invariante sua forma funcional de uma lei de potência.

4.2.1 - ESCALAS DE TEMPO

Vamos considerar, então, que a emissão microondas seja produzida por uma população de elétrons distribuída em energia segundo uma lei de potência, ou seja,

$$N(\epsilon) = A \epsilon^{-\delta} \quad (4.1)$$

isotrópica em ângulo de passo, com ϵ sendo a energia do elétron na região $\epsilon_1 < \epsilon < \epsilon_2$ e

$$A = \frac{(\delta - 1) n}{\epsilon_1^{-\delta+1} - \epsilon_2^{-\delta+1}} \quad (4.2)$$

onde δ é o índice espectral e n é a densidade numérica de elétrons energéticos com energia entre o limite inferior ϵ_1 e o limite superior ϵ_2 .

Na parte opticamente espessa do espectro girossincrotrônico, modelada pela auto-absorção (p.ex. Holt e Ramaty, 1969), a densidade de fluxo pode ser escrita como (p.ex. Dulk, 1985):

$$S_\nu = \frac{j_\nu}{k_\nu} = f_\nu(\delta, \epsilon_1, \epsilon_2) B^2 \quad (4.3)$$

onde j_ν e k_ν são, respectivamente, a emissividade e o coeficiente de absorção na frequência ν e f_ν é uma função que depende dos parâmetros da distribuição de elétrons embebidos num plasma com campo magnético isotrópico, B .

No regime de emissão opticamente fina, a densidade de fluxo pode ser escrita como (p.ex. Dulk, 1985):

$$S_\nu = j_\nu l = g_\nu(\delta, \epsilon_1, \epsilon_2) B n \quad (4.4)$$

onde g_ν é equivalente à f_ν e l é a espessura da fonte na direção da linha de visada do sinal.

As variações temporais da densidade de fluxo a partir das Equações (4.3) e (4.4) podem ser expressas pelas suas escalas de tempo características:

$$\frac{1}{\tau_X} = \frac{d}{dt} \ln(X) \quad (4.5)$$

onde x é dependente do tempo, e pode ser δ , ϵ_1 , ϵ_2 , n ou B . Assim, a partir da Equação (4.3), temos:

$$\begin{aligned} \frac{1}{\tau_S} = \frac{1}{\tau_\delta} \frac{d}{d \log(\delta)} \log(f_\nu) + \frac{1}{\tau_{\epsilon_1}} \frac{d}{d \log(\epsilon_1)} \log(f_\nu) \\ + \frac{1}{\tau_{\epsilon_2}} \frac{d}{d \log(\epsilon_2)} \log(f_\nu) + \frac{2}{\tau_B} \end{aligned} \quad (4.6)$$

e a partir da Equação (4.4):

$$\begin{aligned} \frac{1}{\tau_S} = \frac{1}{\tau_\delta} \frac{d}{d \log(\delta)} \log(g_\nu) + \frac{1}{\tau_{\epsilon_1}} \frac{d}{d \log(\epsilon_1)} \log(g_\nu) \\ + \frac{1}{\tau_{\epsilon_2}} \frac{d}{d \log(\epsilon_2)} \log(g_\nu) + \frac{1}{\tau_B} + \frac{1}{\tau_n} \end{aligned} \quad (4.7)$$

com a escala de variação temporal da emissão giro-sincrotrônica, τ_S , e as respectivas escalas de variação temporal de δ , ϵ_1 , ϵ_2 , B e n .

4.2.2 - REGIME DE EMISSÃO OPTICAMENTE ESPESSO

A emissão da parte opticamente espessa do espectro é função de B e dos parâmetros da distribuição de elétrons (δ , ϵ_1 , ϵ_2), e independe da densidade numérica n . A Equação (4.6) mostra que a variação temporal da emissão pode ser até duas vezes mais rápida que a variação temporal do campo magnético que a produziu. A dependência da emissão nos outros parâmetros envolvidos precisa de uma análise mais cuidadosa dos modelos interpretativos.

Considerando variações no campo magnético em escalas de tempo na velocidade de fase de Alfvén, e os limites para a espessura da fonte de $10^5 - 10^9$ cm (tamanho de uma ilha magnética ou nódulo de emissão de Brown - Brown et alii, 1979; e o comprimento total do arco magnético, respectivamente), a escala de tempo característica de variação do campo magnético resulta em uma vasta região de possibilidades de 0.3 ms à 33 s, suficiente para explicar todo tipo de flutuações presentes em explosões solares (p. ex.: Kaufmann et alii, 1980; Kiplinger et alii, 1983).

As escalas de tempo características τ_{ϵ_1} e τ_{ϵ_2} estão fisicamente relacionadas ao processo de aceleração e têm um limite inferior definido pela velocidade da luz, c , à saber:

$$\tau_{\epsilon_1, \epsilon_2} \geq \frac{l}{c} \quad (4.8)$$

onde l é a espessura da fonte.

As Figuras 4.6 e 4.7 mostram as derivadas logarítmicas da função f e g em δ , ϵ_1 , e ϵ_2 em função do número harmônico da girofrequência do elétron (ver Apêndice A). O intervalo de harmônicos na Figura 4.6 cobre a região opticamente espessa onde as variações das derivadas são maiores. Na Figura 4.7, o intervalo de harmônicos entre 10 e 100 compreendem as frequências de emissão opticamente fina para campos magnéticos de até algumas centenas de Gauss e frequência de pico do espectro em 8 GHz (Stahli, Gary e Hurford, 1990). As derivadas logarítmicas nesta região do espectro se mostram variantes na proximidade da unidade para toda a região de frequências analisada. Assim, a variação temporal da emissão opticamente espessa é grosseiramente igualmente dependente dos parâmetros da distribuição (δ , ϵ_1 , e ϵ_2). Notamos apenas que a dependência em δ é mais forte, porém a derivada não ultrapassa 3 mesmo para número harmônico maior que 3. Porém, a variação temporal de δ , se analisada a partir de uma lei de potência que varie durante

a fase de crescimento da explosão, pode nos fornecer um limite inferior para a escala de tempo característica da variação do δ . Para isto, vamos escrever δ como a seguir:

$$\delta = - \frac{d}{d \log(\epsilon)} \log(N(\epsilon)) \quad (4.9)$$

ou em termos de sua escala de tempo característica, usando a Equação (4.5):

$$\frac{1}{\tau_\delta} = - \frac{1}{\delta} \frac{d}{d \ln(\epsilon)} \frac{1}{\tau_N(\epsilon)} \quad (4.10)$$

onde $\tau_N(\epsilon)$ é a escala de tempo característica da variação do número de partículas com energia ϵ . Para estimar $\tau_N(\epsilon)$ nós propomos que o número de partículas com energia ϵ_2 cresce numa taxa mais alta possível (veja a Equação 4.8), enquanto que o número de partículas com energia ϵ_1 é mantido constante. Nesta situação proposta, significa que o espectro de elétrons endurece na taxa mais alta possível, fisicamente.

As escalas de tempo características das variações do número de elétrons na energia ϵ_1 e ϵ_2 de acordo com a nossa discussão acima podem ser escritas como:

$$\frac{1}{\tau_N(\epsilon_1)} = 0 \quad \text{e} \quad \frac{1}{\tau_N(\epsilon_2)} = \frac{c}{1} \quad (4.11)$$

Por outro lado a escala de tempo característica de $N(\epsilon)$ pode ser obtida a partir da Equação (4.1) que com a Equação (4.11) nos dá:

$$\frac{1}{\tau_N(\epsilon)} = \frac{1}{\tau_N(\epsilon_2)} \frac{1}{\ln(\epsilon_2/\epsilon_1)} \ln \frac{\epsilon}{\epsilon_1} \quad (4.12)$$

à qual introduzida na Equação (4.10) resulta em:

$$\tau_\delta = \delta \ln \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} \tau_N(\epsilon_2) \quad (4.13)$$

O valor absoluto na Equação (4.13) significa que δ cresce quando $N(\epsilon_2)$ decresce. Adotando valores típicos para δ , ϵ_1 , e ϵ_2 , nós temos:

$$\delta \ln \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} \geq 10 \quad (4.14)$$

que significa que a escala de tempo característica τ_δ é, pelo menos, uma ordem de grandeza menor que $\tau_N(\epsilon_2)$.

Devido à emissão opticamente espessa na região de baixas frequências do espectro, a variação na emissão é apenas função das variações da área projetada emissora e da energia média do sistema. As variações na área projetada pode ser chamada de fator de preenchimento da área emissora, seja este dado pelo aumento de pontos emissores ou pelo crescimento de uma área única de emissão. O limite inferior da escala de tempo característica do fator de preenchimento também está associado ao limite l/c da escala de tempo de difusão das partículas. A energia cinética média dos elétrons é controlada pelas quantidades que caracterizam a distribuição de elétrons, δ , ϵ_1 e ϵ_2 , como discutido acima.

4.2.3 - REGIME DE EMISSÃO OPTICAMENTE FINA

Nesta banda de frequências, a emissão é altamente sensível à quantidade de material emissor na linha do sinal. A partir da Equação (4.4), nós podemos ver que a emissão depende da densidade numérica de partículas, explicitamente, e se a densidade é mantida constante, a Equação (4.7) é bastante similar à Equação (4.6). Todavia, as derivadas logarítmicas na Equação (4.7) são em geral maiores que as equivalentes na Equação (4.6), veja Figuras 4.6 e 4.7. Assim, a impulsividade da densidade de fluxo ($1/\tau_g$) na região opticamente espessa do espectro é menor do que a mesma na parte opticamente fina. Os limites inferiores de τ_δ , τ_e , τ_e e τ_B , já discutidos anteriormente se aplicam também neste regime de emissão. A escala de tempo característica τ_V está relacionada ao volume emissor tal como o fator de preenchimento do regime opticamente espesso estava para a área projetada.

Uma diferença importante entre os dois regimes de emissão é a magnitude maior das derivadas logarítmicas no regime opticamente fino por um fator maior que dez. Assim, a escala de tempo da emissão tende a ser pelo menos uma ordem de grandeza maior que a escala de tempo do parâmetro que a causou. Por exemplo, se o tempo de crescimento de um evento se deveu a uma variação temporal de uma das quantidades que determina o crescimento do fluxo (veja Equação 4.7) no limite l/c então a escala de tempo da subida do fluxo do evento será pelo menos uma ordem de grandeza menor. Assim, se o limite superior de l for estimado fazendo-se $\tau_g=l/c$, como é usual, teremos um erro na determinação da área emissora (l^2) e conseqüentemente na temperatura de brilhância, por pelo menos, duas ordens de magnitude.

Analisando a Equação (4.7), apenas pelas magnitudes das derivadas logarítmicas apresentadas na Figura 4.7, nós vemos que os termos dominantes são aqueles relacionados à τ_δ , τ_e e τ_e . Assim, todos os três parâmetros da distribuição de energia são competitivos para explicar a escala de tempo característica da emissão em microondas. Conseqüentemente, as variações temporais em outras

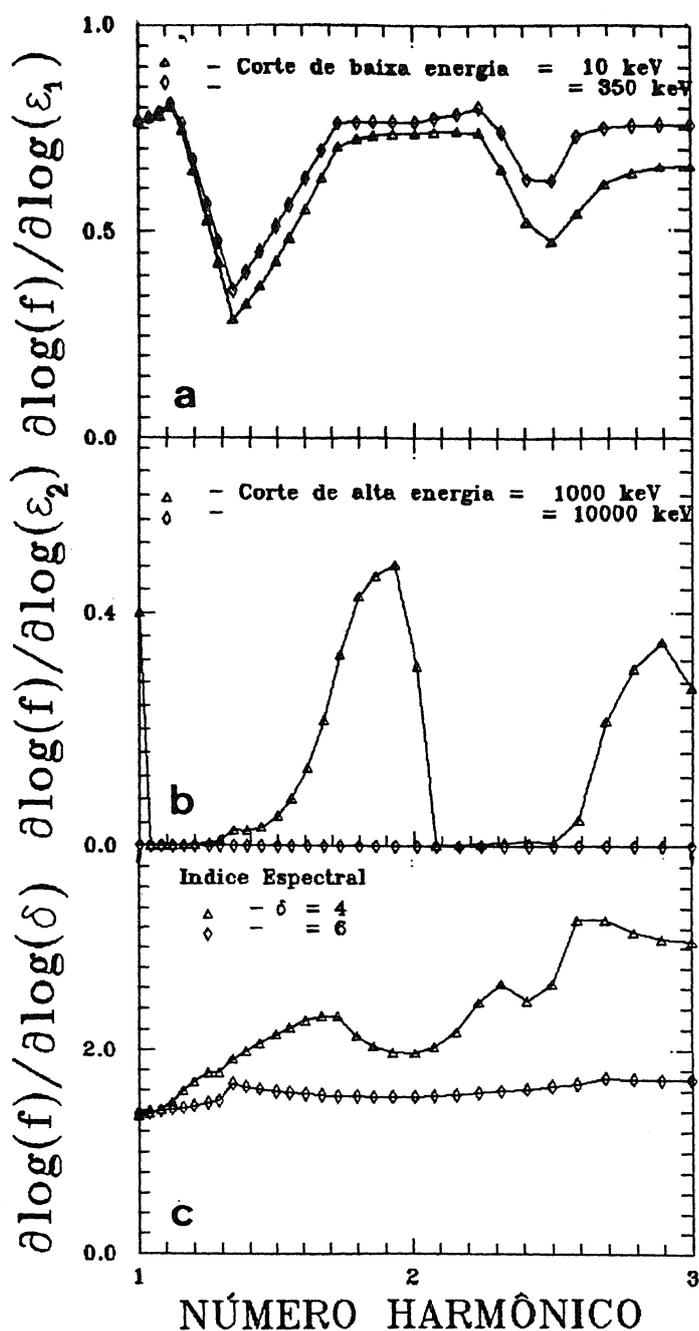


Fig. 4.6 - $\partial \log(f_\nu) / \partial \log(X)$ versus número harmônico.

- A função $f_\nu(\delta, \epsilon_1, \epsilon_2)$ foi definida no texto. X é ϵ_1 em (a), ϵ_2 em (b) e δ em (c). O corte de baixa energia em (b) e (c) é $\epsilon_1 = 10$ keV e o índice espectral $\delta = 4$ em (a) e (b). O corte de alta energia é de $\epsilon_2 = 1$ MeV em (a) e (c).

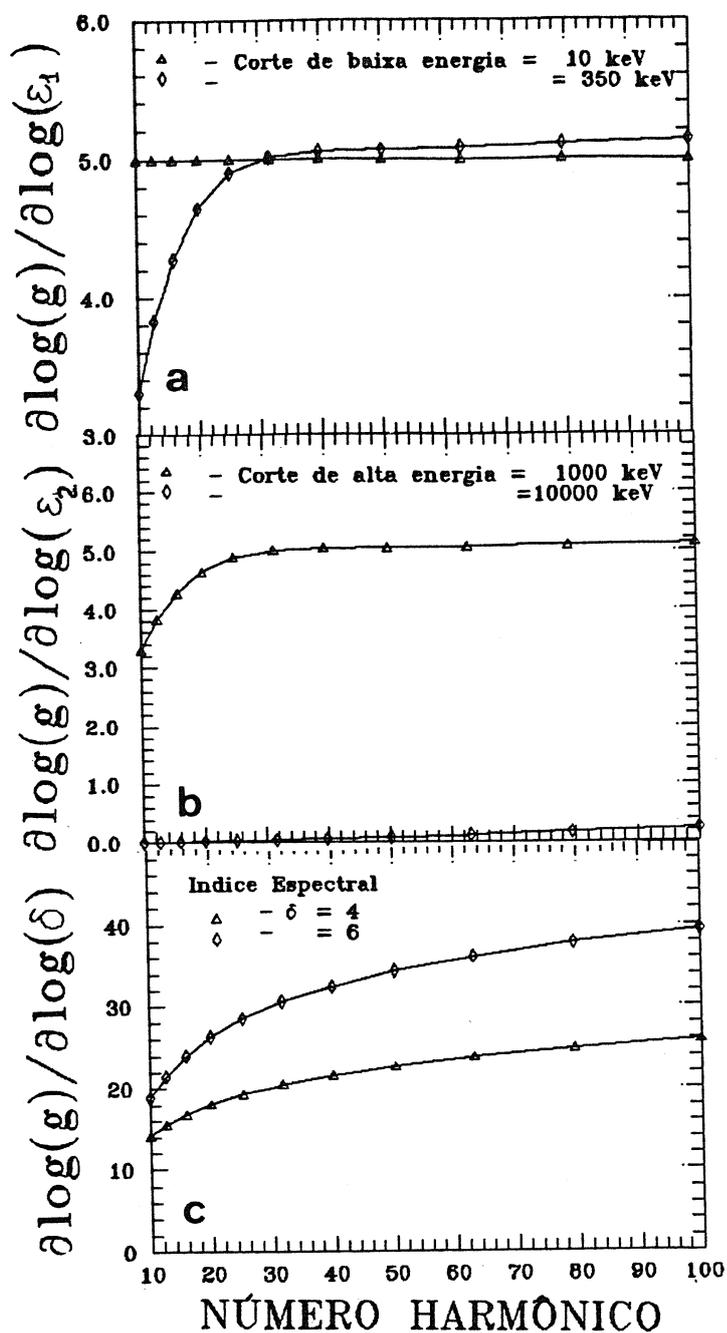


Fig. 4.7 - $\partial \log(g_\nu) / \partial \log(X)$ versus número harmônico.

- A função $f_\nu(\delta, \epsilon_1, \epsilon_2)$ foi definida no texto. X é ϵ_1 em (a), ϵ_2 em (b) e δ em (c). O corte de baixa energia em (b) e (c) é $\epsilon_1 = 10$ keV e o índice espectral $\delta = 6$ em (a) e (b). O corte de alta energia é de $\epsilon_2 = 1$ MeV em (a) e (c).

bandas espectrais, que são bem correlacionadas com microondas (p. ex.: raios X duros, Takakura et alii, 1983), são dominadas pelas mudanças na distribuição de energia.

Na fase de crescimento da emissão microondas, para dar conta do aumento de partículas emissoras ou ainda da energia média do conjunto de elétrons, esperamos que haja um decréscimo de ϵ_1 e/ou um aumento de ϵ_2 e/ou ainda um endurecimento do espectro, diminuição de δ , (p.ex. Schwartz, 1984; Lin e Schwartz, 1987).

4.2.4 - APLICAÇÃO AO EVENTO DE 13 DE NOVEMBRO DE 1981

Aplicamos nossos cálculos à este evento devido à que este se constituiu num exemplo único de explosão solar, apresentado na literatura, que sugere uma mudança no corte inferior de energia durante o flare. As condições ambientes do flare se mantiveram aproximadamente constantes durante a explosão, como vimos em nossa análise no início deste capítulo. Isto tornou esta explosão atraente quanto à determinação da impulsividade nos seus dois picos de emissão e posterior comparação da teoria mantendo invariantes algumas quantidades pertinentes da Equação (4.7).

Nós apresentamos na Figura 4.8 os perfis temporais da explosão de 13 de novembro de 1981 em 22 e 44 GHz, juntamente com as impulsividades ($1/\tau_G$) das duas frequências. A magnitude da impulsividade é comparável em ambos os picos com exceção das proximidades do fluxo zero onde a impulsividade não tem significado. O segundo pico apresenta um número maior de estruturas, revelando aparentemente uma evolução temporal característica do acelerador ou do aprisionamento. A partir de nossos cálculos, as derivadas logarítmicas da Equação (4.7) para $\delta=6$ (ver Figura 4.7) não apresentam uma variação maior que um fator 2 na região de harmônicos da girofrequência entre 10 e 100. Sendo $B=700$ Gauss no evento de 13 de novembro de 1981, as frequências de 22 e 44 GHz se constituem nos harmônicos 14 e 28 da girofrequência, respectivamente. Podemos ver na Figura 4.7a que a derivada logarítmica em ϵ_1 para

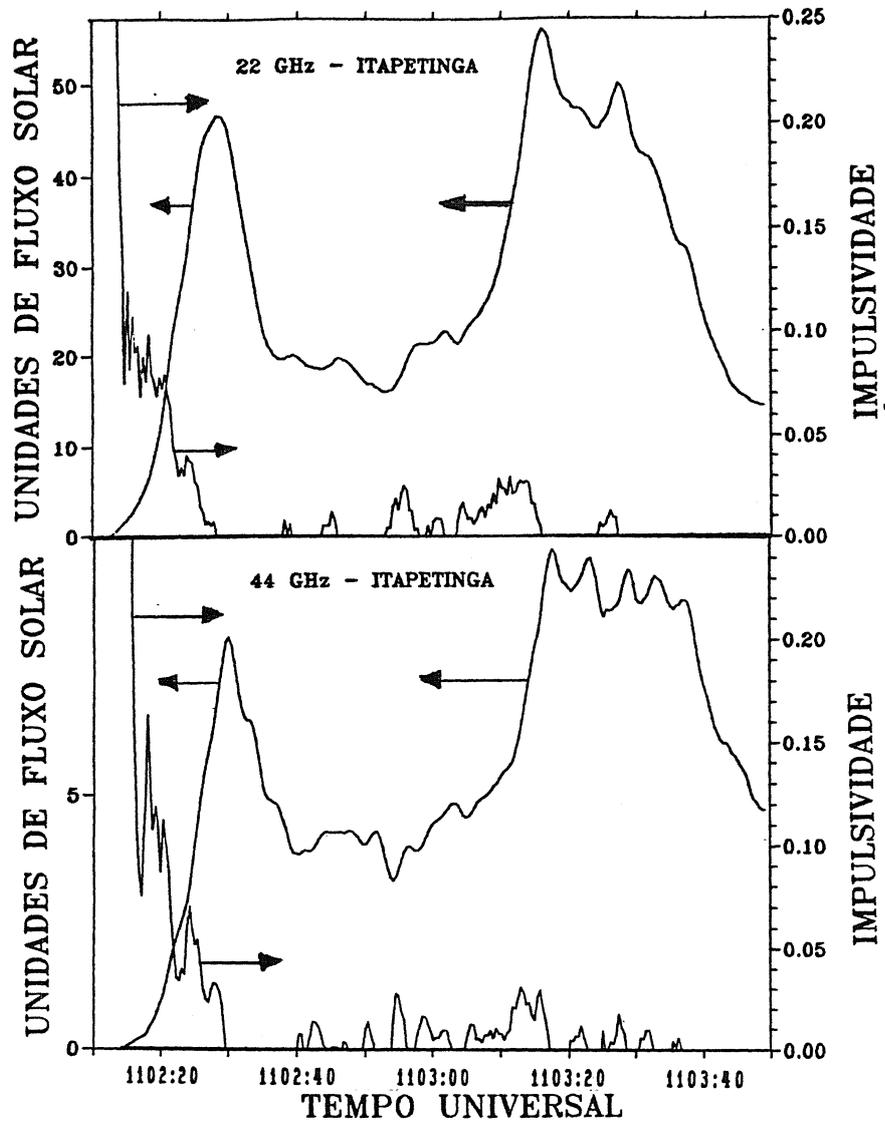


Fig. 4.8 - Perfil temporal e impulsividade da explosão solar de 13 de novembro de 1981.

- A parte superior mostra o fluxo de 22 GHz, S, e a impulsividade $d\log(S)/dt$ e sua evolução temporal. A parte inferior é idêntica para 44 GHz.

$\epsilon_1=350$ keV cresce por um fator 1,24 do harmônico 14 para o harmônico 28 como é o caso da impulsividade medida no primeiro pico de 22 GHz para 44 GHz (ver Figura 4.8). No segundo pico, a impulsividade é aproximadamente igual seguindo a mesma tendência das derivadas logaritimicas da Figura 4.7a para $\epsilon_1=10$ keV.

Por outro lado, a derivada logaritimica em ϵ_2 explica, também, as impulsividades do primeiro pico em 22 e 44 GHz para $\epsilon_2=1000$ keV (Figura 4.7b). Porém, se ϵ_2 crescer no segundo pico esta derivada decresce de uma ordem de grandeza e se torna constante somente para $\epsilon_2=10$ keV. Este decréscimo da impulsividade não foi observado. Para valores baixos de ϵ_2 na região de 1-10 Mev, a derivada é alta mas não é constante em frequência. Não é possível ter uma impulsividade constante em frequência para o segundo pico do evento quando nós consideramos as mudanças do índice espectral (Figura 4.7c). Todavia, a evolução deste parâmetro não pode ser responsável por mudanças entre o primeiro e segundo picos pois não foi observada.

Para avaliar as escalas de tempo envolvidas, tomamos as impulsividades da densidade de fluxo média observadas no evento (Figura 4.8) e associamos estas às variações em ϵ_1 . A escala de tempo de ϵ_1 determinada neste caso foi de 90 segundos. Este resultado é compatível com as escalas de tempo de relaxação colisional dos elétrons acelerados dentro de um volume onde permanecem aprisionados. O atraso temporal do pico de emissão em microondas de alguns segundos em relação ao pico de raios X duros também suporta a idéia da relaxação colisional. O campo magnético inferido de 700 Gauss é um pouco extremado para um evento típico, a partir da nossa análise do Capítulo 3, porém nós utilizamos uma distribuição de elétrons inferida do espectro em raios X duros para uma população de elétrons em precipitação. No caso de elétrons aprisionados o índice espectral δ inferido diminui proporcionando um engrandescimento do número de elétrons relativísticos e portanto da emissão e conseqüentemente a diminuição do campo magnético. De qualquer maneira, este evento

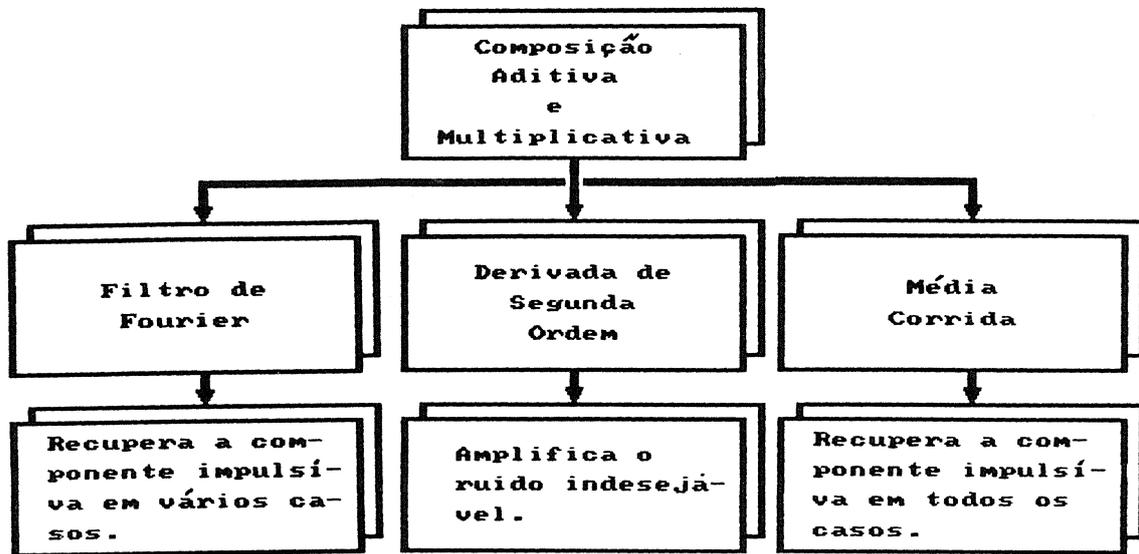
apresentou, pelo menos em parte de sua duração, uma emissividade que não é característica da maioria das explosões solares.

CAPITULO 5

SEPARAÇÃO DAS COMPONENTES IMPULSIVA E GRADUAL

O fluxo de emissão de explosões solares em microondas possui basicamente uma evolução temporal gradual uma vez que a componente impulsiva detém apenas uma pequena fração da emissão total, como vimos no Capítulo 2. Porém, quase que na totalidade das explosões solares em microondas, estamos interessados na componente impulsiva. A amplitude relativa baixa desta componente em vista da emissão gradual tem como principal consequência o deslocamento dos máximos de emissão da componente rápida para tempos diferentes daqueles de origem na fonte, como vamos estudar neste capítulo. Este atraso dos máximos de emissão da componente impulsiva, que pode aparecer na comparação do perfil temporal da emissão em uma frequência com relação a uma outra, é o que nos leva a explorar se são consequências da emissão gradual mais a impulsiva ou se são intrínsecos do acelerador. As simulações numéricas que apresentamos produzem atrasos da componente impulsiva que confirmam os atrasos observados. Os processos que estudamos para separar a componente rápida são ilustrados no Fluxograma 5.1. Esta metodologia no tratamento dos dados se mostrou potencialmente importante para o estudo da componente impulsiva. No entanto, a emissão em microondas que caracteriza o espectro tem origem nos elétrons aprisionados, como vimos nos Capítulos 2 e 3. Assim, a importância desta análise em nosso estudo ficou voltada principalmente para a caracterização dos atrasos temporais da componente impulsiva dentro do modelo de composição da emissão dos elétrons aprisionados mais a emissão daqueles em precipitação, que estamos explorando.

A componente impulsiva de explosões solares em comprimentos de ondas centimétricos e milimétricos tem sido observada simultaneamente com raios X duros (p. ex.: Cornell et alii, 1984; Takakura et alii, 1983, Correia e Kaufmann, 1987, Zodi Vaz et alii, 1986). Geralmente a emissão impulsiva exhibe estruturas finas rápidas

SEPARAÇÃO DAS COMPONENTES TEMPORAIS LENTA E RÁPIDA

Fluxo. 5.1 - Separação das componentes temporais lenta e rápida.

superpostas à componente gradual, concordando com a sugestão que apresentamos nos capítulos anteriores. Esta situação pode ser atribuída a uma superposição genuína de duas componentes de emissão fisicamente distintas quanto à sua origem e quanto às escalas de tempo (p. ex.: aprisionamento mais precipitação) ou mesmo a uma aparência alisada de emissões elementares rápidas superpostas com um período de repetição mais curto que sua duração (p. ex.: Kaufmann et alii, 1984, Loran et alii, 1985, Sturrock et alii, 1984).

Em qualquer caso, é uma prática comum, na análise de dados, remover a componente lentamente variável para revelar mais claramente as estruturas finas e permitir a comparação dos tempos de picos em diferentes comprimentos de ondas, o que leva a uma melhor correlação da emissão rápida. No caso solar, estes métodos se aplicam, principalmente, quando a emissão gradual em duas regiões do espectro eletromagnético possuem uma componente gradual que não apresentem uma boa correlação, como por exemplo a componente gradual em raios X duros, provavelmente proveniente de elétrons térmicos e a componente gradual em microondas devida à elétrons não térmicos aprisionados no arco magnético.

Nós analisamos três métodos para a remoção da componente gradual apresentados na literatura (p. ex.: Bracewell, 1965): a subtração da média corrida, a subtração das baixas frequências do espectro de potência de Fourier e a derivada segunda do perfil temporal. Estendemos a nossa análise à composições multiplicativas entre a componente gradual e a impulsiva (modulação), a qual recae no caso aditivo.

5.1 - O EFEITO DA COMPONENTE GRADUAL NOS TEMPOS DOS MÁXIMOS DE EMISSÃO DA COMPONENTE IMPULSIVA.

5.1.1 - O PROBLEMA

Vamos supor que o sinal $F(t)$, função do tempo t , pode ser decomposto numa componente lenta $F_0(t)$ adicionada a uma componente rápida $F_1(t)$, usando:

$$F(t) = F_0 + F_1(t) \quad (5.1)$$

No caso multiplicativo a modulação de $F_1(t)$ por uma componente gradual harmônica $S(t)$ pode ser aplicada somente em parte da componente lenta. De outra forma, o resultado vai se tornar negativo. Isto é, nós devemos ter $F(t) = S(t) \cdot F_1(t) + F_0(t)$, onde $F_0(t)$ também é gradual e foi incluída para evitar que $F(t)$ seja negativo. Segue-se que o caso multiplicativo pode ser escrito na forma da Equação (5.1).

O problema essencial, é que $F_1(t)$ possui máximos em vários instantes t_m (i.é $F_1'(t_m) = 0$ com $' = d/dt$), nos quais nós estamos fisicamente interessados, e a análise direta de $F(t)$ não revelará os tempos t_m , isto é, da Equação (5.1) obtemos:

$$F'(t_m) = F_0'(t_m) + F_1'(t_m) \quad (5.2)$$

que não será zero à menos que $F_0'(t_m)$ seja coincidentemente zero. Em geral, os máximos correspondentes em $F(t)$ ocorrerão mais cedo ou mais tarde dependendo da intensidade e sinal de $F_0'(t_m)$, e pode inclusive não ocorrer máximos se $F_0'(t_m)$ for suficientemente maior que $F_1'(t_m)$ na vizinhança de $t = t_m$. Nós ilustramos, a seguir, a importância desses efeitos para dois casos simples, e na Seção 5.2 consideramos as consequências da remoção da componente gradual nos tempos de picos da emissão impulsiva.

5.1.2 - TEMPOS DE PICOS DA EMISSÃO IMPULSIVA SUPERPOSTA A EMISSÃO GRADUAL LINEAR E QUADRÁTICA

Novamente, por simplificação, vamos supor que a componente impulsiva tenha a seguinte forma

$$F_1(t) = a \sin(\omega t) \quad (5.3)$$

e que a componente gradual tenha a forma

$$F_0(t) = A \frac{t}{T} + B \left[\frac{t}{T} \right]^2 \quad (5.4)$$

onde T denota algum tempo de referência, convenientemente longo, de tal forma a dar conta de todo o crescimento da componente gradual. A componente impulsiva da Equação (5.3) apresenta máximos quando $\cos(\omega t_1) = 0$, i.é,

$$t_1 = m + \frac{1}{2} \frac{\pi}{\omega} \quad m = 0, 1, 2, \dots \quad (5.5)$$

(onde temos máximos para m par e mínimos para m impar), enquanto que os máximos na resultante F(t), são dados por

$$F'(t) = a \omega \cos(\omega t) + \frac{A}{T} + 2 B \frac{t}{T^2} \quad (5.6)$$

a qual não é satisfeita para $t = t_1$, dado pela Equação (5.5). Se nós escrevermos a Equação (5.6) como

$$\cos(\omega t) = - \frac{A}{a \omega T} + \frac{2 B t}{a \omega T^2} \quad (5.7)$$

podemos ver que para $B=0$ a $A/(a\omega T) > 1$, ou para $B \neq 0$ e $t > T(a\omega T - A)/(2B)$, não existem máximos presentes em $F(t)$ e somente pontos de inflexão. Para $B=0$ e $A = a\omega T$ ou $B \neq 0$ e $t \leq T(a\omega T - A)/(2B)$, o deslocamento dos picos em $F(t)$ relativo a aqueles em $F_1(t)$ depende, claramente, das amplitudes relativas da componente impulsiva e componente gradual.

Especificamente para o caso de $B=0$ (componente gradual linear) o deslocamento entre os picos correspondentes em $F(t)$ e $F_1(t)$ é, a partir das Equações (5.5) e (5.6)

$$\Delta t = \frac{1}{\omega} \frac{\pi}{2} - \cos^{-1} \frac{A}{a \omega T} \quad (5.8)$$

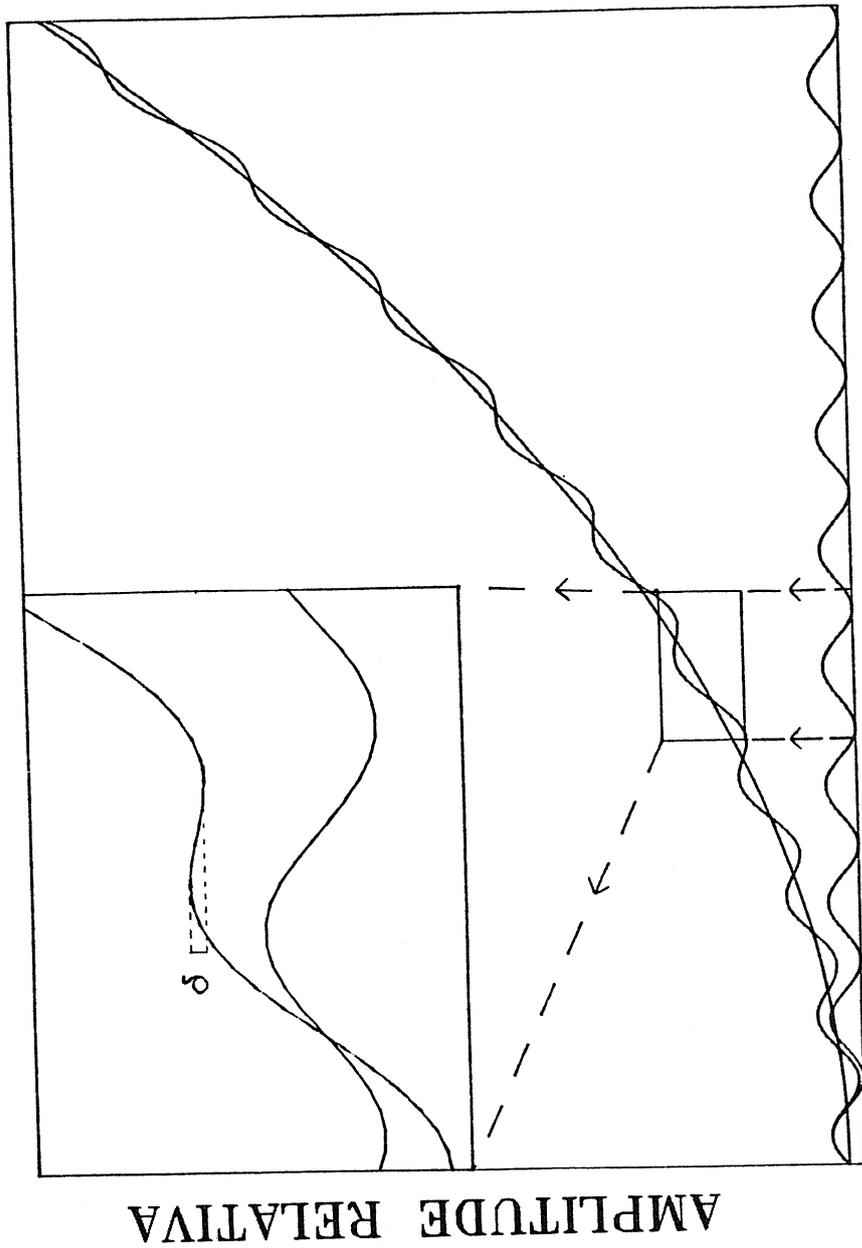
com o deslocamento no sentido de atrasar os máximos e adiantar os mínimos em $F(t)$ comparados à $F_1(t)$ se $A > 0$, e o inverso se $A < 0$. Estes deslocamentos crescem com $A/(a\omega T)$, alcançando um deslocamento máximo ΔT de $\pm \pi/(2\omega)$ - i.é um deslocamento de fase de $1/4$ do período da componente rápida. No caso onde $B \neq 0$, o efeito é claramente equivalente ao caso do crescimento linear com A crescendo no tempo - i.é, o máximo e o mínimo em $F(t)$ virá progressivamente deslocado daqueles em $F_1(t)$, conforme o crescimento de t até que os máximos desapareçam em $t = T(a\omega T - A)/(2B)$.

A Equação (8) provê um critério muito útil para saber se os tempos dos máximos em $F(t)$ são muito diferentes daqueles intrínsecos da componente impulsiva - os efeitos são pequenos se $A/(a\omega T) \ll 1$. Fazendo $\omega T = 2\pi N$, onde N é o número de máximos de alta frequência durante o período T , enquanto que $\alpha = a/A$ é a amplitude relativa da componente de alta frequência. O critério para se ter deslocamentos desprezíveis pode ser assim escrito

$$\alpha = \frac{a}{A} > \frac{1}{2\pi N} = \frac{1}{\omega T} = \frac{\tau}{2\pi T} \quad (5.9)$$

onde τ é o período da componente rápida. Assim, por exemplo, se nós observamos estruturas rápidas de 500 ms sobre um evento de 5 s de duração (à meia potência), ou seja $N=10$, os tempos aparentes dos máximos da frequência rápida (p. ex.: veja o destaque da Figura 5.1) irão diferir substancialmente dos tempos originais da componente impulsiva, à menos que a amplitude relativa seja $\alpha \gg 2\%$.

No caso onde $B=0$, pode-se ver da Equação (5.8) que somente a fase e não a frequência da componente impulsiva é mudada pelo termo linear $A.t$ (à propósito, o tempo do máximo até o mínimo é diferente do tempo do mínimo até o máximo). Se nós compararmos tempos de pico entre duas frequências de emissão, por exemplo raios X duros e microondas, com amplitudes relativas da componente impulsiva diferentes, por exemplo 10% em raios X e 2% em microondas, isto certamente nos levaria à deslocamentos diferentes nos máximos de uma e de outra região de emissão, dificultando o estabelecimento da correlação, uma a uma, das estruturas finas. Uma outra situação imprópria para análise é a do cômputo de espectros em raios X duros com uma situação similar quanto às componentes graduais nas diversas energias do fóton, levando o espectro a um endurecimento ou amolecimento (aumento ou queda do índice espectral) que não está genuinamente associado à emissão da estrutura rápida. Tais resultados certamente nos levaria à conclusões indesejáveis.



ESCALA DE TEMPO RELATIVA

Fig. 5.1 - Simulação numérica de composição aditiva de sinais.

- Adição de componente rápida senooidal com componente lenta quadrática. No detalhe podemos ver o deslocamento causado no pico da componente rápida, δ assinala a amplitude da componente rápida resultante da superposição.

5.1.3 - TEMPOS DE PICOS DA EMISSÃO IMPULSIVA SUPERPOSTA A EMISSÃO GRADUAL SENOIDAL.

Nós vamos substituir a expressão para a componente gradual da Equação (5.4) por,

$$F_0(t) = C \operatorname{sen} \frac{\pi t}{2T} \quad (5.10)$$

a qual vamos superpor à estrutura rápida dada pela Equação (5.3). Assim, os tempos dos máximos da estrutura rápida t_1 , satisfazem:

$$\cos(\omega t_1) = - \frac{1}{4N\beta} \cos \frac{\pi t_1}{2T} \quad (5.11)$$

onde $\beta = a/C$ e $N = \omega T / (2\pi)$ é o número de picos no intervalo T . Neste caso, se $4N\beta < 1$ mas $\gg 0$, os máximos em $F(t)$ exibem inicialmente ($t \ll T$) os mesmos deslocamentos relativos à $F_1(t)$, como descrito no Seção 5.1.2, (i.e máximos atrasados e mínimos adiantados). Porém, assim que nos aproximamos do máximo da componente gradual os máximos da componente rápida entram em sincronismo com os máximos em $F_1(t)$ ($\cos(\pi \omega t_1 / (2T)) = 0$ na Equação (5.11)).

5.1.4 - SIMULAÇÕES NUMÉRICAS DE COMPOSIÇÕES

Para analisarmos melhor os efeitos das composições aditivas da emissão gradual com a emissão impulsiva nós realizamos algumas simulações com as Equações (5.3), (5.4) e (5.10). Para isto, tomamos amplitudes relativas da componente impulsiva muito menores que a unidade, as quais representam melhor as situações onde se fazem necessárias a remoção da componente gradual. Outra quantidade que precisamos sugerir é o número de estruturas rápidas no período T , o qual fizemos igual 10, como sendo representativo da maioria dos casos em que se deseja a subtração da componente gradual (ver Figura 5.1). O intervalo de possibilidades para a amplitude relativa da componente

impulsiva nós determinamos que fosse $0.001 \leq a/B < 1$ (o mesmo para a/C). As Figuras 5.2 e 5.3 mostram os atrasos máximos resultantes de cada simulação - i.e, o deslocamento máximo no tempo dos picos de emissão impulsiva quando a componente gradual é adicionada - sendo que os atrasos estão em unidades do período da componente rápida, $(2\pi/\omega)$, contra a amplitude relativa a/B da Equação (5.4) ou a/C da Equação (5.10) conforme for o caso. A Figura 5.2 contém os resultados das composições da função gradual quadrática adicionada e multiplicada à função senoidal rápida. A Figura 5.3 é similar à Figura 5.2 mas usando a função gradual senoidal ao invés da quadrática. Nas simulações numéricas nós procuramos pelo maior atraso relativo entre todos os picos dentro do período $0 \leq t \leq T$. Uma vez que a/B não é conhecido observacionalmente, nós definimos um parâmetro chamado "amplitude relativa observada" como sendo a razão entre o valor absoluto da diferença de emissão, δ , de algum pico e o mínimo mais próximo, pela emissão média entre eles (veja Figura 5.1). Isto é, a amplitude relativa observada definida aqui é diferente de a/B ou a/C das Figuras 5.2 e 5.3., devido ao desconhecimento que se tem de B e C nas observações reais. Nas Figuras 5.2 e 5.3, o critério que usamos para parar de crescer B ou C foi estabelecido para quando algum máximo no período T tivesse uma amplitude relativa observada da ordem de 0.001.

Um resultado importante que se pode ver nas Figuras 5.2 e 5.3 é que o atraso relativo máximo para todas as simulações propostas é sempre menor que 20% do período da componente rápida. Isto quer dizer que o atraso relativo nestas condições nunca será de um período inteiro, ou seja, para se estabelecer uma correspondência, uma a uma, de estruturas rápidas entre duas frequências de emissão basta relacionar as estruturas que estão mais próximas em fase.

Especificamente, para as simulações aditivas, onde nós podemos definir uma amplitude relativa observada positiva, graficamos o atraso relativo máximo, Δt , contra o logaritmo da amplitude

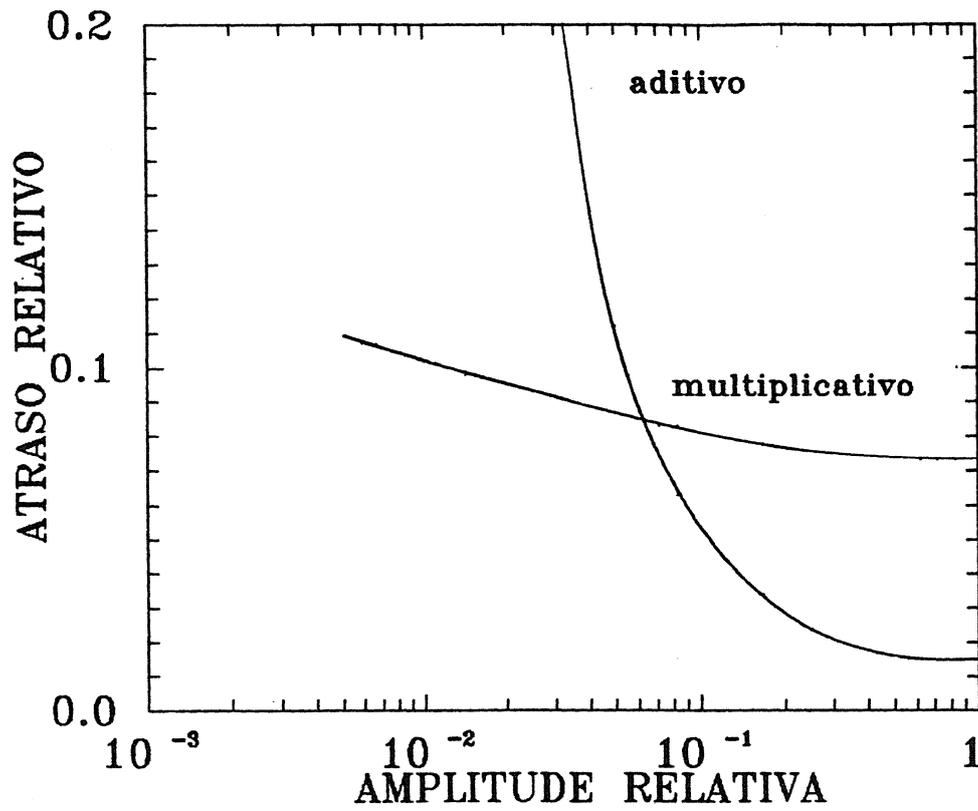


Fig. 5.2 - Atraso relativo máximo versus amplitude relativa.

- Foram feitas composições aditivas e multiplicativas da componente gradual quadrática com a componente senoidal rápida.

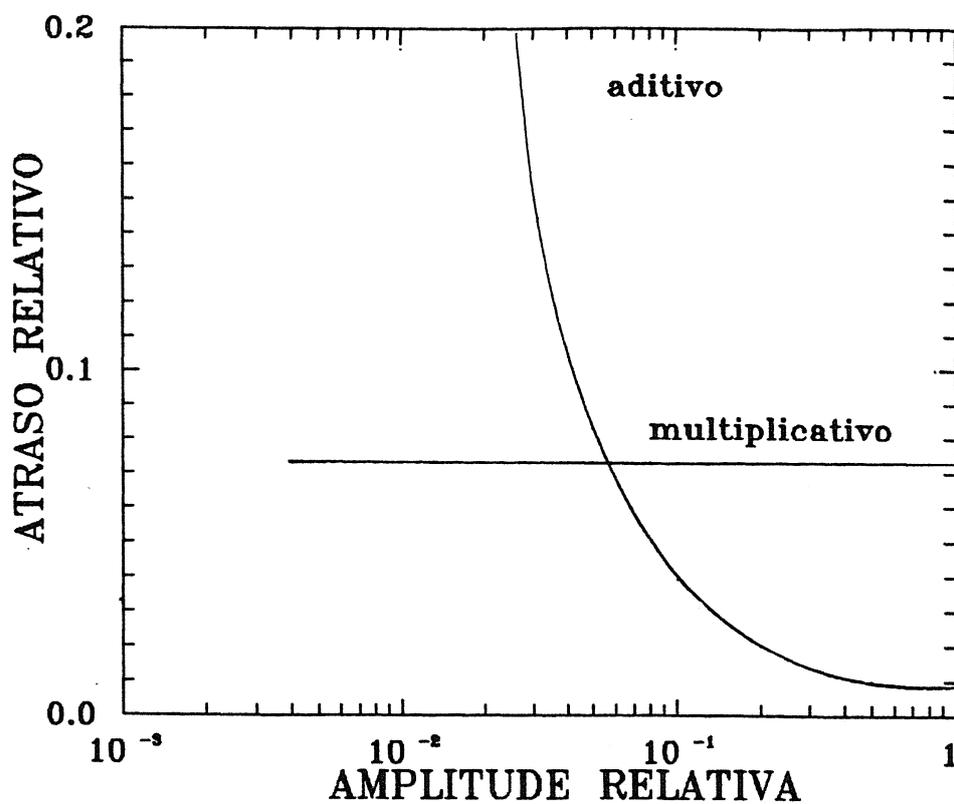


Fig. 5.3 - Atraso relativo máximo versus amplitude relativa.

- Composições aditivas e multiplicativas da componente gradual senoidal com a componente rápida senoidal.

relativa observada, RA^* (ver Figura 5.4). Os Δt 's das simulações, usando as funções quadrática mais senoidal (asteriscos na Figura 5.4) são comparativamente menores que aqueles das simulações do seno mais seno (quadrados na Figura 5.4). No último caso os atrasos relativos são maiores mesmo para amplitudes relativas observadas extremamente grandes, tal como 10. Porém, este perfil de componente gradual do tipo senoidal não mimetiza, em geral, a evolução da componente gradual de explosões solares. Apesar desta dependência funcional dos atrasos máximos relativos, eles estão definidos, praticamente, no mesmo intervalo de magnitudes. Nós ajustamos, pelo método dos mínimos quadrados, uma reta na parte linear destes resultados (ver Figura 5.4), e obtivemos: $\Delta t = 0.027 - 0.079 \log(RA^*)$ para os asteriscos e $\Delta t = 0.059 - 0.073 \log(RA^*)$ para os quadrados.

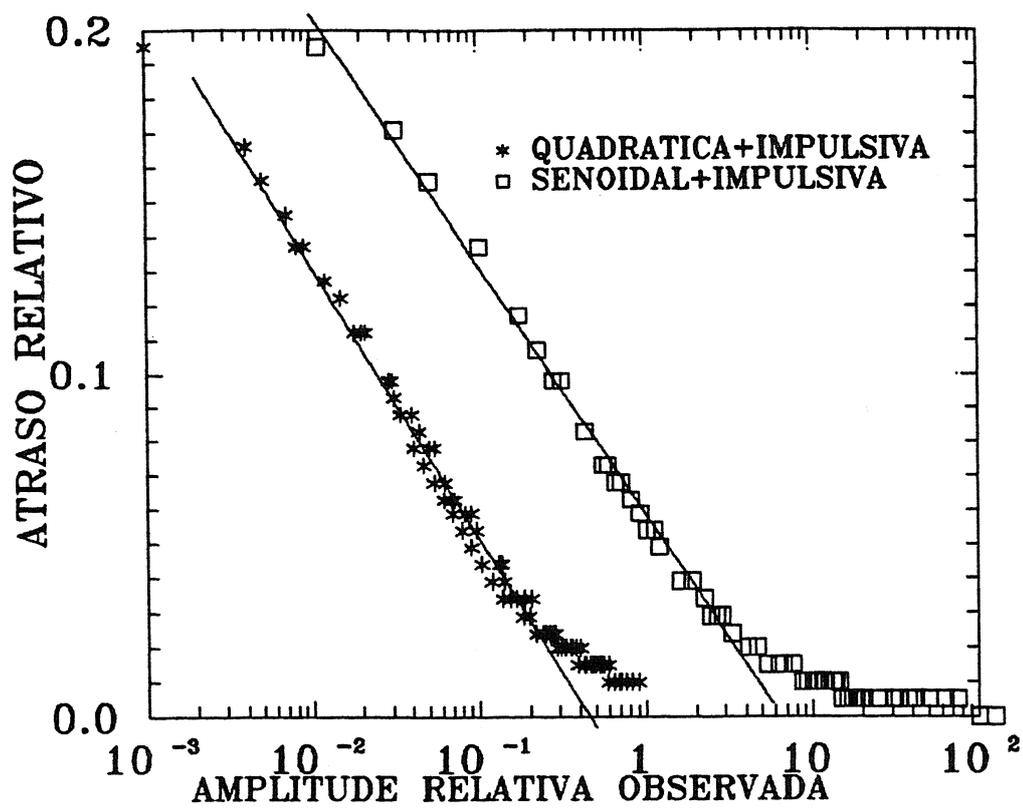


Fig. 5.4 - Atrasso relativo máximo versus amplitude relativa observacional.

- Foram consideradas apenas as composições aditivas como indicado na figura. O termo 'impulsiva' significa senoidal impulsiva.

52 - OS EFEITOS DA REMOÇÃO DA COMPONENTE GRADUAL

Nesta seção tentaremos ilustrar os efeitos da subtração da componente de fundo (gradual) sobre os deslocamentos de picos devidos às composições que analisamos anteriormente. Podemos antecipar que a subtração da componente gradual tende a produzir um perfil temporal mais relacionado com os picos da componente impulsiva. Se este for o propósito, então tal tratamento dos dados é recomendado, porém se a composição não for verdadeira os resultados são imprevisíveis.

5.2.1 - SUBTRAÇÃO DA MÉDIA CORRIDA

Nós definimos a média corrida de um sinal $F(t)$ num intervalo ΔT como

$$\bar{F}(t) = \frac{1}{\Delta T} \int_{t-\Delta T/2}^{t+\Delta T/2} F(t') dt' \quad (5.12)$$

e consideramos os tempos de máximos no sinal residual, $\Delta F(t)$, após sua subtração, i.é,

$$\Delta F(t) = F(t) - \bar{F}(t) = F(t) - \frac{1}{\Delta T} \int_{t-\Delta T/2}^{t+\Delta T/2} F(t') dt' \quad (5.13)$$

Isto ocorre quando

$$\frac{d}{dt} \Delta F = \frac{d}{dt} F - \frac{1}{\Delta T} \left[F(t+\Delta T/2) - F(t-\Delta T/2) \right] = 0 \quad (5.14)$$

de onde vemos claramente que os picos em $\Delta F(t)$ não corresponderão àqueles em F , à menos que por coincidência tenhamos $F(t+\Delta T/2)=F(t-\Delta T/2)$. O critério para escolha de ΔT pode ser o de Nyquist, onde $4\pi/\omega \leq \Delta T \leq T/2$. Em geral, se $F(t)$ é crescente em média, o termo entre colchetes na Equação (5.14) será >0 e os máximos/mínimos em ΔF ocorrerão mais cedo e mais tarde, respectivamente, que aqueles em F . No caso particular de $F(t)$ dado pela soma das Equações (5.3) e (5.4), usando $A=0$, nós encontramos

$$\Delta F' = a \omega \cos(\omega t) \left[1 - \frac{2}{\omega \Delta T} \operatorname{sen} \frac{\omega \Delta T}{2} \right] \quad (5.15)$$

o qual possui máximos em $\cos(\omega t)=0$, exatamente como $F_1(t)$. Assim, neste caso, a subtração da média corrida, $\Delta F(t)$, recupera precisamente os tempos dos máximos de $F_1(t)$, dados pela Equação (5.3), com uma pequena modificação na amplitude da componente impulsiva para mais ou para menos dependendo do quadrante de $\omega \Delta T/2$.

No caso de $F(t)$ dado pela superposição das Equações (5.3) e (5.10), porém, a condição não é mais verdadeira, sendo o resultado:

$$\Delta F' = b \omega \cos(\omega t) + \frac{\pi C}{2 T} \cos \frac{\pi t}{2 T} \left[1 - \frac{4 T}{\pi \Delta T} \operatorname{sen} \frac{\pi \Delta T}{4 T} \right] \quad (5.16)$$

onde:

$$b = a \left[1 - \frac{2}{\omega t} \operatorname{sen} \frac{\omega \Delta T}{2} \right]$$

o qual, em geral, não possui zeros exatamente síncronos à F_1 . A comparação da Equação (5.16) com a Equação (5.7) e as discussões subsequentes mostram que os máximos em ΔF podem ocorrer mais cedo ou mais tarde que em ΔF , dependendo do sinal do segundo termo (o gradual) na Equação (5.16). Para $\Delta T \ll T$, o fator entre colchetes na Equação (5.16) se aproxima de $((\pi \Delta T / 4T)^2) / 6$, também, se $\omega \Delta T \gg 1$, como deve ser o caso para qualquer escolha razoável de média corrida, $b=a$ e então a Equação (5.16) pode ser aproximada para:

$$\Delta F' \approx a \omega \cos(\omega t) + \frac{\pi C}{12 T} \frac{\pi \Delta T}{4 T} \cos \frac{\pi t}{2 T} \quad (5.17)$$

com

$$\frac{1}{\omega} \ll \Delta T \ll T$$

A comparação das Equações (5.17) e (5.6) mostra que, neste caso, após a subtração da média corrida, os deslocamentos dos máximos em ΔT , podem persistir somente se a amplitude do segundo termo na Equação (5.17) não for desprezável comparada ao primeiro termo. Estes deslocamentos residuais serão muito pequenos, desde que

$$\beta = \frac{a}{C} \gg \frac{1}{\omega T} \frac{\pi^3}{192} \left[\frac{\Delta T}{T} \right]^2 \quad (5.18)$$

o qual é um fator próximo de $0.1(\Delta T/T)^2$ o que é menos restritivo que o critério imposto na Equação (5.9), quando a média corrida não é subtraída.

Estes exemplos de componentes graduais, linear e senoidal, ilustram que a subtração da média corrida pode ou não recuperar exatamente os tempos dos picos da componente impulsiva, dependendo das formas funcionais envolvidas. Porém, em todas as simulações processadas na Seção 5.1.4, nós subtraímos a média corrida

e constatamos que este procedimento recupera os tempos dos máximos da componente impulsiva com um erro menor do que 0.001 do período da componente rápida. Além do mais, se nós considerarmos a decomposição da forma geral de $F(t)$ em componentes de Fourier, o resultado mostrado na Equação (5.17) pode ser considerado para cada componente. Assim, nós esperamos que, a menos que as componentes de Fourier tenham amplitudes que violem a condição da Equação (5.18), os máximos em ΔF reproduzirão muito bem aqueles em $F_1(t)$ para todos os casos práticos. Uma estrutura rápida que não satisfaça a Equação (5.18), deve ser tão pequena que não será notada mesmo na ausência de ruído.

5.22 - DERIVADA DE SEGUNDA ORDEM

A aplicação da derivada de segunda ordem em $F(t)$ também é usada para acentuar a visibilidade dos máximos em $F(t)$ e para reduzir ou eliminar as componentes de baixas frequências. No caso de uma componente rápida $F_1(t)$ constituída genuinamente por uma função harmônica, como na Equação (5.3), este procedimento irá recuperar exatamente os tempos dos máximos, se a componente gradual for da forma linear

$$F(t) = a \sin(\omega t) + \frac{A t}{T} \quad (5.19)$$

a qual tem os tempos dos máximos iguais aos de $F_1(t)$ (em oposição de fase). Por outro lado, $F_0(t)$ com termos de mais alta ordem do que a linear (tal como na Equação (5.10)), não terão em geral esta propriedade, e este procedimento deve ser usado com cuidado. Todavia, escrevendo explicitamente

$$F(t) = a \sin(\omega t) + C \sin \frac{\pi t}{2 T} \quad (5.20)$$

e

$$F''(t) = - \left[a\omega^2 \operatorname{sen}(\omega t) + \left(\frac{\pi}{2T} \right)^2 C \operatorname{sen} \frac{\pi t}{2T} \right] \quad (5.21)$$

vemos que a derivada de segunda ordem tem a vantagem de amplificar a razão de amplitudes da componente rápida pela lenta por um fator de aproximadamente $(\omega T)^2 = (2\pi N)^2$ o qual, em geral, será grande e reduzirá bastante os deslocamentos entre F_1 e F'' causados pela componente gradual.

Este mesmo fator dependente de ω^2 , por outro lado, é de utilização perigosa, uma vez que ele age progressivamente mais sobre as componentes de frequência cada vez maior, independentemente se esta for de origem real ou de natureza randômica, como por exemplo os ruídos próprios das medidas. Vamos considerar, por exemplo

$$F_1(t) = a_1 \operatorname{sen}(\omega_1 t) + a_2 \operatorname{cos}(\omega_2 t) \quad (5.22)$$

onde $a_1 \gg a_2$ de tal forma que o segundo termo na Equação (5.22) não seja notado nos dados, os quais apresentam máximos nos instantes em que $\operatorname{cos}(\omega_1 t) = 0$. Porém, se $\omega_2 \gg \omega_1$ tal que $\omega_2^2 a_2 \gg \omega_1^2 a_1$ resultando em

$$\begin{aligned} F_1''(t) &= -a_1 \omega_1^2 \operatorname{sen}(\omega_1 t) - a_2 \omega_2^2 \operatorname{cos}(\omega_2 t) \\ &\approx -a_2 \omega_2^2 \operatorname{cos}(\omega_2 t) \end{aligned} \quad (5.23)$$

de tal forma que F_1'' exibirá máximos de frequência angular ω_2 , completamente não-correlacionados com os máximos de frequência angular ω_1 em $F(t)$.

5.23 - FILTRO DE FOURIER

Um outro procedimento para eliminar a componente gradual é a utilização da análise de Fourier de $F(t)$ no intervalo $0 < t < T$ e a subsequente subtração das baixas frequências. No caso das duas funções harmônicas, $F_0(t)$ dada pela Equação (5.10) e $F_1(t)$ dada pela Equação (5.3), a subtração de frequências abaixo de $\omega/2\pi$ irá restaurar precisamente a componente de alta frequência. Quando a componente gradual tomar a forma linear da Equação (5.4) (com $B=0$), ou seja, quando

$$F(t) = a \operatorname{sen}(\omega t) + \frac{A t}{T} \quad (5.24)$$

a série de senos de Fourier será

$$F(t) = a \operatorname{sen}(\omega t) + \frac{2 A}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^n}{n} \operatorname{sen} \frac{n \pi t}{T} \quad (5.25)$$

ou ainda

$$F(t) = a \operatorname{sen}(\omega t) + \frac{2 A}{\pi} \sum_{-n=1}^{\infty} \frac{(-1)^n}{n} \operatorname{sen} \frac{n \omega t}{N} \quad (5.26)$$

onde $N = \omega T / \pi$ é o número de máximos da componente rápida no intervalo T .

Se subtrairmos todas as componentes de frequências menores que $\omega/2\pi$ (i.é, $n < N$), o sinal residual $f(t)$ pode ser escrito

$$\frac{f(t)}{A} = \frac{a}{A} \operatorname{sen}(\omega t) + \frac{t}{T} - \frac{2}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^{n+1}}{n} \operatorname{sen} \frac{n \omega t}{N} \quad (5.27)$$

Em geral, esta função $f(t)$ não terá máximos coincidentes com os de $F_1(t)$. O resultado da Equação (5.27) depende somente dos dois parâmetros a/A e N , quando t é expresso em unidades de T . Os resultados dos deslocamentos dos máximos em $f(t)$ são mostrados na Figura 5.5 para uma série de valores de a/A e N . Nós podemos esperar um resultado similar à Equação (5.9) - i.é, atrasos significativos em $f(t)$ comparados à $F_1(t)$ somente se $a/A \ll 1/N$. A Figura 5.5 mostra os atrasos relativos entre os picos da componente impulsiva e os picos do sinal total (componente impulsiva mais gradual representadas por cruces) e o sinal total após a subtração da componente lenta usando o filtro de Fourier (representada por círculos). Pode se ver que o filtro de Fourier desloca os picos produzindo atrasos ainda maiores. O tamanho finito da amostra introduz na transformada de Fourier alguns termos especiais, proporcionais aos pulos abruptos entre os cortes do intervalo amostral (Bracewell, 1965). Para reduzir ou eliminar estes termos de alta frequência são utilizadas algumas funções especiais, tal como função Hanning (cinturão de cosseno), aplicadas no sinal original com a intenção de se evitar os cortes abruptos. Fazendo isto em nossa Figura 5.6, o resultado foi similar ao método da média corrida.

Este procedimento se mostra insatisfatório quando a componente gradual detém componentes de mais alta frequência, as quais não desejamos eliminar, como é o caso da componente linear.

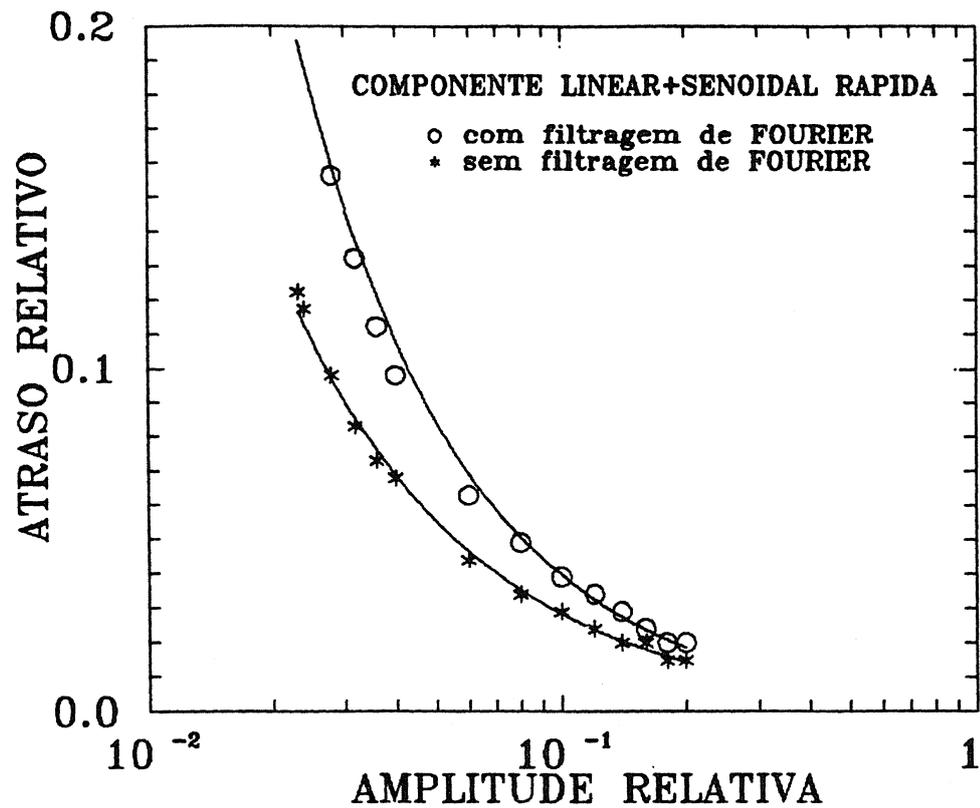


Fig. 5.5 - Atraso relativo máximo versus amplitude relativa.

- Os atrasos denotados pelo asterisco (*) são devidos à composição aditiva indicada e o círculo (o) denota os atrasos resultantes, após a eliminação da componente lenta por Fourier.

5.3 - DISCUSSÕES

Em geral, é possível dizer que os atrasos devidos à composições aditivas ou multiplicativas entre as componentes gradual e rápida podem chegar até 25% do período da componente impulsiva. Para alguns estudos de atrasos ou de endurecimento espectral, este resultado é muito importante e a utilização de algum método para remover a componente gradual, recuperando os tempos de picos, é desejável.

Podemos concluir também que a subtração da média corrida recupera, para quase todos os casos, os tempos de picos das componentes rápidas. Por outro lado, o método da derivada de segunda ordem é válido mas pode amplificar o ruído indesejável de alta frequência presente no sinal.

O método do filtro de Fourier, para os casos onde a componente gradual pode diferir das funções harmônicas, como por exemplo a forma senoidal, pode resultar num deslocamento ainda maior nos picos da componente rápida.

A Figura 5.6 mostra uma aplicação dos três métodos em evento solar com estruturas rápidas observado em 30 GHz em 21 de maio de 1984 (Correia e Kaufmann, 1987). O ruído real dos dados nesta Figura é menor que a espessura da linha do gráfico. Neste evento, as amplitudes relativas observacionais foram 19,15 e 22% nas estruturas A, B e C, respectivamente. As letras com linha correspondem aos tempos de pico das estruturas A, B e C esperadas da Figura 5.4 no caso da componente gradual quadrática mais a impulsiva senoidal. O método da média corrida confirma esta expectativa muito bem neste exemplo, como está indicado na Figura 5.6, uma discrepância ocorre na Figura C onde a componente gradual não seria mais quadrática, como suposto.

Os diferentes tempos de pico no sinal filtrado pelo método de Fourier comparado com o resultado da média corrida são os efeitos dos cortes abruptos da amostra (Figura 5.6). Se estes cortes

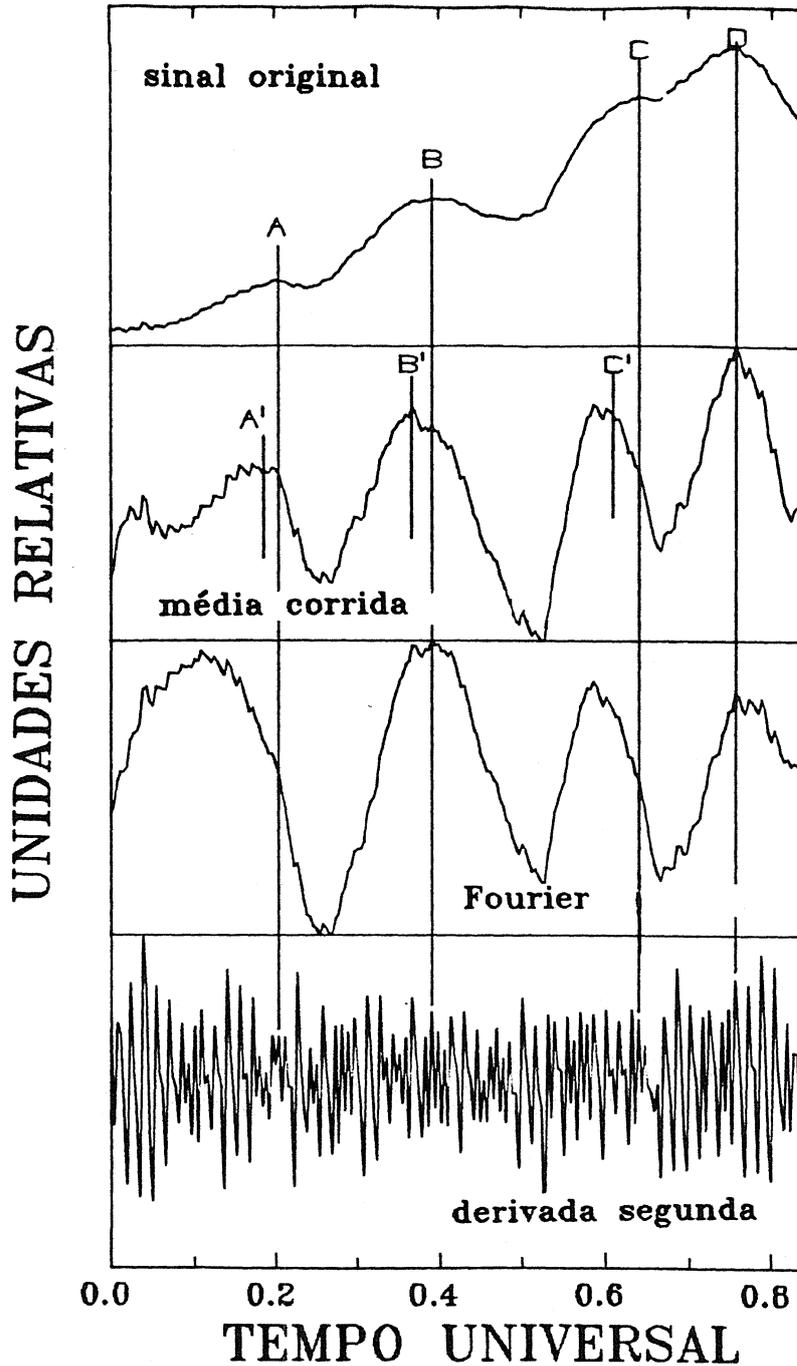


Fig. 5.6 - Exemplo de sinal com componente gradual filtrada.

- O perfil temporal no topo da figura apresenta uma parte da evolução no tempo da explosão de 21 de maio de 1984, observada pelo Observatório do Itapetinga em 90 GHz. A abscissa apresenta o tempo transcorrido em segundos após às 13:26:37.7. As figuras abaixo apresentam este sinal filtrado de sua componente lenta pelos tres métodos assinalados. Os rótulos A, B e C denotam tres estruturas rápidas e os rótulos linha (') suas respectivas posições esperadas com base na Figura 5.4.

são eliminados usando-se nas extremidades da amostra uma função de amortecimento gradual, pex. a função Hanning, os deslocamentos entre os dois resultados desaparecem e os tempos de picos coincidem em ambos os métodos. Porém, este procedimento atenua fortemente as amplitudes da componente rápida nas proximidades da extremidade da amostra, e introduz uma nova relação entre os atrasos relativos e as amplitudes relativas que não correspondem mais ao dado original.

O sinal ruidoso sempre se constitui num problema para todos os três métodos, especialmente quando a amplitude relativa da componente rápida é comparável à ele. Porém, o ruído é extremamente pior para o método da derivada de segunda ordem.

Para aplicações em eventos solares com uma suposta correlação entre as componentes rápidas em duas regiões do espectro (p. ex.: raios X duros e microondas) com diferentes componentes graduais a composição deve resultar em picos não correlacionados. A subtração da média corrida é certamente o método mais indicado para estudar o sincronismo (i.é a correlação) e a determinação espectral sem produzir endurecimento ou amolecimento espectral artificial. O método de Fourier pode eventualmente ser utilizado desde que não haja cortes abruptos no intervalo amostrado, porém, será sempre mais dispendioso em tempo de processamento.

Nós acreditamos, a partir da análise das composições aditivas deste capítulo, que os atrasos de aproximadamente 50-300 ms de estruturas temporais de 1-2 s de duração em 22 e 44 GHz com relação à emissão em raios X duros (Kaufmann, Costa e Strauss, 1982; Costa e Kaufmann, 1983 e Kaufmann et alii, 1983), são provenientes de composições aditivas. A razão disto, é que nesta hipótese a emissão rápida em raios X duros, mantém os picos desta componente nos tempos de origem devido à grande amplitude desta em relação à emissão gradual. No entanto, a amplitude relativa da componente impulsiva em microondas em 22 e 44 GHz se encontra entre 2 à 8%, como vimos na Figura 2.1, e isto nos leva a esperar um atraso de 60-200 ms em estruturas com duração de 1 s (veja Figura 5.4).

CAPITULO 6

CONCLUSAO

A suposição de que a emissão de raios X duros e microondas de explosões solares venha de uma mesma população de elétrons merece certas considerações. Por exemplo, a discrepância notória no número de partículas inferidos das observações em raios X duros e em microondas pode ser compatibilizada com uma quebra na lei de potência da distribuição dos elétrons. Isto é, a diminuição do número de elétrons acima de uma certa energia propicia uma restrição no fluxo exagerado em microondas sem diminuir o número de elétrons emissores de raios X duros. Esta diminuição no fluxo de microondas para uma mesma emissão em raios X duros até algumas centenas de keV é fundamental para se entender a estatística de Kosugi, Dennis e Kai (1988). Na estatística deles, somente aqueles eventos muito intensos associados com a emissão em raios γ , emissão do topo do arco magnético, com a componente de emissão mais rápida associada a relaxação colisional (aprisionamento mais eficaz), possuem uma emissão mais abundante em microondas. Estes eventos, chamados de explosões extensas, possuem as características previstas nas acelerações por choques, preferencialmente ortogonais às linhas do campo magnético que produzem um aprisionamento mais eficiente das partículas com um ângulo de passo próximos à 90° (ver Ohsawa e Sakai, 1988). Desta forma, a emissão em microondas além de mais intensa seria menos polarizada vindo preferencialmente do topo do arco magnético, como procuramos mostrar no Capítulo 2.

Esta quebra na lei de potência tem sido pouco enfatizada na literatura, com exceção de estudos mais recentes, certamente devido à falta de sensibilidade dos espectros em raios X duros acima de algumas centenas de keV. Estudos incompletos do espectro em microonda de explosões solares, apresentados na literatura, não tinham ainda estabelecido condições para uma sugestão de quebra na lei de potência. Ao contrário, algumas análises têm preferido a proposta de não homogeneidade do campo magnético certamente por desprezarem a

presença de estruturas harmônicas ou desconhece-las nos espectros de baixa resolução. Nós apresentamos ainda, para a explosão solar estudada no Capítulo 4, duas análises independentes através da impulsividade e emissividade microondas que sugerem fortemente a quebra espectral na distribuição dos elétrons emissores.

A presença das estruturas harmônicas no espectro giro-sincrotrônico reduz a importância do efeito Razin na emissão em microondas e determina o campo magnético com precisão muito superior aos estudos apresentados até agora. A compatibilização da largura do espectro com os índices espectrais impõe a necessidade de um espectro de elétrons com índice espectral variável tal como discutimos no parágrafo anterior.

Por outro lado, uma comparação mais cuidadosa das características temporais da emissão microondas com raios X duros permite a visualização de uma emissão com duas assinaturas. As análises das estruturas temporais rápidas superpostas à componente gradual tem levado à maioria dos estudos à vinculação da escala de tempo das estruturas rápidas (< 1 seg) ao tempo de percurso do elétron no interior da fonte e as estruturas mais lentas (alguns segundos) ao tempo de relaxação colisional. Em ambos os casos esta componente rápida se superpõe a uma emissão gradual resultante do aquecimento do plasma ou do aumento global dos elétrons energético injetados. Em geral, estas hipóteses sobre o comportamento temporal dos elétrons estão associadas a um modelo de aprisionamento magnético mais a precipitação de elétrons que escapam no cone de perdas. Como discutimos no Capítulo 2, os elétrons aprisionados contribuem para a maior parte da emissão em microondas não polarizada enquanto que os elétrons em precipitação contribuem gradativamente mais para as frequências mais elevadas. A razão da emissão impulsiva pela emissão gradual varia com a frequência em microonda controlada pela emissão giro-sincrotrônica. A mesma razão no caso de raios X duros cresce com a energia do fóton observado, provavelmente, devido à menor eficiência da emissão em alvo fino dos elétrons no aprisionamento em altas energias. A razão da emissão impulsiva pela emissão gradual, fica

assim, dependente dos mecanismos de emissão e parâmetros envolvidos na emissão de raio X duros e microondas. A nossa sugestão é a de que a separação das duas componentes deve ser feita antes de qualquer estudo de correlação para se evitar resultados casuísticos como os campos magnéticos extremados encontrados por Kosugi, Dennis e Kai (1988). A composição aditiva dos fluxos de emissão advindos dos elétrons aprisionados e em precipitação apresenta uma tendência de atrasos temporais das estruturas rápidas similar ao que é observado que vem comprovar esta tese.

Nós achamos que as explosões solares típicas podem ser analisadas por um modelo de aprisionamento mais precipitação, a partir da análise que apresentamos neste trabalho. Porém, estamos executando alguns outros programas de observações solares que devem testar a extensão da aplicação dos nossos resultados. A impulsividade em microondas, como vimos no Capítulo 4, não é sempre uma medida direta da evolução temporal dos parâmetros na fonte devido à grande quantidade de variáveis desconhecidas no problema. Porém, um levantamento espectral em várias frequências de observação desta impulsividade pode ser conclusivo na determinação dos parâmetros responsáveis pela variação da emissão em microondas. Esta análise, nós estamos providenciando à partir dos dados do Observatório do Owens Valley. Estamos preparando um estudo da impulsividade em raios X duros para aplicação em uma amostra de dados do satélite SMM com contrapartida da emissão em microondas obtida pelo Observatório do Itapetinga. A análise conjunta das impulsividades em raios X duros e em microondas pode propiciar, além do conhecimento da evolução temporal do espectro de elétrons, a determinação das escalas de tempo das aceleração destas partículas. Estamos cumprindo um programa de observações conjuntas com o Owens Valley para a determinação do espectro de alta resolução incluindo a frequências de 22 e 44 GHz do Itapetinga, para a caracterização da quebra espectral na região opticamente fina da emissão em microondas. Um trabalho que pode ser definitivo para a confirmação dos nossos resultados está sendo executado em colaboração com a Universidade de Berna. Estamos operando simultaneamente 5 radiômetros em 48 GHz no Itapetinga (emissão

opticamente fina do espectro), numa experiência inédita, que deverá possibilitar a determinação da posição do centróide emissor no interior do arco magnético com resolução temporal de 1 ms e precisão espacial de alguns segundos de arco. Alguns resultados já foram obtidos e embora as posições do centróide ainda não foram determinadas, o perfil temporal das explosões medidas indicam variações na posição da fonte tão rápidas quanto a componente impulsiva.

REFERENCIAS BIBLIOGRAFICAS

- BAI, T.; KIPLINGER, A.L. AND DENNIS, B.R. Characteristics of microwave-rich flares. *Bulletin of the American Astronomical Society*, 15(2):535-536, Jun. 1984.
- BEKEFI, G. Radiation Processes in Plasmas. Ne; York, John Willey, 1966.
- BATCHELOR, D.A.; CRANNELL, C.J.; WIEHL, H.J.; MAGUN, A. Evidence for collisionless conduction fronts in impulsive solar flares. *Astrophysical Journal*, 295(1):258-274, Aug. 1985.
- BOHME, A.; FURSTENBERG, F.; HILDEBRANDT, J.; SAAL, O.; KRUGER, A.; HOYNG, P.; STEVENS, G.A. A two-component model of impulsive microwave burst emission consistent with soft and hard X-rays. *Solar Physics*, 53(1):139-155, Jun. 1977.
- BRACEWELL, R. N. The Fast Fourier Transform and its applications. New York, McGraw-Hill, 1965.
- BROWN, J.C. The deduction of energy spectra of non-thermal electron in flares from the observed dynamic spectra of hard X-ray bursts. *Solar Physics*, 18(3):489-502, Jul. 1971.
- BROWN, J.C. The interpretation of spectra, polarization, and directivity of solar hard X-rays. In: Kane, S.R. ed.- *Solar Gamma-, X-, and UV-Radiation*. Symposium. Buenos Aires, 11-14 June 1974. D. Reidel, 1975, p. 245-282. (IAU Symposium, 68).
- BROWN, J.C. The interpretation of hard and soft X-ray from solar flares. *Philosophical Transactions of the Royal Astronomical Society of London*, A281:473-490, May. 1976.
- BROWN, J.C.; SMITH, D.F. Solar flares. *Reports on Progress in Physics*, 43:125-197, Jun. 1980.

- BROWN, J.C.; CARLAW, V.A.; CROMWELL, D.; KANE, S.R. A Comparison of the thick-target model with stereo data on the high structure of solar hard X-ray bursts. *Solar Physics*, 88(2):281-295, Jun. 1983.
- BROWN, J.C.; MELROSE, D.B.; SPICER, D.S. Production of a collisionless conduction front by rapid coronal heating and its role in solar hard X-ray burst. *Astrophysical Journal*, 228(2):592-597, Mar. 1979.
- CORNELL, M. E., HURFORD, G. J., KIPLINGER, A. L., DENNIS, B. R. The relative timing of microwave and hard X-rays in solar flares. *Astrophysical Journal*, 279(2):875-881, Abr. 1984.
- CORREIA, E. Condições de contorno para o fenômeno das explosões solares estabelecidas a partir do comportamento estatístico na faixa de raios X duros. São José dos Campos, INPE, 1983 (INPE-2906-TDL/147).
- CORREIA, E. Fenômenos de alta energia em explosões solares. São José dos Campos, INPE, 1989 (INPE-4961)-TDL/390).
- CORREIA, E.; KAUFMANN, P. Repetition rates of fast pulses in a solar burst at mm-waves and hard X-rays. *Solar Physics*, 111(1):143-154, Jun. 1987.
- CORREIA, E.; KAUFMANN, P.; COSTA, J.E.R.; ZODI VAZ, A.M.; DENNIS, B. R. The possible importance of synchrotron/inverse Compton losses to explain fast mm-wave and hard X-ray emission of a solar event. In: *SMM Topical Workshop on Rapid Fluctuations in Solar Flares*. Lanham, MD., Sept. 30 - Oct. 4, 1985, Proceedings. Washington, DC, NASA, 1987, p.161-169.(NASA CP 2449).
- COSTA, J.E., CORREIA, E., BROWN, J.C., KAUFMANN, P. On removal of the gradual component in analyses of solar impulsive bursts. *Astrophysical Journal Supplement Series*, 73(1): no prelo, June 1990.

- COSTA, J.E.R.; KAUFMANN, P. Mm- to cm- wavelength time delays in solar burst emission and the effect of varying magnetic field. *Astronomy and Astrophysics*, 119(1):131-138, 1983.
- CRANNELL, C.J.; FROST, K.J.; MATZLER, C.; OHKI, K.; SABA, J.L. Impulsive solar X-ray bursts. *Astrophysical Journal*, 223(2):620-637, Jul. 1978.
- DUIJVEMAN, A.; HOYNG, P.; MACHADO, M.E. X-ray imaging of three flares during the impulsive phase. *Solar Physics*, 81(1):137-157, Mar. 1982.
- DULK, G.A. Radio emission from the sun and stars. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 23:169-224, 1985.
- DULK, G.A. AND MARSH, K.A. Simplified expressions for the gyrosynchrotron radiation from mildly relativistic, nonthermal and thermal electrons. *Astrophysical Journal*, 259(1):350-358, Aug. 1982.
- DULK, G.A.; MELROSE, D.B. AND WHITE, S.M. The gyrosynchrotron emission from quasi-thermal electrons and applications to solar flares. *Astrophysical Journal*, 234(3):1137-1147, Dec. 1979.
- FORMAN, M.A.; RAMATY, R. ZWEIBEL, E.G. The acceleration and propagation of solar flare energetic particles. In: *Physics of the Sun*. Sturrock, P.A.; Holzer, T.E.; Mihalas, D.M.; Ulrich, R.K. ed.- D. Reidel, Dordrecht Holland, 1986. v.2, cap.13, p. 249-285.
- GARY, D.E. The numbers of fast electrons in solar flares as deduced from hard X-ray and microwave spectral data. *Astrophysical Journal*, 297, 799-804, Oct. 1985.
- GUIDICE, D.A.; CASTELLI, J.P. Spectral distributions of microwave bursts. *Solar Physics*, 44(1):155-172, Sept. 1975.

- GINZBURG, V.L.; SYROVATSKII, S.I. Cosmic magnetobremstrahlung (Synchrotron radiation). *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 3:297-350, 1965.
- HOLT, S.S.; RAMATY, R. Microwave and hard X-ray bursts from solar flares. *Solar Physics*, 8(1):119-141, Jul. 1969.
- HUDSON, H.S. Particle acceleration mechanisms in astrophysics. In: Arons, J.A.; McKee, C. and Max, C. ed.- *American Institute of Physics Conference*, La Jolla, CA, USA, 3-5 Jan. 1979, p. 115-134. (NASA CP 56)
- KAI, K. Can observed hard X-ray and microwave flux from solar flares be explained by a single electron population?. *Solar Physics*, 104(2):235-241, Mar. 1986.
- KAI, K.; KOSUGI, T.; NITTA, N. Flux relations between hard X-rays and microwaves for both impulsive and extended solar flares. *Publications of the Astronomical Society of Japan*, 37(1):155-162, Nov. 1985.
- KANE, S.R. Impulsive (flash) phase of solar flares: hard X-ray, microwave, EUV and optical observations. In: NEWKIRK Jr., G. ed.- *Coronal Disturbances*. Symposium held in Surfers Paradise, Queensland, Australia, 7-11 sept. 1973. D. Reidel, 1974, p.105-141. (IAU SP 57).
- KANE, S.R. Energetic electrons, Type III radio bursts, and impulsive solar flare X-rays. *Astrophysical Journal*, 247(1):1113-1121, Ago. 1981.
- KANE, S.R.; ANDERSON, K.A. Spectral characteristics of impulsive solar-flare X-ray > 10 keV. *Astrophysical Journal*, 162(2):1003-1018, Dec. 1970.

- KANE, S.R.; ANDERSON, K.A.; EVANS, W.D.; KLEBESADEL, R.W.; LAROS, J.
Observations of an impulsive solar X-ray burst from coronal source.
Astrophysical Journal Letters, 233(3):L151-L155, Nov. 1979.
- KANE, S.R.; CRANNEL, C.J.; DATLOWE, D.; FELDMAN, U; GABRIEL, A.;
HUDSON, H.S.; KUNDU, M.R.; MATZLER, C.; NEIDIG, D.; PETROSIAN, V.
AND SHEELAY, N.R.Jr. Impulsive phase of solar flares. In: Sturrock,
P.A. ed.- *Solar Flares - A Monograph from Skylab Workshop II*.
Boulder, Colorado Associated University Press, 1980, Cap. 5, p.
187-229.
- KANE, S.R.; FENIMORE, E.E.; KLEBESADEL, R.W.; LAROS, J.G. Spatial
structure of ≥ 100 keV X-ray sources in solar flares. *Astrophysical
Journal Letters*, 254(2):L53-L587, Mar. 1982.
- KAUFMANN, P., CORREIA, E., COSTA, J. E. R., DENNIS, B. R., HURFORD, G.
J., BROWN, J. C. Multiple energetic injections in a strong spike-
like solar burst. *Solar Physics*, 91(2):359-376, Jan. 1984.
- KAUFMANN, P.; MATSUURA, O.T.; MARQUES DOS SANTOS, P.; MONTE MASCARO,
A.C. On the polarization and intensity distribution of solar bursts
at 7Ghz. *Astrophysical Letters*, 2(1):149-152, Jul. 1968.
- KAUFMANN, P.; STRAUSS, F.M.; COSTA, J.E.R.; DENNIS, B.R.; KIPLINGER
A.; FROST, K.J. AND ORWIG, L.E. Microwave and hard X-ray
observations of a solar flare with a time resolution better than
100 ms. *Solar Physics*, 84(1):311-319, Feb. 1983.
- KAUFMANN, P.; STRAUSS, F.M.; RAFFAELLI, J.C.; OPPER, R. New aspects of
solar activity with high time resolution and high sensitivity
observations at cm- and mm-wavelengths. In: Donnelly, R.F., ed.
Solar-Terrestrial Predictions Proceedings, Boulder, Co, USA, 23-28
Aug. 1980. v.3,p. C115-C130.

- KAUFMANN, P.; STRAUSS, F.M.; SCHAAL, R.E.; LAPORTE, C. The use of the large mm-wave antenna at itapetinga in high-sensitivity solar research. *Solar Physics*, 78(2):389-399, Ago. 1982.
- KAWABATA, K-A.; OGAWA, H.; TAKAKURA, T.; TSUNETA, S.; YOSHIMORE, M.; OKUDAIRA, K.; HIRASHIMA, Y.; KONDO, I. Fanbeam observations of millimeterwave bursts associated with X- and gama- ray bursts detected from Hinotori. In: Tanaka, Y., ed. - *Hinotori Symposium on Solar Flares Proceedings*, held at Tokyo, Ja., Jan. 27-29, 1982. Institute of Space and Astronomical Science, Tokyo, Ja., May 1982, p. 168-185.
- KIPLINGER, A.L.; DENNIS, B.R.; EMSLIE, G.A.; FROST, K.J.; ORWIG, L.E. Millisecond time variations in hard X-ray solar flares. *Astrophysical Journal Letters*, 265(2):L99-L104, Feb. 1983.
- KLEIN, K-L. Gyrosynchrotron radiation in an inhomogeneous medium. *Doctoral Thesis*. Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universitat, Bonn. 1984.
- KLEIN, K-L; TROTTEY, G; MAGUN, A. Microwave diagnostic of energetic electrons in flares. *Solar Physics*, 104(1):243-252, Mar. 1986.
- KOSUGI, T. Directivity of radio emissions from solar flares. *Publications of Astronomical Society of Japan*, 37:575-589, Mar. 1985.
- KOSUGI, T.; DENNIS, B. R.; KAI, K. Energetic electrons in impulsive and extended solar flares as deduced from flux correlations between hard X-rays and microwaves. *Astrophysical Journal*, 324(2):1118-1131, Jan. 1988.
- KUNDU, M.R. *Solar Astronomy*. New York, John Wiley 1965.
- KUNDU, M.R. Spatial characteristics of microwave bursts. *Solar Physics*, 86(1):205-217, Mar. 1983.

- KUNDU, M.R.; VLAHOS, L. An interpretation of the polarization structures of microwave bursts. *Astrophysical Journal*, 232(1):595-602, Sept. 1979.
- LIN, R.P. Non-relativistic solar electrons. *Space Science Reviews*, 16(1/2):189-256, Jun./Jul. 1974.
- LIN, R.P.; MELWALDT, R.A.; VAN HOLLEBEK, M.A.I. The energy spectrum of 20 keV-20 MeV electrons accelerated in large solar flares. *Astrophysical Journal*, 253(2):949-962, Feb. 1982.
- LIN, R.P. AND SCHWARTZ, R.A. High Spectral resolution measurements of a solar flare hard x-ray burst. *Astrophysical Journal*, 312(1):462-474, Jan. 1987.
- LIN, R.P.; SCHWARTZ, R.; PELLING, M.; HURLEY, K.C. A new component of hard X-rays in solar flares. *Astrophysical Journal Letters*, 251(2):L109-L114, Dec. 1981.
- LORAN, J.M.; BROWN, J.C.; CORREIA, E.; KAUFMANN, P. Interpretation of fast ripple structure in solar impulsive bursts. *Solar Physics*, 97(2):363-373, Mar. 1985.
- MACKINNON, A.L.; BROWN, J.C.; TROTTET, G.; VILMER, N. The effect of precipitation on diagnostics for electron trap models of solar hard X-ray bursts. *Astronomy and Astrophysics*, 119:297-300, Nov. 1983.
- MACKINNON, A. L.; COSTA, J.E.R.; KAUFMANN, P.; DENNIS, B.R. Interpretation of temporal features in an unusual X-ray and microwave burst. *Solar Physics*, 104(1):191-198, Mar. 1986.
- MARSH, K.A.; HURFORD, G. Two-dimensional VLA maps of solar bursts at 15 and 23 GHz with arcsec resolution. *Astrophysical Journal Letters*, 240(2):, L111-L114, Sep. 1980.

- MELROSE, D.B. Plasma Astrophysics. New York, Gordon and Breach Science 1980. v.1.
- NAKAJIMA, H.; DENNIS, B.R.; HOYNG, P.; NELSON, G.; KOSUGI, T.; KAI, K. Microwave and X-ray observations of delayed brightenings at sites remote from the primary flare locations. *Astrophysical Journal*, **288**(3):806-819, Jan. 1985.
- NITTA, N.; KOSUGI, T. Energy of microwave emitting electrons and hard X-ray/microwave source model in solar flares. *Solar Physics*, **105**(1):73-85, Mai. 1986.
- OHKI, K. Directivity of solar hard X-ray bursts. *Solar Physics*, **7**(2):260-267, May 1969.
- OHSAWA, Y.; SAKAI, J-I. Prompt proton and electron acceleration to relativistic energies in solar flares. *Solar Physics*, **116**(1):157-162, Nov. 1988.
- ORWIG, L.E.; FROST, K.J.; DENNIS, B.R. The hard X-ray burst spectrometer on the solar maximum mission. *Solar Physics*, **65**(1):25-37, Jan. 1980.
- PETERSON, L.E.; WINCKLER, J.R. Gamma ray bursts from a solar flare. *Journal of Geophysical Research*, **64**:697-707, Jul. 1959.
- RAMATY, R. Gyrosynchrotron emission and absorption in a magnetoactive plasma. *Astrophysical Journal*, **158**(2):753-770, Nov. 1969.
- RAMATY, R.; PETROSIAN, V. Free-free absorption of gyrosynchrotron radiation in solar microwave bursts. *Astrophysical Journal*, **178**(1):241-249, Nov. 1972.
- SCHWARTZ, R.A. High resolution hard X-ray spectra of solar and cosmic sources. *Doctoral Thesis*. University of California, Berkeley. Apr. 1984.

- STAHLI, M.; GARY, D.E.; HURFORD, G.J. High resolution spectra of solar bursts. *Solar Physics*, 120(2):351-368, Jun. 1989.
- STAHLI, M.; GARY, D.E.; HURFORD, G.J. The secondary spectral component of solar microwave bursts. *Solar Physics*, 1990. in press.
- STURROCK, P.A.; KAUFMANN, P.; MOORE, R.L.; SMITH, D.F. Energy release in solar flares. *Solar Physics*, 94(2):341-357, Aug. 1984.
- SVETKA, Z. Solar Flares. In: *Geophysics and Astrophysics Monographs*. Dordrecht Holland, D. Reidel Publishing Company, 1976.
- TAKAKURA, T. Synchrotron radiation from intermediate energy electrons and solar radio outbursts at microwave frequencies. *Publications of the Astronomical Society of Japan*, 12(3):325-351, Apr. 1960.
- TAKAKURA, T. Theory of microwave and X-ray emission. In: RAMATY, R.; STONE, R.G., ed. - *High Energy Phenomena on the Sun*, Greenbelt, Ma, USA (NASA/GSFC), 1973. p. 179-187 (NASA SP --342).
- TAKAKURA, T.; KAUFMANN, P.; COSTA, J.E.R.; DEGAONKAR, S.S.; OHKI, K.; NITTA, N. Subsecond pulsations simultaneously observed at microwaves and hard X-rays in a solar burst. *Nature*, 302:317-319, Mar. 1983.
- TAKAKURA, T.; SCALISE JR., E. Gyro-synchrotron emission in a magnetic dipole field for the application to the center-to-limb variation of microwave impulsive bursts. *Solar Physics*, 11(3):434-455, Mar. 1970.
- TAKAKURA, T.; UCHIDA, Y.; KAI, K. Time variation of the spectrum of gyro-synchrotron from the sun. *Solar Physics*, 4(1):45-57, Mai. 1968.

- TROTTEY, G.; VILMER, N. Modelling of non-thermal hard X-ray emission observed during solar flares. In: TROTTEY, G., ed. - *18th International Cosmic Ray Conference Proceedings*, Bombay, India, Ago. 22 - Set. 3, 1983. Tata Institute of Fundamental Research. 1983, v. 10, p. 3-15.
- TAKAKURA, T. The self absorption of gyro-synchrotron emission in a magnetic dipole field: microwave impulsive burst and hard x-ray burst. *Solar Physics*, 26(1):151-175, Sept. 1972.
- TSUNETA, S.; TAKAKURA, N.; OHKI, K.; TANAKA, K.; MAKISHIMA, K.; MURAKAMI, T.; ODA, M. AND OGAWARA, Y. Hard x-ray imaging of the solar flare on 1981 may 13 with the Hinotori spacecraft. *Astrophysical Journal*, 280(2):887-891, May. 1984.
- VLAHOS, L.; MACHADO, M.; RAMATY, R.; MURPHY, R.J. e colaboradores. Particle Acceleration. In: Kundu, M.R.; Woodgate, B., ed. *Energetic Phenomenon on the Sun: The Solar Maximum Mission Flare Workshop Proceedings*, Greenbelt. MA., Jan. 24-28, 1983, Jun. 9-14, 1983, Feb. 13-17, 1984. NASA Goddard Space Flight Center, MA, 1986, p. 2.1-2.57, (NASA-CP2439).
- WIEHL, H.J.; SCHOECHLIN, W.A.; MAGUN, A. Microwave time delays as evidence for a collisionless conduction front. *Astronomy and Astrophysics*, 92(1):260-266, Dec. 1980.
- WILD, J.P., HILL, E.R. Approximation of the general formulae for gyro and synchrotron radiation in a vacuum and isotropic plasma. *Australian Journal of Physics*, 24(1):43-52, Jan. 1971.

ZODI VAZ, A. M., KAUFMANN, P., CORREIA, E., COSTA, J. E. R., TAKAKURA, T., TAPPING, K., CLIVER, E. Rapid spectral and flux time variations in a solar burst observed at various dm-mm wavelengths and hard X-rays. In: Dennis, B.R.; Orwig, L.E.; Kiplinger, L.E., ed. - *SMM Topical Workshop of Rapid Fluctuations in Solar Flares Proceedings*. Lanham, MD, sep. 30-oct. 4. Washington, DC. NASA, 1986, p. 171-177. (NASA CP 2449).

APENDICE A

RADIAÇÃO GIROSSINCROTRÔNICA

A.1 - INTRODUÇÃO

A radiação girossincrotrônica é um caso particular da emissão giromagnética de elétrons, onde o termo aqui empregado tem sido usado para designar a região de energia levemente relativística dos elétrons. As energias próximas ou superiores à energia do elétron impoem um efeito adicional no campo elétrico das partículas carregadas. As equações do campo de cargas elétricas aceleradas descritas pelo potencial de Lienard-Wichert mostram que a energia é fortemente concentrada ao longo da direção do movimento das cargas. Assim, a radiação girossincrotrônica produzida por estes elétrons consiste de uma série de pulsos na direção do observador, pois o giro dos elétrons nas linhas do campo produzem um efeito de farol na emissão. Uma descrição geométrica deste movimento pode ser apreciada na Figura A.1.

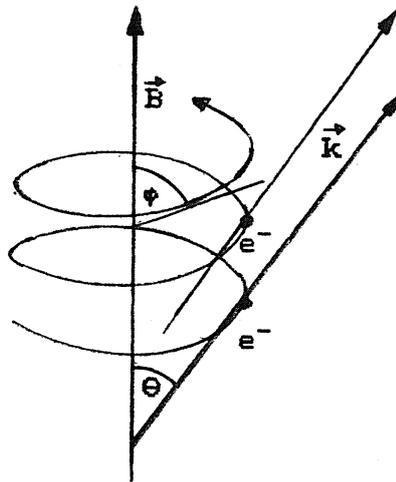


Figura A.1

Na Figura A.1, o elétron e^- está orbitando numa espiral com ângulo de passo ϕ , em torno de uma linha de força do campo magnético B . Este elétron produz um pulso de radiação eletromagnética

A.2

na direção k e a cada giro o pulso viaja uma distância menor se $\Theta \neq 0$. O ângulo Θ é denominado de ângulo de visada neste trabalho. Assim, o período dos pulsos, corrigido pelo efeito Doppler da aproximação e pelo efeito relativístico na massa do elétron, que é visto pelo observador, determina a frequência fundamental de emissão girossincrotrônica (Klein, 1984):

$$\nu_0 = \frac{\nu_g}{(1 - \beta\mu \cos\phi \cos\Theta) \gamma} \quad (\text{A.1})$$

onde ν_g é a girofrequência do elétron, $\beta = v/c$ (velocidade do elétron e velocidade da luz no vácuo, respectivamente), γ é o fator de Lorentz e μ é o índice de refração do meio. A emissão se concentra em linhas em ν_0 e harmônicos s desta frequência, a saber:

$$\nu_s = s \nu_0 \quad (\text{A.2})$$

A largura $\Delta\Theta$ do pulso de radiação pode ser dada pela expressão simplificada (Melrose, 1980):

$$\Delta\Theta \approx \frac{1}{\gamma} \quad (\text{A.3})$$

no entorno de $\Theta = \phi$. Este resultado se aplica tanto à potência total radiada quanto à potência em cada harmônico. Isto quer dizer que a emissão numa certa direção é proveniente de elétrons com ângulo de passo numericamente próximos ao ângulo de visada. Devemos notar, que a definição estatística do valor mais provável do ângulo de passo de uma certa distribuição determina que a emissão vai estar concentrada nesta direção, tanto mais quanto maior for a correção relativística. A largura efetiva destas linhas no harmônico s , pode ser assim escrita (Melrose, 1980):

A.3

$$\Delta \nu_s \approx \Delta \theta \left. \frac{\partial \nu_s}{\partial \theta} \right|_{\theta=\varphi} \approx \Delta \theta \frac{\bar{\nu}_s}{\operatorname{tg} \varphi} \quad (\text{A.4})$$

onde $\Delta \theta$ é definido na Equação A.3 e $\bar{\nu}_s$ é a frequência média radiada no harmônico s , encontrada por Melrose (1980), a saber:

$$\bar{\nu}_s = \frac{s \nu_g}{1 - \beta^2 \cos^2 \varphi} \quad (\text{A.5})$$

A emissão em harmônicos altos ou de elétrons de alta energia torna-se uma função contínua em frequência, devido à largura das linhas exceder a separação entre os harmônicos. A presença de linhas no espectro fica então dependente da desigualdade:

$$s \ll \gamma \operatorname{tg} \varphi \quad (\text{A.6})$$

A energia de elétrons se distribuindo no entorno de $\gamma \tan(\varphi)$ apresenta uma emissão com linhas largas e estreitas simultaneamente como pode ser visto na Figura A.2.

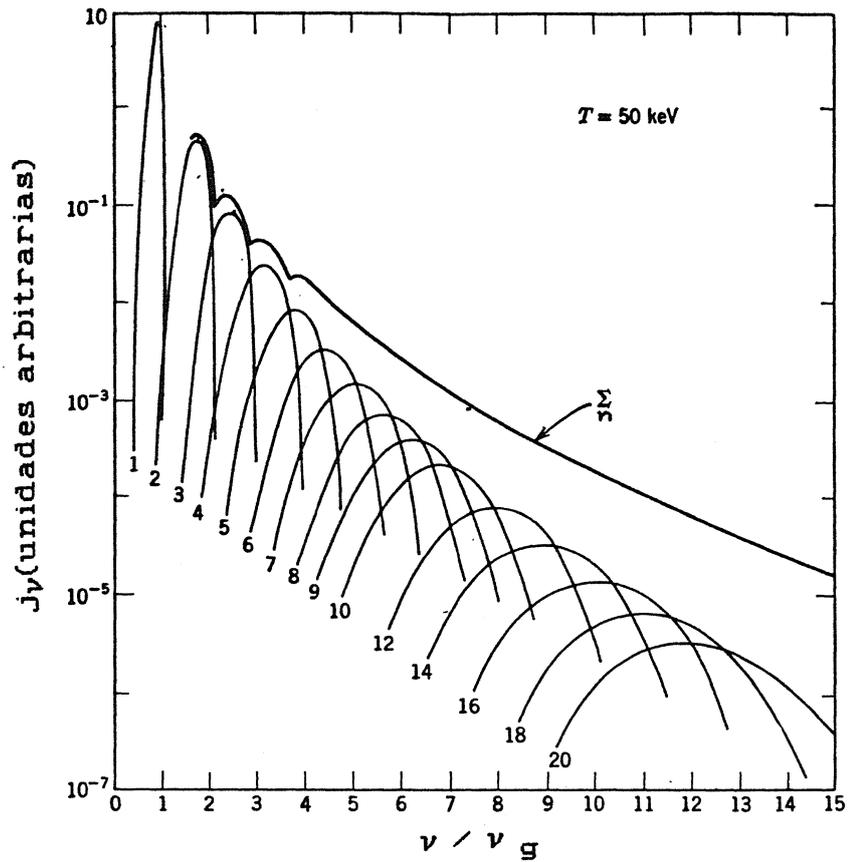


Fig. A.2 - Coeficiente de emissão girossincrotrônica.

- Emissão de elétrons térmicos com energia média de 50 keV nos primeiros vinte harmônicos antes e depois da somatória.

FONTE: Bekefi (1966).

A.5

Os processos pelos quais as linhas se alargam são muitos (Bekefi, 1966) e uma descrição resumida destes é dada a seguir:

a) Alargamento radiativo: resulta do fato de que uma radiação com um trem de ondas finito não pode ter uma frequência pura. Esta é a largura mínima da linha proveniente do princípio de Heisenberg.

b) Alargamento colisional: a largura da linha é da ordem da frequência de colisão.

c) Alargamento Doppler: produzido pelo movimento dos elétrons ao longo das linhas de força.

d) Correção relativística da massa do elétron: resulta da variação da girofrequência do elétron com a variação da energia dos mesmos.

e) Auto-absorção da radiação: em um plasma térmico este alargamento acontece nas linhas opticamente espessas, limitando a intensidade destas para não exceder a emissão de Planck. A energia radiada é distribuída no entorno da linha. Num plasma não-térmico, geralmente domina o efeito Doppler (Bekefi, 1966).

f) Efeitos de dispersão em plasma: ocorre em um plasma denso, para frequências menores ou da ordem da frequência do plasma e afeta a forma e a largura da linha.

g) Não-uniformidade do campo magnético: pequenas variações na intensidade do campo magnético produz um alargamento da linha da ordem da não-uniformidade.

A presença das linhas nos espectros girossincrotrônicos, para o plasma solar, aparecem nos primeiros harmônicos da frequência fundamental e são de importância relativa muito baixa. A exceção que se faz é para os ângulos de visada maiores que 45° . As larguras das linhas são definidas, basicamente, pelo efeito Doppler e pela correção relativística da massa. A não-uniformidade do campo magnético não é

A.6

importante no nosso modelo. A determinação da frequência da primeira estrutura harmônica, neste trabalho, foi feita a partir dos espectros girossincrotrônicos calculados por um programa de computador que avalia os coeficientes de emissão e absorção para uma distribuição de elétrons segundo uma lei de potência.

A.2 - EMISSIVIDADE GIROSSINCROTRÔNICA

A equação geral da emissividade volumétrica pode ser escrita como (Bekefi, 1966):

$$j_\nu = \int \epsilon_\nu(p) N(p) d^3p \quad (\text{A.7})$$

onde $\epsilon_\nu(p)$ é a potência radiada na frequência ν por um elétron com um momento p e $N(p)$ é a distribuição dos momentos. Note que o módulo do momento p está em unidades de $m_e c$, onde m_e é a massa de repouso do elétron e c é a velocidade da luz no vácuo. Takakura e Scalise (1972) apresentaram uma expressão simplificada para a emissividade total (nas duas polarizações, circular esquerda L e circular direita R) onde o módulo e direção dos elétrons são separados em variáveis independentes p e ϕ , i.é., módulo de p e ângulo de passo, respectivamente:

$$j_{\nu, R+L}(\Theta) = \frac{(2\pi e)^2 \nu}{c \cos\Theta} \sum_n \int_{p_1}^{p_2} \frac{p}{(a^2 + b^2)^{1/2} (1+p^2)^{1/2}} N(p, \phi) dp \quad (\text{A.8})$$

onde e é a carga dos elétrons e $N(p, \phi)$ é a distribuição dos elétrons em momento e ângulo de passo. As variáveis a e b são dependentes da derivada $J_n'(x)$ e da função de Bessel $J_n(x)$ de ordem n , definidas como:

A.7

$$a = p \operatorname{sen} \varphi J_n'(x) \quad (\text{A.9})$$

e

$$b = \frac{(1+p^2)^{1/2} \cos \Theta - p \cos \varphi}{\operatorname{sen} \Theta} J_n(x) \quad (\text{A.10})$$

onde

$$x = \frac{v}{v_g} p \operatorname{sen} \varphi \operatorname{sen} \Theta \quad (\text{A.11})$$

Os limites de integração da equação A.8 são raízes positivas da equação:

$$v = n v_g \left((1+p^2)^{1/2} - p \cos \varphi \cos \Theta \right)^{-1} \quad (\text{A.12})$$

onde $\cos \varphi$ assume os valores limites de ± 1 . No integrando, computa-se o valor de $\cos \varphi$ a partir da equação (Takakura e Scalise, 1972):

$$\cos \varphi = \frac{(1+p^2)^{1/2} - (n v_g / v)}{p \cos \Theta} \quad (\text{A.13})$$

e a somatória sobre n é feita para n inteiro maior que $v \operatorname{sen} \Theta / v_g$. Esta formulação levemente relativística da giroemissão é bastante complexa e uma descrição mais completa exige uma explanação excessivamente extensa (p.ex: Ramaty, 1969 e Melrose 1980). Do ponto de vista computacional, a solução pode ser encontrada dentro de um tempo de processamento razoável para os nossos propósitos.

Na aproximação de propagação no vácuo, que estamos supondo neste trabalho, as elipses de polarização para os dois modos de propagação da onda, o extraordinário e o ordinário são aproximadamente dois círculos. Nesta aproximação, chamada de quase-longitudinal, a emissividade nos dois modos de propagação, extraordinário (e) e ordinário (o) pode ser obtida a partir da Equação A.8, a saber:

$$j_{\nu, e, o}(\Theta) = \frac{(2\pi e)^2 \nu}{2 c \cos\Theta} \sum_n \int_{p_1}^{p_2} \frac{p}{(a \pm b)^2 (1+p^2)^{1/2}} N(p, \varphi) dp \quad (\text{A.14})$$

onde + denota o modo extraordinário e - denota o modo ordinário.

A3 - AUTO-ABSORÇÃO GIROSSINCROTRONICA

O coeficiente de absorção desenvolvido por Takakura e Scalise (1972) se aplica quando a auto-absorção girorressonante de elétrons térmicos do plasma ambiente domina. A nossa hipótese é a da supremacia da auto-absorção dos elétrons não-térmicos e portanto desenvolvemos uma expressão válida neste caso, a partir da expressão geral definida por Bekefi (1966), que se reduz a:

$$k_{\nu, R+L}(\Theta) = \frac{(2\pi)^2 e^2}{m_e \cos\varphi \nu} \sum \int \frac{N(p) - N(p')}{(a^2 + b^2) h\nu} d^3p' \quad (\text{A.15})$$

onde h é a constante de Planck e $\mu_{e,o}$ é o índice de refração que estamos supondo unitário. Este coeficiente corresponde à quantidade de emissão de fótons que serão auto-absorvidos por elétrons não-térmicos, com momentos entre p' e $p'+dp'$ que se excitaram a partir do momento p . Uma solução desta equação para uma distribuição $N(p)$, expandida numa série de Taylor é apresentada por Bekefi (1966). Nós seguimos uma dedução similar à de Ramaty (1969), porém com um formalismo de emissão no vácuo, onde $\mu_{e,o} \approx 1$.

A.9

Façamos a transição de momentos corresponder à transição de energia:

$$E' - E = h\nu \quad (\text{A.16})$$

e $h\nu$ é a energia do fóton absorvido. Desde que esta energia $h\nu$ seja muito menor que a energia do elétron $\gamma m_e c^2$, onde os níveis de energia são bem próximos, $N(p) - N(p')$ pode ser encontrado a partir das leis de conservação, como (Ramaty, 1969):

$$\frac{N(p) - N(p')}{h\nu} = - \frac{\beta \gamma}{pc} \frac{\partial N}{\partial \gamma} + \frac{\beta}{pc} \frac{\cos\theta - \cos\phi}{\beta \sin\phi} \frac{\partial N}{\partial \phi} \quad (\text{A.17})$$

onde a mudança do ângulo de passo $\Delta\phi$ que resultou da interação com um fóton na direção θ é dada por (Ramaty, 1969):

$$\text{tg } \Delta\phi = \frac{h\nu}{pc} \frac{\beta \cos\theta - \cos\phi}{\beta \sin\phi} \quad (\text{A.18})$$

Esta equação pode ser reescrita em função de γ, p e $\cos\phi$ através da identidade $p = \beta\gamma$, ou seja:

$$\frac{N(p) - N(p')}{h\nu} = - \frac{1}{c} \left[\frac{dN}{dp} + \frac{p \cos\theta - \gamma \cos\phi}{p^2} \frac{dN}{d(\cos\phi)} \right] \quad (\text{A.19})$$

Fazendo uma transformação na distribuição de momentos para a definição mais geral em energia γ (i.é, energia cinética em unidades de $m_e c^2$), através do número invariante de elétrons no elemento infinitesimal, temos:

$$4\pi p^2 N(p, \phi) dp = N(\gamma) d\gamma \quad (\text{A.20})$$

onde isotropizamos a distribuição em ângulos de passo. Por outro lado, a distribuição em energia segundo uma lei de potência :

$$N(\gamma) = N_0 \gamma^{-\delta} \quad (\text{A.21})$$

é normalizada pela densidade de elétrons emissores n , com energia entre γ_1 e γ_2 , ou seja:

$$N(\gamma) = \frac{n (\delta-1)}{\gamma_1^{-\delta+1} - \gamma_2^{-\delta+1}} \gamma^{-\delta} \quad (\text{A.22})$$

Voltando à Equação A.20 podemos encontrar dy/dp para obter a distribuição de momentos a partir da distribuição de energia isotrópica em ângulos de passo, a saber:

$$N(p, \varphi) = \frac{n (\delta-1)}{\gamma_1^{-\delta+1} - \gamma_2^{-\delta+1}} \frac{((1+p^2)^{1/2}-1)^{-\delta}}{p (1+p^2)^{1/2}} \quad (\text{A.23})$$

onde a identidade $(1+\gamma)^2 = 1+p^2$ foi utilizada na determinação da Equação A.23. Uma expressão para o coeficiente de absorção nos modos extraordinário e ordinário pode ser encontrada a partir da Equação A.15, substituindo no integrando (a^2+b^2) por $(a\pm b)^2/2$, tal como na Equação A.14.

A4 - CONSIDERAÇÕES SOBRE O PROGRAMA

A avaliação das funções de Bessel de ordem n e sua derivada de primeira ordem é feita pela aproximações de Wild e Hills (1971).

Os limites da integração são determinados pela Equação A.12 e a integração numérica é feita pelo método de Simpson. A divisão

do intervalo de integração foi fixada em vinte pontos que se mostrou muito boa para todos os cálculos efetuados (ver Klein, 1984).

A somatória foi estendida até que a contribuição do termo n calculado fosse menor do que 10^{-5} do resultado acumulado. Um cuidado especial foi tomado para que os momentos limites da integral, p_1 e p_2 , respeitassem os limites matemáticos da distribuição de energia dos elétrons estabelecido pelo usuário do programa como um parametro de entrada.

A.5 - CONSIDERAÇÕES SOBRE AS DERIVADAS DE f_V E g_V .

As derivadas logaritimicas das funções f_V e g_V definidas nas Equações 4.3 e 4.4 foram determinadas numericamente através do programa descrito neste apêndice para o cálculo de j_V e k_V como está estabelecido nas equações.

APÊNDICE B

ÍNDICE ESPECTRAL DE ELÉTRONS INFERIDO A PARTIR DA EMIÇÃO EM RAIOS X DUROS

A emissão de raios X duros tem sido estudada a partir de modelos que utilizam a interação dos elétrons energéticos com o meio, produzindo radiação por bremsstrahlung. Outros modelos de emissão de radiação no contínuo, tal como a radiação sincrotrônica e a Compton inversa, foram discutidos no passado e cederam à supremacia da emissão bremsstrahlung para os parâmetros de plasma geralmente aceitos na análise de explosões solares típicas (Brown, 1976). Usualmente, aplica-se a aproximação não-relativística no extremo de baixa energia da distribuição de elétrons (Brown, 1971). A seção de choque neste caso é dada pela fórmula de Bethe-Heitler, a saber:

$$\sigma(\epsilon, E) \propto \frac{1}{\epsilon E} \ln \frac{1+(1-\epsilon/E)^{1/2}}{1-(1-\epsilon/E)^{1/2}} \quad (\text{B.1})$$

onde ϵ é a energia do fóton e E é a energia do elétron.

A interação dos elétrons com o meio pode ser estudada dentro de dois limites extremos. O choque de elétrons com um alvo fino, pouco denso de prótons ($\Delta N < 10^{19}$ prótons/cm²), produzindo emissão proporcional à densidade do meio e a interação com um alvo espesso que tem emissão independente da densidade do alvo (Brown, 1971).

B1 - BREMSSTRAHLUNG EM ALVO FINO

No modelo de emissão em alvo fino a intensidade da radiação X dura dos elétrons com energia cinética abaixo de E_0 é dada por (Brown, 1971):

$$I_{X, \text{ fino}}(\epsilon, E \leq E_0) \propto \int_{\epsilon}^{E_0} v(E) \sigma(\epsilon, E) N(E) dE \quad (\text{B.2})$$

B.2

onde $v(E)$ é a relação da velocidade com a energia cinética dos elétrons, que na aproximação não-relativística é dada por:

$$v(E) = \frac{2}{m_e} E^{1/2} \quad (\text{B.3})$$

sendo m_e a massa de repouso do elétron. $N(E)$ é a distribuição de energia dos elétrons cuja forma funcional segue uma lei de potência:

$$N(E) \propto E^{-\delta} \quad (\text{B.4})$$

Assim podemos obter a dependência em energia, do integrando da Equação B.2, considerando-se as Equações B.1, B.3 e B.4, a saber:

$$I_{X, \text{ fino}} \propto \frac{1}{\epsilon} \int_{\epsilon}^{E_0} E^{-\delta-1/2} dE \quad (\text{B.5})$$

ou seja, esta distribuição produz um fluxo de raios X duros segundo uma lei de potência:

$$I_{X, \text{ fino}} \propto e^{-(\delta+1/2)y} = e^{-\gamma} \quad (\text{B.6})$$

cujo índice espectral de fótons, γ , é dado por:

$$\gamma = \delta + 1/2 \quad (\text{B.7})$$

B.3

B2 - BREMSSTRAHLUNG EM ALVO ESPESSO

A emissão em alvo espesso estabelece uma relação entre o espectro de emissão e a taxa de injeção de elétrons $F(E)$, ao invés da distribuição de elétrons $N(E)$, (Brown, 1971), ou seja:

$$I_{X, \text{esp}}(\epsilon, E \leq E_0) \propto \int_{\epsilon}^E F(E) \int_{\epsilon}^E \sigma(\epsilon, E') dE' dE \quad (\text{B.8})$$

onde nos vamos propor uma taxa de injeção de elétrons segundo uma lei de potência:

$$F(E) \propto E^{-\alpha} \quad (\text{B.9})$$

A integração da Equação B.8 utilizando-se as Equações B.1 e B.9 resulta em:

$$I_{X, \text{esp}}(\epsilon, E \leq E_0) \propto \epsilon^{-(\alpha-1)} = \epsilon^{-\gamma} \quad (\text{B.10})$$

que também é uma lei de potência com índice espectral de fótons:

$$\gamma = \alpha - 1 \quad (\text{B.11})$$

Porém, precisamos estabelecer uma relação entre o índice de potência do espectro de fótons e o espectro de elétrons a partir da taxa de injeção mediante alguma hipótese de trabalho. No caso do modelo de precipitação de partículas para a produção de raios X duros, a relação entre a taxa de injeção e a distribuição de partículas é bem simples. O tempo de precipitação dos elétrons é estabelecido pelas velocidades

B.4

dos mesmos. Assim, Δt é inversamente proporcional à velocidade dos elétrons, ou seja:

$$\Delta t \propto E^{-1/2} \quad (B.12)$$

Estabelecendo uma relação linear entre a taxa de injeção e o tempo de vida dos elétrons, nós obtemos:

$$N(E) \propto F(E) \Delta t \quad (B.13)$$

a qual pode ser reescrita através das Equações B.9 e B.13, resultando em:

$$N(E) \propto E^{-(\alpha+1/2)} = E^{-\delta} \quad (B.14)$$

Introduzindo a relação entre os índices δ e α da Equação B.14 na Equação B.10, estabelecemos a seguinte identidade:

$$\gamma = \delta - \frac{3}{2} \quad (B.15)$$

B3 - CONCLUSAO

Assim, uma distribuição de elétrons segundo uma lei de potência, com índice espectral δ nos leva a um espectro de emissão segundo a mesma lei, com um índice γ , cujas relações podem ser assim resumidas:

B.5

a) γ_1 produzido por elétrons aprisionados ou em fuga para a coroa solar (com injeção contínua) dado pela Equação B.7.

b) γ_2 produzido por elétrons em precipitação para a cromosfera com injeção contínua, dado pela Equação B.11 onde $\alpha = \delta$.

c) γ_3 produzido por elétrons em precipitação para a cromosfera com injeção instantânea, dado pela Equação B.15.

Portanto, para uma distribuição de elétrons segundo uma lei de potência com um índice espectral δ , o índice espectral da emissão X dura γ , inferido, respeita a seguinte desigualdade:

$$\gamma_1 > \gamma_2 > \gamma_3$$

(B.16)